

Técnicas de Diagnóstico com Raios X

Aspectos Físicos e Biofísicos

2.^a edição

(Página deixada propositadamente em branco)



E

N

S

I

N

O

EDIÇÃO

Imprensa da Universidade de Coimbra
Email: imprensauc@ci.uc.pt
URL: http://www.uc.pt/imprensa_uc

CONCEPÇÃO GRÁFICA

António Barros

PRÉ-IMPRESSÃO

António Resende
Imprensa da Universidade de Coimbra

EXECUÇÃO GRÁFICA

SerSilito • Maia

ISBN

978-989-8074-83-6

ISBN Digital

978-989-26-0484-8

DOI

<http://dx.doi.org/10.14195/978-989-26-0484-8>

DEPÓSITO LEGAL

292680/09

João José Pedroso de Lima

Técnicas de Diagnóstico com raios X

Aspectos Físicos e Biofísicos

2.^a edição



• COIMBRA 2009

(Página deixada propositadamente em branco)

Dedico este livro à minha Avó Adelaide,
uma memória serena que me vem acompanhando.

(Página deixada propositadamente em branco)

PREFÁCIO

Os exames de diagnóstico com raios X, nas suas diversas modalidades, desempenham um papel vital nos cuidados médicos actuais. Esta metodologia vem apoiando todos os ramos da medicina, há mais de um século, potenciando o seu uso com o passar do tempo.

Uma desvantagem apontada aos métodos de diagnóstico com raios X é a dose de radiação ionizante recebida por pacientes e trabalhadores.

Em alguns dos estudos radiológicos do presente, graças à evolução tecnológica, as doses recebidas pelos pacientes são da mesma ordem de grandeza de doses possíveis de receber em condições consideradas normais, como mudanças de lugar ou viagens de avião. É de prever que a maioria das técnicas da radiologia venham a estar, a curto prazo, em condições semelhantes às atrás mencionadas, de modo a que os benefícios da sua utilização possam ser usufruídos sem preocupações significativas.

Apesar do progresso tecnológico ter levado, nas últimas décadas, a uma redução considerável da irradiação nas técnicas radiológicas e de comissões internacionais reconhecidas coordenarem a utilização destes métodos de modo a tornarem toleráveis os riscos individuais associados, o facto é que a utilização de raios X com fins diagnóstico, dada a sua fantástica divulgação é, e destacadamente, a maior fonte artificial de irradiação com radiação ionizante da população em geral.

Haverá vantagens, a nível de irradiação individual e colectiva, se forem coordenados todos os esforços de modo a diminuir de forma sustentada as doses de radiação no diagnóstico radiológico. A investigação científica, o desenvolvimento tecnológico, a boa execução técnica e a utilização informada dos equipamentos, estão na lista dos passos a dar de modo às técnicas radiológicas poderem ser utilizadas sem preconceitos acrescidos.

A formação dos utilizadores terá sempre um papel importante.

Este livro «Técnicas de diagnóstico com raios X. Aspectos físicos e biofísicos» não foi feito com a intenção de ser uma simples versão actualizada do livro «Física dos métodos de imagem com raios X», que ficou conhecido como o livro «X» publicado em 1995.

A presente obra pretende ter, além das eventuais qualidades do livro **X** e das óbvias actualizações que a tecnologia e a física ofereceram à radiologia, neste intervalo de dez anos, também uma componente de formação mais acentuada de acordo com as tendências das actuais licenciaturas ou mestrados, nas áreas da Engenharia Biomédica, Radiologia, Física Médica, etc.

A componente científica da técnica de imagem com raios X foi assim privilegiada mantendo, no entanto, uma feição didáctica que parte das bases e toma em conta as características multidisciplinares dos assuntos.

Uma fracção significativa do **X** foi mantida sem alterações de fundo, outra foi substancialmente melhorada e outra ainda, eliminada. Algumas incorrecções foram redimidadas. Novos capítulos foram criados ou adicionados de partes complementares: técnicas especiais em radiologia, mamografia, radiologia de intervenção e métodos multimodais.

Pensamos que esta obra poderá ter um impacto estimulante no aluno pois tem a preocupação de explicar ou, pelo menos deixar pistas, de modo a que todos os assuntos sejam entendidos sem lacunas que empobrecam o conhecimento. Por outro lado, acreditamos que a obra seja útil para todos os profissionais da área da radiologia, já que aborda temas com interesse na especialidade, como a técnica em TC e em mamografia, a protecção radiológica, a radiologia de intervenção e a acção biológica dos raios X.

No contexto deste livro, as técnicas destinadas à exploração de estruturas anatómicas internas, por meio de imagens obtidas com feixes de raios X dirigidos através dos pacientes, são as únicas consideradas e numa perspectiva meramente física.

Na utilização dos raios X, antes e depois da obtenção da imagem, há verdadeiras sub especialidades nos campos da fisiologia, biofísica e tecnologia. Antes, há que considerar o esforço de mais de um século em tornar as imagens radiológicas naquilo que hoje são, assim como os recursos oferecidos pelas novas modalidades. Depois da obtenção da imagem e em particular, há a fisiologia e a biofísica da visão, da visualização das imagens e da detecção de contrastes e padrões. Todos estes aspectos são importantes para a obtenção de resultados óptimos com um máximo de rendimento e um mínimo de riscos para pacientes e operadores.

Vamos iniciar este trabalho pelo estudo dos fenómenos que ocorrem na ampola. Seguem-se os aspectos da produção dos raios X, a sua interacção com a matéria, o contraste radiológico, as características e propriedades dos filmes radiológicos e dos intensificadores de imagens, a dosimetria das radiações, aspectos da biofísica da visualização de imagens, as modernas técnicas de imagiologia utilizando raios X, a interacção dos raios X com a

matéria viva e, por fim, a protecção radiológica com um capítulo especial dedicado à radiologia de intervenção.

Evitaremos tratar exaustivamente assuntos que sejam subsidiários do tema principal mas, nem por isso deixaremos de os abordar, objectivamente, se pensarmos que têm interesse formativo ou que ajudam à compreensão dos assuntos em estudo.

Esta obra fica a dever bastante ao apoio que me foi prestado na revisão e não só, por uma pessoa que associou, desde sempre, duas grandes qualidades: a excelente capacidade profissional e a compreensão inteira da amizade. É altamente compensador sentir que há árvores novas nos campos que vamos plantando. Os meus mais sinceros agradecimentos ao Doutor Francisco Alves.

À ATARP e ao seu Presidente Dr. Graciano Nobre Paulo os meus agradecimentos por terem tido a ideia de promover a publicação desta obra.

À Imprensa da Universidade, ao seu Director Prof. José de Faria e Costa, a todos os funcionários e em particular à Dr.^a Maria João Padez e ao Sr. António Resende, os meus agradecimentos pela grande eficiência, compreensão e amizade que, mais uma vez, acompanhou a produção deste livro.

À minha família que já aceitou ter no seu seio um elemento bizarro e ausente que vai produzindo livros verde-escuro, os meus reconhecidos agradecimentos.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • I



**FÍSICA E TECNOLOGIA DA PRODUÇÃO DOS
RAIOS X**

(Página deixada propositadamente em branco)

I. CONCEITOS INICIAIS

Podemos considerar as técnicas de imagem médica divididas em duas grandes categorias: as passivas e as activas. As técnicas passivas só usam sinais endógenos gerados espontaneamente no corpo humano. Exemplos de técnicas de imagem passivas, com aplicação, são a termografia e a visualização da actividade eléctrica do cérebro.

As técnicas de imagem activas resultam de propriedades de várias formas de energia radiante, provenientes de fontes exógenas, capazes de se propagarem através da matéria e fornecerem informação quer anatómica quer fisiológica.

As técnicas activas são, de longe, as mais importantes e, de entre estas, as técnicas radiológicas têm um destaque especial.

A radiologia é uma modalidade que utiliza raios X, uma forma de radiação¹ electromagnética de elevada energia, com a finalidade de obter imagens de diagnóstico médico, como resultado de atenuação diferencial.

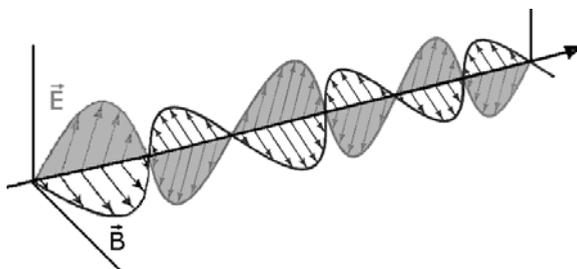


Fig. 1.1 – Natureza da radiação electromagnética.

A radiação electromagnética resulta de vibrações de um campo eléctrico e de um campo magnético, normais entre si, que se propagam com velocidade máxima através do espaço vazio ($3,0 \times 10^{10}$ cm/s - velocidade da luz no vazio). A oscilação do campo magnético induz um campo eléctrico

¹ - Radiação é energia emitida e transferida através do espaço, ou matéria.

oscilatório que, por sua vez, produz um campo magnético variável, processos estes que se continuam, originando o fenómeno ondulatório, (Fig. 1.1). As oscilações sinusoidais da intensidade do campo (Φ), que geram a onda electromagnética, podem ser representadas para o caso de uma onda plana, pela função do tempo e espaço a uma dimensão, segundo a direcção de propagação x , por

$$\Phi(x,t) = \Phi_0 e^{-j(\omega x + kt)} \quad 1.1$$

onde ω é a frequência angular, $k=2\pi/\lambda$ sendo λ o comprimento de onda e j a unidade imaginária.

Os processos conhecidos dos quais resulta o aparecimento de radiação electromagnética são: as transições quânticas de energia, a aceleração de cargas eléctricas e a aniquilação de positrões.

As ondas electromagnéticas podem ter comprimentos de onda que vão desde 10^9 cm (dezena de milhar de quilómetros) nas ondas de rádio longas, até 10^{-13} cm (bilionésimo do milímetro), nos raios cósmicos (Fig. 1.2).

Qualquer fenómeno ondulatório apresenta uma dualidade onda-corpusculo. Inversamente, a qualquer partícula em movimento está associada uma onda².

Até aqui, só nos referimos às propriedades ondulatórias dos raios X. Nalgumas situações, a natureza corpuscular da radiação electromagnética é claramente evidenciada (efeito fotoeléctrico, efeito de produção de pares, etc.). Podemos considerar um feixe de raios X como o deslocamento de pequenas quantidades de energia (quanta), a que chamaremos fotões, progredindo à velocidade da luz.

A energia transportada individualmente pelos fotões é:

$$E = h \nu \quad 1.2$$

onde ν é a frequência da radiação e h a constante de Planck.

² - Uma partícula com energia cinética E e quantidade de movimento de módulo p , tem associada uma onda com frequência $\nu=E/h$ e comprimento de onda $\lambda=h/p$. Um exemplo desta dualidade é a propagação do calor. Na propagação por irradiação a natureza ondulatória é evidente. A natureza corpuscular é evidenciada na propagação por condução. Generalizando, os fenómenos de reflexão e a refração são explicáveis em termos de onda ou de corpusculo. A difracção, interferência e polarização são explicáveis só em termos ondulatórios. A radiação do corpo negro e os efeitos fotoeléctrico e Compton são explicáveis só em termos corpusculares.

Embora certas propriedades básicas sejam comuns a todas as radiações electromagnéticas, a gama das frequências do espectro é tão larga que as características físico-químicas individuais dos diferentes tipos de radiação e o seu impacto sobre o homem são, essencialmente, diferentes (Fig. 1.2). Os raios X pertencem ao grupo das radiações com fotões de energia superior a onze electrões-volt³, ou seja, capazes de ionizarem estruturas biológicas.

As aplicações médicas dos raios X utilizam fotões no intervalo de energia que vai de alguns KeV a alguns MeV. Em radiodiagnóstico utilizam-se, em geral, fotões de energia inferior a 150 KeV e superior a 15 KeV⁴. O intervalo de energia que corresponde aos raios X sobrepõe-se ao correspondente à radiação gama, de origem nuclear e resultante de processos de desintegração nuclear.

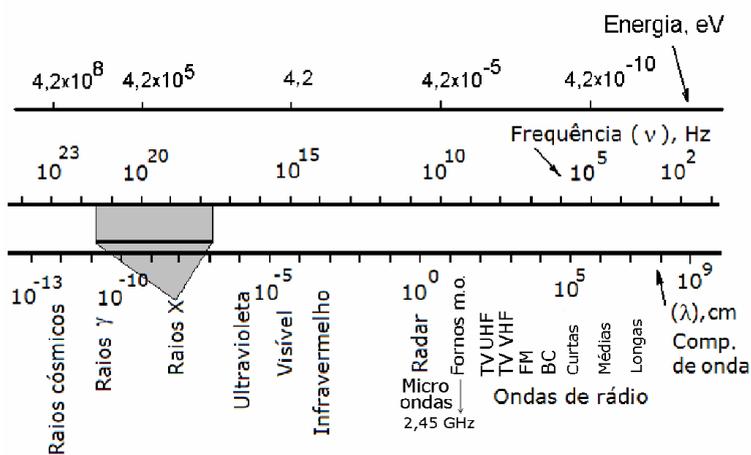


Fig. 1.2 – Distribuição e características da radiação electromagnética.

Em radiodiagnóstico e radioterapia os interesses últimos (teóricos) são obter informação sem ceder energia da radiação ao meio biológico, na primeira e ceder toda a energia da radiação no lugar apropriado, na segunda.

A contribuição mais importante da tecnologia dos raios X tem sido no campo da medicina, mas são de realçar outras aplicações importantes nas áreas da investigação (cristalografia, bioquímica e cosmologia), da indústria

³ - Electrão-Volt (eV) - energia cinética que o electrão adquire por acção da diferença de potencial de 1 V.

⁴ - Em terapêutica os raios X de 15 a 50 KeV são chamados de raios de Grenz, de 50 a 150 KeV de raios X superficiais e de 150 a 500 KeV de raios X de ortovoltagem.

(exames de continuidade em equipamento metálico pesado) e da segurança (aeroportos e outros locais).

Presentemente e de um modo geral, os raios X usados para fins de diagnóstico médico são produzidos por bombardeamento de eléctrodos metálicos com feixes de electrões de elevada energia cinética.

Na ampola, onde se faz um vazio elevado ($<10^{-6}$ mmHg), existe um filamento de tungsténio F, um dispositivo de focagem D e um ânodo A (ou anticátodo) também, em geral, de tungsténio.

As características exigidas aos raios X, para a execução das diferentes técnicas radiológicas, são, em grande parte, obtidas por variação da energia cinética dos electrões e da corrente eléctrica transportada por estes⁵. A Fig. 1.3 mostra, em esquema simplificado, a constituição de uma moderna ampola de raios X.

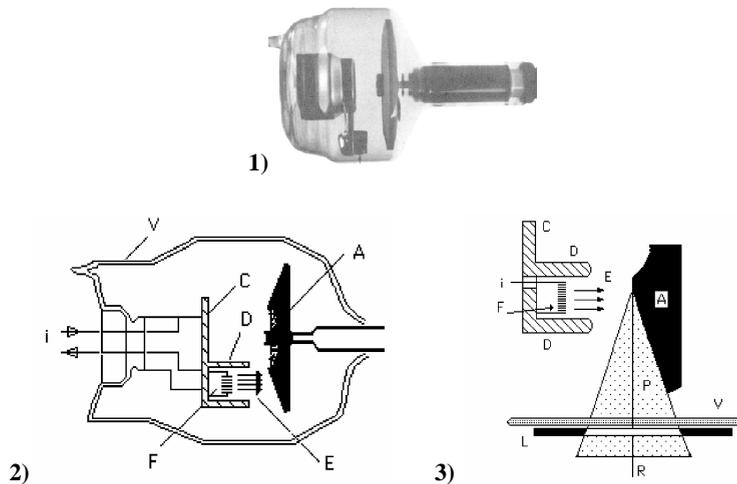


Fig. 1.3 – 1) Fotografia de ampola de raios X típica. 2) Corte esquemático do tubo. 3) Detalhe de 2): A - Ânodo; E – Feixe de electrões; V - Parede de vidro; D - Eléctrodo de focagem; P - Feixe primário⁶ de raios X; R - Raio central; F - Filamento; C – Suporte condutor; i – Intensidade da corrente eléctrica de filamento; L – Colimador (ou diafragma).

⁵ - Corrente eléctrica de um feixe de electrões é a carga eléctrica correspondente ao número de electrões que, por segundo, atravessam a secção do feixe normal à velocidade de deslocamento.

⁶ - Em geral, um feixe de radiação electromagnética é um conjunto de fótons emitidos por uma fonte de pequenas dimensões, numa determinada direcção, geralmente limitado por um colimador, situado próximo da fonte. No caso da ampola de raios X a secção normal ao raio central é, em geral, quadrangular ou rectangular.

O filamento F é levado ao rubro, por efeito Joule, produzido pela corrente de intensidade i que o atravessa.

Entre o ânodo e o filamento é aplicada uma diferença de potencial eléctrico que, nas aplicações da ampola em diagnóstico radiológico, varia de cerca de duas dezenas à centena e meia de quilovolts.

Os electrões emitidos do filamento por efeito termoiónico são acelerados no campo eléctrico existente entre A e F. Devido à acção do eléctrodo de focagem D os electrões são dirigidos sobre uma área mínima do ânodo, chamada foco, idealmente pontual, cedendo aí a sua energia cinética.

Da colisão de partículas carregadas, com energia cinética até às centenas de KeV, com a matéria, pode resultar a libertação de diversas formas de energia, umas com espectro contínuo (térmica, visível, raios X, etc.) e outras com espectro discreto (luz de fluorescência e raios X). A maior parte desta energia é libertada na forma de calor e só uma pequena fracção é emitida como energia electromagnética X, com um espectro semelhante ao que se observa na Fig. 1.4 (curva 3).

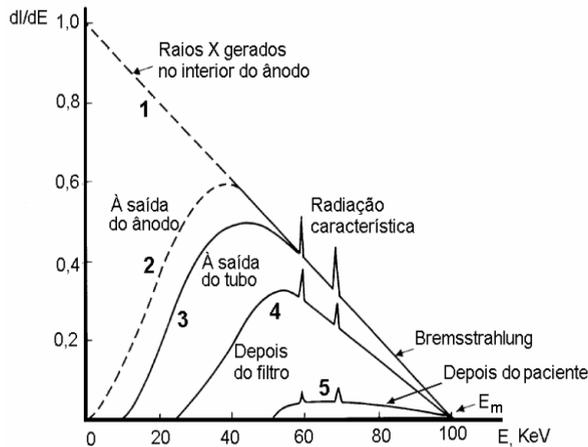


Fig. 1.4 – Distribuição da energia emitida por uma ampola de raios X. (dI/dE - intensidade do feixe por unidade de energia dos fótons. E_m - máxima energia dos fótons do feixe). 1 - a tracejado - Recta teórica (hipotética) do efeito (ver adiante). 2 - Espectro de energia à saída do ânodo de tungsténio. 3 - Espectro de energia à saída do tubo sem filtragem adicional, para além da inerente. 4 - Espectro com filtragem equivalente a 2,5 mm Al (inerente mais adicionado). 5 - Espectro de energia emergente do paciente.

Neste espectro, sobre uma distribuição contínua, ocorrem vários picos com pequena contribuição para a energia total emitida. O máximo da parte contínua ocorre entre $1/3$ a $1/2$ da energia máxima dos fótons (E_m).

A recta a tracejado (curva 1) mostra o espectro que seria observado com um feixe de electrões monoenergéticos, como ocorre nas ampolas de raios X, mas na situação teórica de total ausência de filtragem, incluindo a que se verifica na camada superficial do próprio ânodo.

Nas curvas 2 e 3 são notórios os efeitos da filtragem nas baixas energias e a quase sobreposição dos espectros, com e sem filtragem, nas energias mais elevadas, próximas de E_m .

Chama-se a atenção para as dimensões da ordenada do espectro da Fig. 1.4, dI/dE , ou seja, intensidade⁷ do feixe de raios X por unidade de energia dos fotões. Na Fig. 1.5 o rectângulo em cinzento, com base entre as abcissas E e $E+dE$ e altura dI/dE , tem por área, supondo dE pequeno, aproximadamente dI e representa a intensidade do feixe de raios X que corresponde aos fotões com energias no intervalo entre E e $E+dE$. O somatório das áreas de todos os rectângulos subentendidos pelo espectro é, aproximadamente, a intensidade total do feixe de raios X

$$I \approx \sum_0^{E_m} dI \quad 1.3$$

No limite quando $dE \rightarrow 0$ o erro na aproximação do valor da ordenada deixa de existir e teremos a Eq. 1.4

$$I = \int_0^{E_m} dI \quad 1.4$$

Em condições típicas de utilização médica, a área que corresponde à componente contínua do espectro é da ordem dos 90 %. Por vezes, interessa normalizar os espectros pelo que se usa para ordenada a quantidade $dI/(IdE)$, fracção da intensidade total do feixe de raios X por unidade de energia dos fotões. Nestas condições a área total subentendida pelo espectro é unitária. Utilizando o raciocínio anterior, a área do rectângulo cinzento seria a fracção da intensidade total do feixe de raios X correspondente aos fotões com energias no intervalo entre E e $E+dE$.

⁷ - Intensidade da radiação I : é a energia por unidade de tempo e por unidade de área normal à direcção dos raios. A intensidade combina informação sobre quantidade e qualidade da radiação.

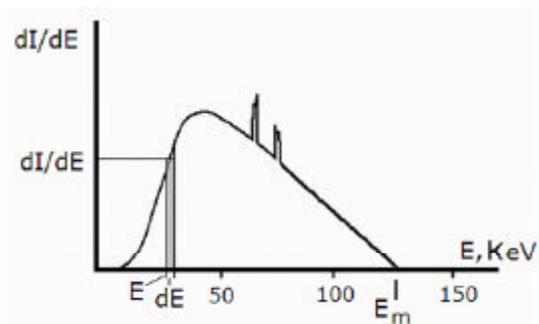


Fig. 1.5 – O retângulo em cinzento, com base entre as abcissas E e $E+dE$ e altura dI/dE , tem por área, supondo dE pequeno, aproximadamente, dI e representa a intensidade do feixe de raios X que corresponde aos fótons com energias no intervalo entre E e $E+dE$. O somatório das áreas de todos os rectângulos análogos subentendidos pelo espectro é, aproximadamente, a intensidade total do feixe de raios X.

Os espectros 2 e 3 da Fig. 1.4, podem ser obtidos utilizando o sistema ilustrado na Fig. 1.6. Um fino feixe de raios X é dirigido a um detector de cintilação⁸ devidamente protegido.

No cristal são produzidas cintilações cuja intensidade é proporcional à energia dos fótons X libertada no seu interior. No tubo fotomultiplicador os sinais luminosos são transformados em sinais eléctricos cuja distribuição de amplitudes constitui um espectro com distribuição relativa proporcional às energias dos raios X.

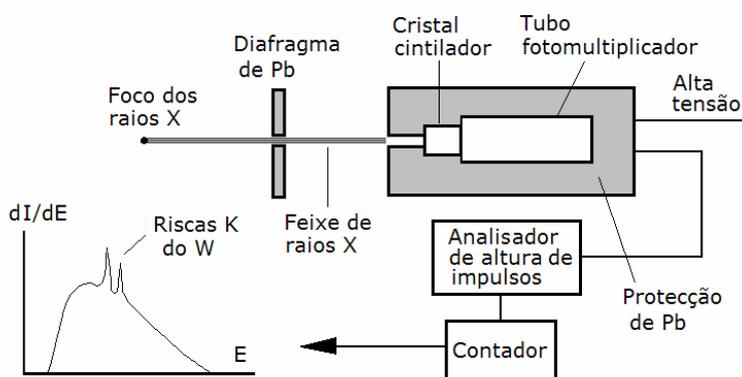


Fig. 1.6 – Dispositivo utilizado para obter um espectro de raios X.

⁸ - Um detector de cintilação para raios X ou γ é constituído por um cristal cintilador (geralmente NaI(Tl)) acoplado a um tubo fotomultiplicador e pela electrónica associada.

As Figs. 1.7 e 1.8 esquematizam os processos que ocorrem com os electrões acelerados provenientes do cátodo sobre os átomos do ânodo e dos quais resulta a produção dos raios X.

O fenómeno esquematizado na Fig. 1.7 é responsável pela parte contínua do espectro e deve-se à perda de energia cinética de electrões que passam próximo do núcleo de átomos do anticátodo. É o efeito de bremsstrahlung (travamento dos raios, em alemão), também chamado de efeito de desaceleração. A trajectória do electrão é deflectida sendo emitido um fotão chamado de fotão de bremsstrahlung. O espectro teórico de energia dos fotões de bremsstrahlung é uma recta decrescente a partir de um certo valor de energia e corresponde à situação que imaginámos na Fig. 1.4 (curva 1, a tracejado) para total ausência de filtragem. A emissão de fotões de bremsstrahlung resulta da conservação do momento cinético do sistema núcleo-electrão acelerado. A variação da velocidade destes electrões, devido à acção atractiva dos núcleos do ânodo, de elevado número atómico, obriga à transformação de energia cinética em electromagnética (fotões), para ser conservado o momento cinético do sistema. As energias dos fotões emitidos ou, se quisermos, as energias perdidas pelos electrões, dependem do número atómico dos núcleos, da distância de interacção electrão-núcleo e da energia cinética dos electrões.

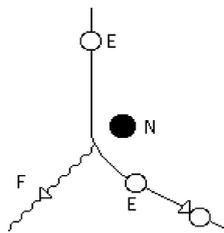


Fig. 1.7 – Efeito de bremsstrahlung. E – Electrão; N - Núcleo; F - Fotão de bremsstrahlung.

A energia máxima do espectro dos raios X, E_m , é a energia cinética total dos electrões incidentes e corresponde à transformação completa da energia cinética daqueles em energia electromagnética⁹.

Os picos que se observam no espectro da Fig. 1.4 devem-se aos fenómenos esquematizados nas Figs. 1.8 a) e 1.8 b).

⁹ - Se a tensão máxima (KVp) tem o valor A (KV), a energia máxima dos raios X é A (KeV).

Os electrões acelerados (e) podem colidir¹⁰ com electrões (e_o) das camadas mais internas dos átomos do ânodo, produzindo ionização ou excitação. No primeiro caso, um electrão orbital do átomo é expelido¹¹. No segundo caso, um electrão passa a ocupar um nível de energia mais elevado no átomo.

Em qualquer destas condições, os átomos ficam instáveis e um electrão de uma das camadas de maior energia potencial em breve saltará para a vaga resultante da colisão, libertando-se um fotão. Este fotão é radiação característica dos átomos do ânodo e poderá ser de raios X, para átomos de Z elevado. Outros saltos quânticos com libertação de radiação electromagnética característica se seguirão, até ao estado energético do átomo ser mínimo. No caso da ionização, este estado corresponde ao átomo sem um dos electrões de energia de ionização mínima, no caso da excitação corresponde ao estado fundamental.

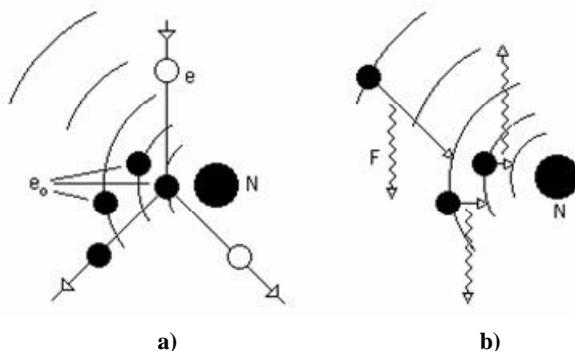


Fig. 1.8 – Produção de raios X característicos. a) Ionização por acção de e sobre e_o . b) Reajuste das camadas electrónicas com emissão de fotões. (e - Electrão incidente; e_o - Electrão orbital; N - Núcleo; F - Fotão característico).

As energias dos vários picos que ocorrem no espectro devem-se às diversas possibilidades de interacção com os electrões mais próximos do núcleo, bem como às diferentes alternativas de emissão da energia recebida

¹⁰ - O termo colisão, neste contexto, significa interacção Coulombiana.

¹¹ - A energia mínima necessária para retirar um electrão orbital da influência do núcleo é a energia de ionização correspondente a este electrão. Esta energia é igual e de sinal contrário à energia de ligação do mesmo electrão ao átomo. A cada valor de energia de ligação corresponde um potencial de ionização. A mínima energia capaz de ionizar um átomo, ou seja, deslocar os electrões de mínima energia de ligação (electrões de valência) é o potencial de ionização do átomo.

do electrão acelerado e são características da espécie atómica que constitui o ânodo. O espectro de riscas que se sobrepõe à parte contínua, na Fig. 1.4, tem, assim, uma natureza idêntica à dos espectros ópticos de emissão, igualmente de riscas. Para o caso dos raios X, as riscas resultam de interacções com os electrões mais ligados ao núcleo, em elementos de número atómico elevado, e são riscas K, L ou M. Torna-se evidente que estas riscas só estarão presentes se a energia cinética dos electrões acelerados for superior à energia característica dos níveis correspondentes.

No caso dos espectros ópticos trata-se de transições de baixa energia e os fotões característicos emitidos são fotões luminosos.

Os dois processos, atrás mencionados, que explicam a Fig. 1.4 e estão na origem da produção dos raios X, estão longe de ser os únicos que levam à perda de energia dos electrões acelerados, quando estes colidem com os átomos.

As colisões com os electrões menos ligados ao núcleo, mais abundantes nos átomos de Z elevado, são os processos que predominam. Destas colisões resulta a transformação em calor de mais de 99% da energia cinética dos electrões acelerados. O rendimento na emissão total de raios X, numa ampola vulgar para fins clínicos, é cerca de 1%¹².

Em resumo, os electrões incidentes no ânodo podem produzir quatro efeitos: excitação nas camadas mais externas, ionização nas camadas mais externas, ionização nas camadas mais internas e efeito Bremsstrahlung. Há ainda a produção de raios X extra-focais¹³. Os dois primeiros processos ocorrem para energias muito baixas contribuindo para a produção de calor e não tendo interesse na produção de raios X.

A energia de um fotão é directamente proporcional à frequência do movimento ondulatório correspondente (Eq. 1.2) sendo esta o quociente entre a velocidade da luz no vazio e o comprimento de onda. Assim, tomando conta os valores das constantes, pode escrever-se

$$E \text{ (keV)} = \frac{h c}{\lambda} = \frac{1,24}{\lambda \text{ (nm)}} \quad 1.5$$

¹² - Para ânodos de W os rendimentos na produção de raios X para tensões aceleradoras de 50, 100 e 150 KV são da ordem de 0,4, 0,8 e 1,3 % respectivamente.

¹³ - É importante referir que em todos os tubos é produzida uma pequena fracção de radiação X extra-focal, emitida de outras partes do tubo, que não o foco, devida a electrões acelerados, provenientes do filamento e inadequadamente orientados. Os raios X produzidos por estes electrões têm as mais diversas orientações, podendo passar a janela e integrar o feixe ou estender-se para fora dos seus limites.

que relaciona directamente energia em KeV com comprimento de onda em nanómetros.

Lembrando a definição de electrão-Volt facilmente se vê que a energia máxima dos fotões emitidos na ampola é o número de eV que iguala o número de Volts do potencial acelerador, suposto constante.

O valor máximo de energia, E_m da Fig. 1.4, a que corresponde o comprimento de onda mínimo λ_{\min} da radiação X, ocorre quando toda a energia cinética dos electrões é transformada em energia electromagnética e corresponde como que a uma colisão frontal entre electrão e núcleo. Se o potencial acelerador na ampola for V e se admitirmos que os electrões partem do filamento com velocidade inicial desprezável, a energia cinética dos electrões, ao atingirem o anticátodo, é igual, em módulo, à energia potencial dos mesmos ao abandonarem o filamento, ou seja

$$1/2 m_e v^2 = eV \quad 1.6$$

onde e^{14} e m_e são respectivamente o módulo da carga e a massa do electrão.

Se toda a energia cinética aparecer na forma de um fotão de raios X, tem-se

$$E_m = eV = h\nu_m = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad 1.7$$

Substituindo os valores das constantes podemos obter a fórmula de Douane e Hunt que permite obter λ_{\min} para uma dada tensão aceleradora:

$$\lambda_{\min} (\text{Å}) = \frac{12,403}{V(\text{KV})} \quad 1.8$$

Por exemplo, o comprimento de onda mínimo dos raios X para a tensão de 120 KV_p é de 0,1 Å.

O espectro de energia dos raios X pode traduzir-se pela função $E(\epsilon)$, significando, por exemplo, energia total E dos fotões com energia ϵ , ou número de fotões por mm² com energia ϵ , ou energia total por segundo dos fotões com energia ϵ .

A energia média do espectro de energia dos raios X é, então

¹⁴ - A carga do electrão (módulo), ou carga elementar $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Coulomb é a mínima porção de carga eléctrica existente e é conhecida com uma precisão de 23 casas decimais.

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\epsilon_m} \epsilon E(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\epsilon_m} E(\epsilon) d\epsilon} \quad 1.9$$

O espectro $E(\epsilon)$ não é geralmente conhecido pelo que o valor de \bar{E} não é utilizado.

Por definição, a energia efectiva de um feixe policromático de raios X é a energia de um feixe monocromático hipotético que sofre a mesma atenuação por um dado absorvente de referência. A energia efectiva do feixe policromático (E_{ef}) é obtida calculando o coeficiente de atenuação¹⁵ linear efectivo (μ_{ef}) para uma espessura d conhecida do material de referência. As intensidades incidente ($I_{o(pol)}$) e emergente ($I_{(pol)}$) do feixe policromático podem medir-se e relacionar-se entre si e com as intensidades correspondentes $I_{o(E_{ef})}$ e $I_{(E_{ef})}$ do feixe monocromático. Temos

$$I_{(pol)} = I_{o(pol)} e^{-\mu_{ef} d}$$

Como, por definição é

$$\frac{I_{o(pol)}}{I_{(pol)}} = \frac{I_{o(E_{ef})}}{I_{(E_{ef})}} \quad \text{vem} \quad \mu_{ef} = \frac{1}{d} \ln \frac{I_{o(pol)}}{I_{(pol)}} = \frac{1}{d} \ln \frac{I_{o(E_{ef})}}{I_{(E_{ef})}} \quad 1.10$$

Só existe uma energia de fotões X que, para a espessura d do material usado, sofra a atenuação $I_{(pol)}/I_{o(pol)}$.

A energia efectiva é definida para materiais de referência com interesse (por exemplo, água) para espessuras fixas. É obtida a partir de tabelas, conhecendo as atenuações, sendo considerada constante para outros materiais.

Para um dado feixe de raios X obtido com tensão aceleradora constante é costume utilizar-se o comprimento de onda efectivo. Em continuidade do que referimos acima, comprimento de onda efectivo é o comprimento de onda de um feixe monoenergético com propriedades de atenuação idênticas às do feixe real de raios X. Em geral considera-se que

$$\lambda_{ef} = 3/2 \lambda_{min} \quad 1.11$$

¹⁵ - Ver definição no Cap. II, Eq. 2.7.

A energia efectiva E_{ef} é a energia que corresponde ao comprimento de onda efectivo λ_{ef} , ou seja, usando as Eqs. 1.7 e 1.11.

$$\begin{aligned} E_{ef} &= \frac{h c}{\lambda_{ef}} = \frac{2 h c}{3 \lambda_{min}} \\ &= \frac{2}{3} E_{max} \end{aligned} \quad 1.12$$

A energia efectiva¹⁶ é, portanto, 2/3 da energia máxima.

A equivalência entre as propriedades de um feixe monoenergético de energia igual à energia efectiva (ou comprimento de onda igual ao comprimento de onda efectivo) e as propriedades do feixe real é uma aproximação tanto mais grosseira, quanto mais largo é o espectro de energia deste feixe.

Deve, no entanto, referir-se que as Eqs. 1.11 e 1.12 são uma aproximação que só é aplicável se a tensão aceleradora for perfeitamente constante. Por exemplo, para uma tensão V , obtida directamente por rectificação de onda completa vem

$$\lambda_{ef} = 1,8 \lambda_{min} \quad e \quad E_{ef} = 0,56 E_{max} \quad 1.13$$

O ânodo das ampolas de raios X para fins clínicos é, em geral, de tungsténio, por duas razões principais: a primeira, é que os elementos de número atómico elevado são mais eficazes na produção de fotões de raios X do espectro contínuo de energias que é o que, em geral, interessa em medicina, e, a segunda, é o elevado ponto de fusão do tungsténio (3 380 °C). Esta última propriedade é importante pois, não obstante os anticátodos serem frequentemente arrefecidos por circulação interior de água ou óleo, e serem rotativos, podem atingir temperaturas elevadíssimas depois de algum tempo de funcionamento.

Na Fig. 1.3.3) está representado a sombreado o feixe de raios X útil, limitado pela janela existente no colimador L. Os fotões de raios X não são emitidos isotropicamente. Para as condições de trabalho utilizadas em radiologia, as maiores probabilidades de emissão ocorrem para ângulos próximos dos 90° com a direcção de incidência dos electrões.

Os comprimentos de onda dos raios X de diagnóstico, bem como as energias correspondentes e os dispositivos utilizados na sua produção, podem observar-se na Fig. 1.9.

¹⁶ - Nas aplicações médicas utilizam-se normalmente feixes de RX com energia efectiva entre os 20 e os 120 KeV, dependendo do tipo de exame pretendido.

Raios X de muito elevadas energias podem ser obtidos com electrões acelerados em aceleradores tais como o betatrão, onde obtêm raios X de 10^7 a 10^8 eV e, neste caso, com elevados rendimentos, da ordem dos 80%.

É de esperar que as diferentes aplicações radiológicas exijam diferentes qualidades, quantidades e modos de aplicação dos raios X. É, assim, importante conhecer as propriedades dos parâmetros associados à produção do feixe de raios X, pois são estas que vão condicionar a imagem final.

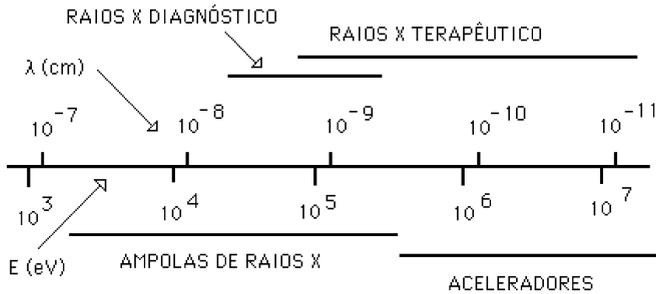


Fig. 1.9 – Comprimentos de onda, energias e dispositivos de produção de raios X com interesse médico.

A quantidade de radiação X emitida¹⁷ por uma ampola pode ser alterada sem variar a energia máxima. Para uma dada tensão aceleradora a quantidade de raios X emitida depende do número de electrões que colidem com o ânodo, verificando-se uma relação de proporcionalidade directa entre a intensidade total da corrente eléctrica anódica i_a e a intensidade I do feixe de raios X emitido, Fig. 1.10 b). Ou seja, na Fig. 1.10 a), a área subentendida pelos espectros é proporcional às correntes anódicas utilizadas na sua obtenção. Na Fig. 1.10 a) a corrente anódica é o parâmetro da família de curvas que se observa. Para uma tensão aceleradora constante, a variação da intensidade anódica é obtida por variação da intensidade da corrente de aquecimento do filamento.

Podemos escrever para a situação em discussão

$$\frac{i_{a2}}{i_{a1}} = \frac{E_{T2}}{E_{T1}} \quad 1.14$$

¹⁷ - A quantidade de radiação X emitida é a energia total do feixe emergente.

onde i_{a1} e i_{a2} são intensidades de corrente anódicas e E_{T1} e E_{T2} as energias totais transportadas pelos feixes de raios X correspondentes, para a mesma tensão aceleradora e o mesmo intervalo de tempo¹⁸.

A energia efectiva ou, se quisermos, a qualidade dos raios X de um feixe, depende sobretudo da tensão aceleradora V_a aplicada ao tubo que determina a energia máxima do seu espectro.

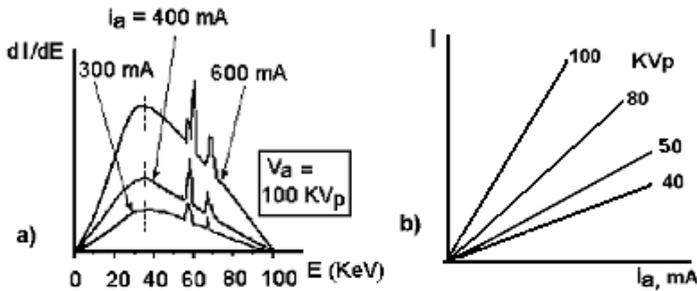


Fig. 1.10 – a) Curva dI/dE (Intensidade do feixe por unidade de energia dos fótons) em função de E (energia dos fótons) para diversas intensidades anódicas i_a (300, 400 e 600 mA) e tensão aceleradora constante (100 KVp). b) Para valores constantes de KVp a intensidade dos raios X emitidos é proporcional à corrente anódica.

Com o aumento da tensão aceleradora a quantidade de electrões emitidos pelo filamento bem como a sua velocidade terminal aumentam.

Para uma mesma corrente anódica, a energia total irradiada por uma ampola de raios X varia, aproximadamente, com o quadrado da tensão anódica, ou seja,

$$\frac{V_{a2}^2}{V_{a1}^2} = \frac{E_{T2}}{E_{T1}} \quad 1.15$$

¹⁸ - Em geral os feixes não são de raios paralelos pelo que a velocidade de fluência energética traduz melhor as condições reais do que a intensidade. Velocidade de fluência energética F num ponto P é a energia total transportada por um feixe que atravessa uma esfera, centrada em P , de secção diametral dS , por unidade de superfície da secção diametral e por unidade de tempo. As dimensões de F são energia área⁻² tempo⁻¹ (Ver Cap. V; IV 4).

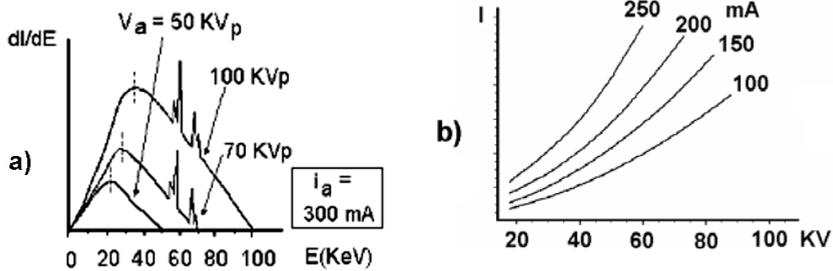


Fig. 1.11 – a) Curva dI/dE em função de E para diversas tensões aceleradoras (100, 70 e 50 KVp) e corrente anódica constante (300 mA). b) As curvas da intensidade dos raios X em função da KVp para valores constantes da intensidade anódica são arcos de parábola.

As áreas subentendidas pelas curvas espectrais na Fig. 1.11 a) variam proporcionalmente com o quadrado da tensão aceleradora.

Assim, a energia total dos raios X emitidos depende mais severamente da tensão aceleradora do que da corrente anódica.

As curvas da intensidade dos raios X em função da tensão anódica, para valores constantes da intensidade anódica, são arcos de parábola (Fig. 1.11 b)).

O aumento de tensão necessário para duplicar a intensidade dos raios X emitidos pode obter-se através da relação

$$\frac{V_{a_2}^2}{V_{a_1}^2} = 2$$

donde

$$V_{a_2} = 1,41 V_{a_1} \tag{1.16}$$

O aumento teórico de 41% da tensão anódica, mantendo a corrente anódica constante, faz duplicar a intensidade do feixe de raios X.

Nas ampolas clínicas típicas, o espectro dos feixes de raios X utilizados, após absorção no vidro da ampola e filtragem apropriada (alumínio ou cobre), tem o aspecto da Fig. 1.12.

Praticamente, só a parte contínua do espectro tem interesse para fins de diagnóstico médico. A grande exceção é a mamografia, com ânodos de molibdénio ou ródio, onde são utilizados, sobretudo, raios X característicos.

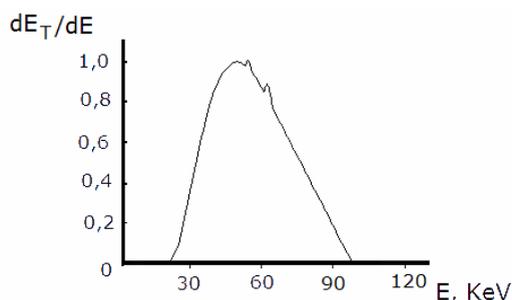


Fig. 1.12 – Espectro de raios X clínicos após filtragem acentuada. (Tensão anódica de 100 KVp).

A Fig. 1.12, apresenta um espectro de raios X clínicos após filtragem acentuada. Apesar de uma parte considerável da área subentendida corresponder a valores de energia acima de metade do máximo, o espectro está longe de ser monoenergético. Os filtros adicionados são placas de metal (tipicamente de alumínio) que são colocados no trajecto do feixe de raios X, entre a ampola e o colimador, e se destinam a remover as baixas energias do feixe, sem interesse de diagnóstico, com redução da dose no paciente.

A filtragem total do feixe é a soma da filtragem inerente com a filtragem adicionada. A filtragem inerente é devida ao vidro do tubo, ao óleo do sistema de arrefecimento no trajecto dos raios atravessado pelo feixe e à espessura e constituição da janela¹⁹.

A filtragem do feixe de raios X altera a forma do espectro aumentando a participação relativa das energias mais altas, ou seja, endurecendo o feixe. Na Fig. 1.13 a), para uma ampola sujeita a 80 kVp, a curva 1 foi obtida sem filtragem adicionada, a curva 2 com um filtro de 1 mmAl e a curva 3 com um filtro de 2 mmAl. Os quadrados negros nas curvas indicam o valor da energia média do espectro. Observe-se o aumento deste valor após a adição dos filtros.

Os aparelhos de raios X de uso geral apresentam uma filtragem adicionada de 2,5 mm de Al e a dose a 1 m do foco deve ser superior a 25 mGy/mAs, para uma tensão de 80 kVp.

Na situação prática real os filtros adicionados e os tecidos atravessados pelo feixe alteram o espectro, como se exemplifica na Fig. 1.13 b);

¹⁹ - ~0,54 mm Al/mm de vidro; ~0,03 mm Al/mm de óleo; ~0,05 mm Al/mm baquelite. Espessura inerente total ~0,5 mm Al equivalente

observa-se a modificação do espectro produzido por uma ampola sujeita a 65 KVp com filtro de 1,5 mmAl (curva 1), após uma espessura de 0,4 mm osso + 4,6 mm de tecido mole (curva 2) e após uma espessura de 0,4 mm osso + 9,6 mm de tecido mole (curva 3). Os valores das energias médias estão indicados.

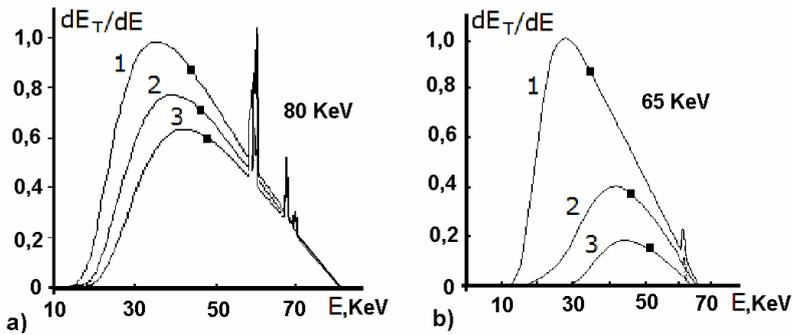


Fig. 1.13 – a) Espectro de raios X para uma tensão de 80 kVp. A curva 1 sem filtro adicionado, a curva 2 com 1 mmAl e a curva 3 com 2 mmAl. Os quadrados negros indicam o valor da energia média do espectro. b) Modificação no espectro da curva 1 (65 KVp, c/ filtro de 1,5 mmAl). Na curva 2 após 0,4 mm osso+4,6 mm de tecido mole e na curva 3 após 0,4 mm osso+9,6 mm de tecido mole. E_T é a energia total; E é a energia dos fótons.

A filtragem total²⁰ deve assegurar que a espessura semiredutora, HVL (ver Cap. II; II) do feixe primário, para um dado tubo de raios X e colimador, não seja inferior aos valores mostrados no quadro 1.

Quando os aparelhos podem introduzir automaticamente filtros de diversas espessuras, deve existir um dispositivo que impeça a execução de disparos se a filtragem mínima não estiver colocada. Muitos aparelhos têm os filtros permanentemente introduzidos.

Como veremos, as consequências mais directas do aumento da filtragem do feixe de raios X são a diminuição da dose no paciente e a diminuição do contraste²¹ no feixe emergente.

²⁰ - Filtragem equivalente total: tubo de uso geral $\geq 2,5$ mm Al; Mamografia $\geq 0,03$ mm Mo ou 0,5 mm Al; Dentário (≤ 70 kVp) $\geq 1,5$ mm Al, (> 70 kVp) $\geq 2,5$ mm Al.

²¹ - Como conceito, contraste é a diferença entre o valor de uma dada propriedade em duas regiões contíguas, que permite a sua distinção. Como quantidade física, consideradas duas regiões contíguas com propriedades diferentes B e B', o contraste C entre estas é $C = (B-B')/(B+B')$

Quadro 1.1 - Valor de HVL mínimo

Tensão no tubo de RX (kVp)	Mínimo HVL (mm Al)	Tensão no tubo de RX (kVp)	Mínimo HVL (mm Al)
50	1.5	100	2.7
60	1.8	110	3.0
70	2.1	120	3.2
80	2.3	130	3.5
90	2.5	140	3.8

O balanço da utilização da energia do feixe de raios X no paciente encontra-se na Fig. 1.14. O espectro da energia incidente (A) e o espectro da energia absorvida no paciente (A-B) encontram-se na Fig. 1.14 b). As áreas a tracejado totais, incluindo as porções a cinzento e a branco, são iguais em a) e b). A área total subentendida pela curva A (Fig 1.14 a)) é a energia incidente no paciente.

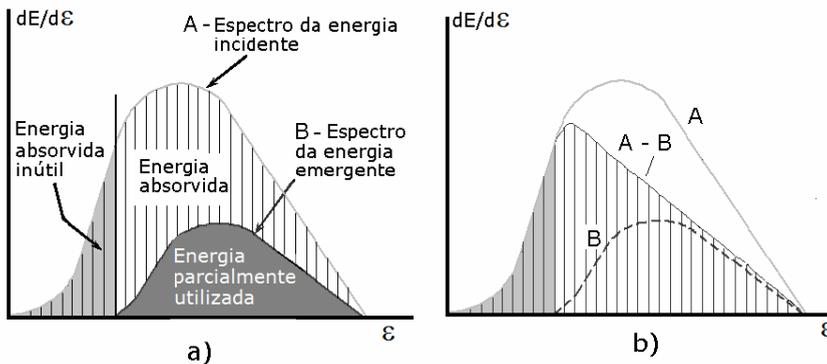


Fig. 1.14 – a) Espectros da energia incidente (A) e da energia emergente (parcialmente utilizável) (B). A área total com traços verticais corresponde à energia absorvida sendo a parte mais clara energia absorvida não utilizável para obter a imagem. b) Espectro da energia incidente (A) e espectro da energia absorvida (A-B). A área tracejada é igual em a) e b).

A área entre a curva B e as abcissas é a energia do feixe emergente incidente no filme, ou detector, e parcialmente utilizada para obtenção da imagem. A área entre A e B, com traços verticais, corresponde à energia

total absorvida no paciente sendo a parte cinzento claro correspondente ao intervalo de energias para as quais a absorção no paciente é total, e que é, portanto, inútil para a formação de imagem. Parte da área a cinzento-escuro, subentendida pela curva B não transmite informação utilizável para a imagem pois corresponde a radiação dispersa pelo paciente.

Em geral, a energia dos fótons é o parâmetro usado para caracterizar as propriedades dos raios X nas aplicações médicas. Noutras áreas e, em particular, nos estudos de difracção com raios X, utilizados na determinação de estruturas à escala atómica, é mais usado o comprimento de onda²².

Os espectros de energia dos raios X considerando como variável independente o comprimento de onda λ , e como função a energia por unidade de comprimento de onda têm o aspecto da Fig. 1.15 a), onde são observados os efeitos da filtragem. Os raios X com comprimento de onda mínimo 0,248 Å, que correspondem à máxima energia do espectro (50 KeV), são pouco afectados pela filtragem do feixe.

Na Fig. 1.15 b) encontram-se curvas de $dN/d\lambda$ (número de fótons por unidade de λ) em função de λ , para diversas tensões anódicas, mantendo a corrente anódica constante (250 mA).

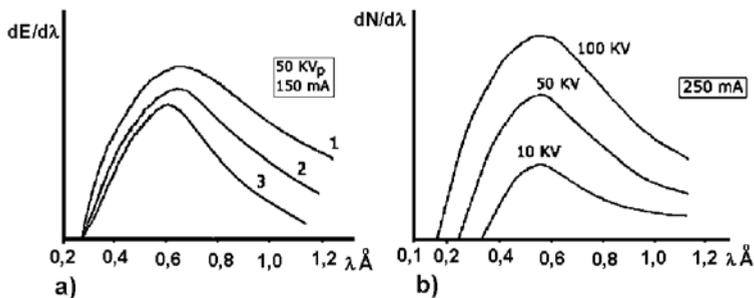


Fig. 1.15 – a) Curva 1 - Espectro de energia (teórico) sem absorção. Curva 2 - Espectro depois do vidro da ampola. Curva 3 - Espectro com filtragem adicional. b) Curvas para diversas tensões anódicas mantendo a corrente anódica i_a constante (250 mA).

Na Fig. 1.16 encontram-se curvas de $dN/d\lambda$ para ânodos com materiais de diversos Z mantendo i_a e V_a constantes. A energia total emitida (ou a área subentendida pelas curvas) aumenta com Z .

²² - A detecção de detalhes no diagnóstico radiológico (resolução espacial) não depende do comprimento de onda dos Raios X (da ordem de grandeza das distâncias inter-atómicas nos cristais) mas é o parâmetro mais importante nos estudos de difracção com raios X.

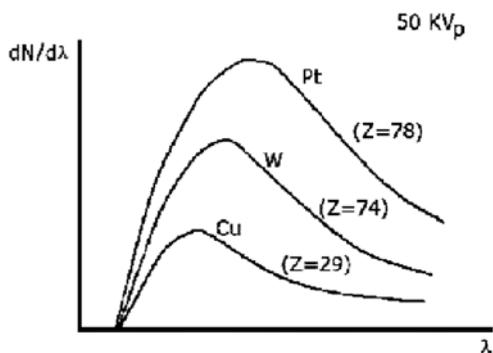


Fig. 1.16 – Para i_a e V_a constantes, a energia total dos raios X emitidos aumenta com o número atômico do ânodo. Curvas para a Pt (Z=78), W (Z=74) e Cu (Z=29).

Após esta primeira apresentação, assaz superficial, de alguns aspectos relacionados com a radiologia convencional, passemos ao estudo detalhado de cada um dos elementos citados da ampola de raios X, bem como dos fenómenos em que participam.

II. FILAMENTO E CÁTODO

Fundamentalmente o cátodo é constituído por um bloco onde existe o filamento f , responsável pela emissão termoiónica de electrões, e um eléctrodo de focagem. O filamento é um fio, com cerca de 0,2 mm de diâmetro, de tungsténio ou tungsténio revestido com uma fina camada de tório, enrolado em espiral e colocado num rasgo existente numa reentrância do cátodo K (Fig. 1.17 - a), b) e c)).

O filamento é sujeito a uma tensão alterna de 6 a 18 V sendo percorrida por correntes eficazes²³ de 3 a 3,5 A de que resulta o seu aquecimento a temperaturas de 2 000 a 2 900 °K.

O tungsténio apresenta um ponto de fusão bastante elevado (3 653 °K) e a densidade de corrente termoiónica emitida é superior à conseguida com a maioria dos outros metais. A adição de pequenas quantidades de tório ao tungsténio, embora diminua o ponto de fusão, aumenta a eficiência da emissão termoiónica e prolonga a duração de vida do filamento, por aumento da

²³ - Corrente eficaz de uma corrente variável é o valor da intensidade de uma corrente contínua que liberta, no circuito, a mesma quantidade de calor, no mesmo intervalo de tempo.

resistência mecânica. As emissividades do tungstênio e do tório são sensivelmente iguais para as temperaturas de 2 850 °K e 1 900 °K respectivamente.

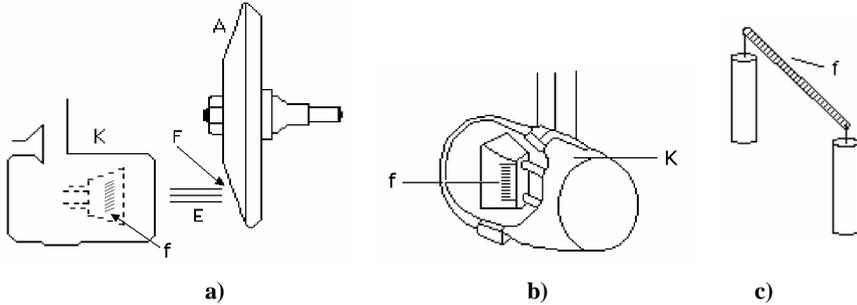


Fig. 1.17 – a) Ânodo e cátodo, b) Cátodo e c) Filamento de uma ampola de raios X. K - Cátodo; A - Ânodo; F - Foco; f - Filamento.

A corrente que é necessário fazer passar através do filamento para o levar ao rubro e atingir a temperatura conveniente para a emissão termoiônica depende da resistência do filamento e da dissipação permitida. A potência eléctrica transformada em calor no filamento é dada pela lei de Joule

$$P = R (i_{ef})^2 \quad 1.17$$

onde R é a resistência do filamento e i_{ef} a corrente eficaz através dele. A temperatura do filamento vai resultar do equilíbrio entre o calor produzido por efeito Joule e o calor retirado do filamento por irradiação e condução no mesmo intervalo de tempo.

A maior parte do calor libertado pelo filamento é por irradiação.

Conhece-se a lei da emissão de calor pelo irradiador ideal, o corpo negro. A potência P_i irradiada por unidade de área pelo corpo negro²⁴ pode ser obtida pela lei de Stephan

$$P_i = \sigma T^4 \quad 1.18$$

onde σ é a constante de Stephan-Boltzmann e T a temperatura absoluta.

Numa primeira aproximação, considerando que todo o calor é dissipado por irradiação e que a lei de Stephan é aplicável, vem

²⁴ - Corpo negro é um corpo que absorve completamente toda a radiação nele incidente.

$$R (i_{cf})^2 = \sigma T^4 \quad 1.19$$

que permite calcular a temperatura do filamento conhecidos os valores de R e i_{cf} . A densidade de corrente termoiónica é dada pela lei de Richardson-Dushman

$$J = A_0 T^2 e^{-\phi/kt} \quad 1.20$$

Nesta equação, A_0 é a constante de Richardson cujo valor é $60 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{°K}^{-2}$ para o tungsténio, K é a constante de Boltzmann e ϕ é a função trabalho do metal²⁵. Para o tungsténio $\phi = 4,54 \text{ eV}$.

A escolha dos materiais utilizáveis nos filamentos está condicionada pelas propriedades expressas pela Eq. 1.20. Para um dado material, a que correspondem valores característicos de ϕ e A_0 , é a temperatura que controla a emissão termoiónica.

O limite superior da temperatura utilizável é determinado pelo ponto de fusão do material e pela sublimação que ocorre a altas temperaturas. Para a maioria dos materiais, os valores das constantes são tais que a emissão é reduzida ou só atinge valores com interesse próximo do referido limite. Para além do tungsténio ou da liga tungsténio-tório (W-Th), já indicada, poucos são os materiais que satisfazem as condições exigidas.

A liga tungsténio-tório (W-Th) permite obter densidades de corrente termoiónica muito mais elevadas que o tungsténio puro e com um rendimento (ou seja, corrente termoiónica por Watt de energia eléctrica libertada no filamento) muito maior. Para o tungsténio puro a 2500 °K a densidade de corrente emitida é de cerca de 265 mA/cm^2 com uma eficiência de $3,8 \text{ mA/Watt}$. Para a liga W-Th à temperatura de 2000 °K a emissão é de 3 A/cm^2 e a eficiência é de 120 mA/Watt .

A sublimação do filamento, para altas temperaturas, origina deposição metálica sobre o vidro da ampola alterando as suas propriedades isoladoras.

Além do que já referimos, sobre as características dos materiais para a construção de filamentos, há a considerar a resistência mecânica, a estabilidade de emissão e a resistência à contaminação por bombardeamento iónico. A escolha do tungsténio ou da liga W-Th resulta da ponderação de todos os factores citados.

²⁵ - Função trabalho ϕ de um metal é a energia mínima necessária para libertar um electrão da superfície do metal à temperatura de 0 °K . Exemplos de valores de ϕ : Cu-4,7 eV; W- 4,54 eV.

Facilmente verificamos que a densidade de corrente de emissão termoiónica é uma função muito sensível da temperatura. De facto se aplicarmos logaritmos naturais à Eq. 1.20 e diferenciarmos obtemos

$$\frac{dJ}{J} = \left(2 + \frac{\phi}{KT}\right) \frac{dT}{T} \quad 1.21$$

Para o tungsténio à temperatura de 2 400 °K vem

$$\frac{dJ}{J} = 24 \frac{dT}{T} \quad 1.22$$

ou seja, qualquer variação relativa da temperatura do filamento produz uma variação relativa da densidade de corrente de emissão termoiónica 24 vezes maior (isto é, se $\frac{dT}{T} = 1\%$, $\frac{dJ}{J} = 24\%$). Esta dependência torna importante a estabilização da corrente de filamento.

A densidade de corrente a que corresponde a Eq. 1.20 é a densidade de corrente emitida pela superfície perfeitamente limpa de um metal, a uma dada temperatura e sem qualquer campo eléctrico externo a actuar.

A aplicação de campos eléctricos externos intensos, além de acelerar os electrões, pode aumentar a densidade de corrente emitida devido à atracção eléctrica (efeitos de Schotky e de emissão de campo).

Após serem emitidos pelo filamento, os electrões são acelerados devido ao campo eléctrico que existe entre ânodo e cátodo. Logo a seguir à emissão a energia cinética dos electrões é muito pequena sendo, contudo, grande a energia potencial que aí possuem, resultante da diferença de potencial entre os dois eléctrodos.

Esta energia potencial é transformada em energia cinética à medida que os electrões se aproximam do ânodo. Imediatamente a seguir à emissão, os electrões têm uma velocidade pequena, pelo que permanecem um certo tempo nas proximidades do filamento, constituindo uma região de carga espacial negativa. Esta carga espacial negativa vai exercer repulsão sobre os electrões que são emitidos do filamento por efeito termoiónico. Por sua vez ocorre também atracção destes electrões, por parte do filamento, que fica positivo imediatamente a seguir à emissão.

A região da carga espacial pode ser limitativa da corrente através de uma ampola de raios X, ou seja, do feixe de electrões emitidos pelo filamento que atingem o ânodo, quando a tensão de aceleração é pequena e a emissão electrónica é elevada.

O controlo do campo eléctrico nas proximidades do cátodo é utilizado num tipo de ampolas de raios X, empregues em cineradiografia, para a obtenção de feixes pulsados de raios X. Estas possuem um eléctrodo situado próximo do cátodo, chamado de grelha que, consoante a sua tensão é positiva ou negativa, liga ou desliga, instantaneamente, a corrente anódica.

A influência da tensão aceleradora sobre a intensidade da corrente anódica, para uma dada temperatura de filamento é dada pela equação de Langmuir-Child

$$i_a = k_1 \frac{V^{3/2}}{x} \quad 1.23$$

onde K_1 é uma constante que depende da geometria do sistema e x a distância entre filamento e ânodo.

Para um valor de x constante a Eq. 1.23 gera uma família de curvas $i_a(V)$ onde o parâmetro é a temperatura T do filamento (Fig. 1.18). Estas curvas, após uma rápida subida, comum a todas elas no início, atingem patamares praticamente paralelos ao eixo das abcissas (tensão aceleradora, V).

Nestes patamares a corrente não é, praticamente, influenciada pela tensão. Isto significa que todos os electrões emitidos por efeito termoiónico, pelo filamento, atingem o ânodo. Nestas condições diz-se que foi atingida a saturação. A equação de Langmuir-Child, Eq. 1.23, só se aplica às porções de grande inclinação das curvas da Fig. 1.18, que se continuariam pela linha a tracejado, para temperaturas superiores a T_3 e correspondem à corrente limitada por carga espacial.

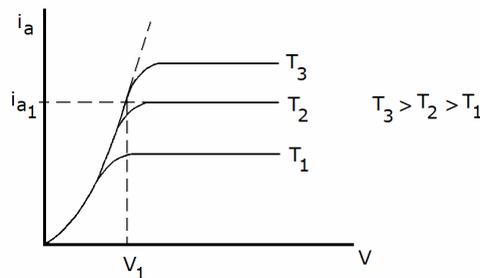


Fig. 1.18 – Curva $i_a(V)$ tendo a temperatura como parâmetro.

É evidente que as intensidades no início das rectas de saturação, para as diferentes temperaturas, podem obter-se pela fórmula de Richardson-Dushman conhecendo a área do filamento.

Quando, para uma dada temperatura de filamento a tensão anódica é aumentada a partir de zero, a região da carga espacial tende a diminuir até ser atingida a saturação.

Para a emissão termoiônica correspondente a uma dada temperatura de aquecimento, a corrente de saturação representa o máximo de corrente anódica possível de obter.

Não é conveniente, num tubo de raios X, operar abaixo da saturação pois o desgaste do filamento está a ser maior do que o necessário para a potência utilizada. Por exemplo, na Fig. 1.18, na curva correspondente à temperatura T_3 , para a corrente anódica i_{a1} e tensão V_1 , não ocorre saturação e facilmente se vê que a corrente i_{a1} podia conseguir-se com a temperatura $T_2 < T_3$ e ligeiro aumento da tensão.

Há geradores de raios X de diagnóstico que dispõem de um circuito de compensação para minorar este efeito, diminuindo a corrente de filamento quando a saturação não é atingida.

Outras curvas que podem indicar a ocorrência de saturação para uma dada emissão termoiônica entram com a corrente de filamento em abcissa e como parâmetro a tensão anódica (Fig. 1.19).

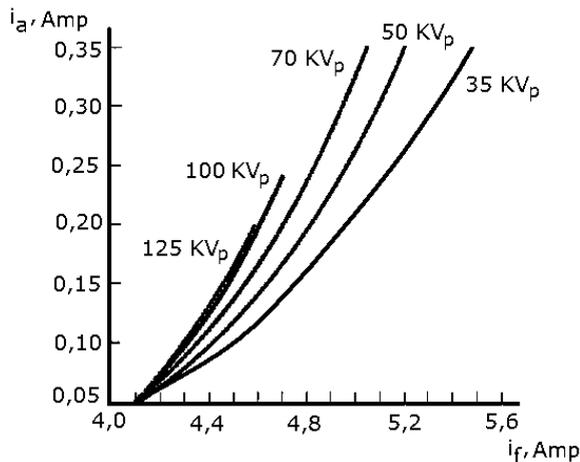


Fig. 1.19 – Curva $i_a(i_f)$ tendo V como parâmetro. (i_a - corrente anódica; i_f - corrente de filamento).

Nestas curvas, quando para um dado valor da intensidade do filamento (abcissa) a intensidade anódica (ordenada) for praticamente independente da tensão (parâmetro), haverá saturação. Por exemplo, para $i_f = 4,4$ A, para tensões maiores que 100 KV, i_a praticamente não varia, pois ocorre saturação.

Na Fig. 1.19 as curvas i_a (i_f) terminam de abrupto para os valores mais elevados da tensão (acima de 100 KV). Isto deve-se ao facto de, nos valores extremos de i_a , naquelas curvas, ser atingida a potência máxima suportada pelo ânodo. No caso da Fig. 1.19 a potência máxima é de cerca de 275 KW.

Por outro lado, a grande separação entre as curvas para tensões aceleradoras baixas é devida à grande dependência de i_a da tensão aceleradora, para as diferentes temperaturas de filamento, devido ao efeito da carga espacial.

Os electrões libertados no filamento são acelerados pelo campo derivado da alta tensão aplicada e são focados de tal modo que o feixe atinge o ânodo numa pequena área, o foco, com dimensões que é importante conhecer. A distribuição da intensidade do feixe de electrões na referida área não é pontual nem uniforme. As dimensões finitas e forma do foco são causas de indefinição na imagem. A acção de focagem consegue-se montando a espiral que constitui o filamento num rasgo cavado numa reentrância do próprio cátodo (Fig. 1.20-b) e d).

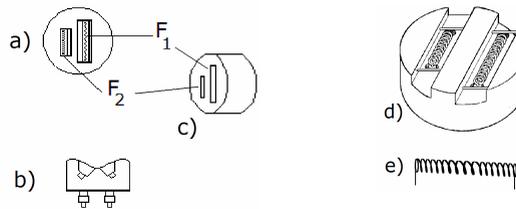


Fig. 1.20 – Esquema de um cátodo com dois filamentos. a – Vista anterior; b – Corte; c – Vista do topo; d – Perspectiva; e – Filamento.

O foco, área do ânodo onde colidem os electrões, é como que uma imagem do filamento, apresentando uma configuração próxima de um pequeno rectângulo para filamentos e condições de polarização, como os representados na Fig. 1.21- b).

É comum as ampolas de raios X apresentarem dois filamentos a que correspondem dois focos (ampolas de duplo foco) que podem ser alternativamente seleccionados. Em geral um dos focos é de reduzidas dimensões (0,3 a 1 mm) e o outro maior de 1 a 2,5 mm (Fig. 1.20).

A forma do cátodo, à saída do rasgo que contém o filamento, permite obter superfícies equipotenciais, em torno do filamento com uma distribuição que actua como uma lente electrostática sobre os electrões emitidos (Fig. 1.21-a) e b)).

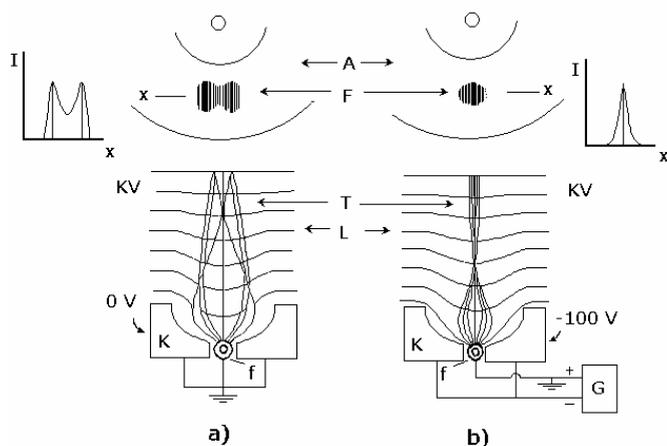


Fig. 1.21 – **a)** Cátodo sem polarização negativa, em relação ao filamento. **b)** Cátodo com polarização negativa em relação ao filamento. Na parte inferior - cortes do cátodo e espaço entre cátodo e ânodo, por um plano normal ao eixo do filamento, mostrando: L – Linhas equipotenciais. K – Cátodo, com eléctrodo de focagem; f – Filamento; G – Gerador de tensão de polarização; T – Trajectórias dos electrões. Na parte superior: F – Focos correspondentes (ampliados em relação ao esquema anterior); A – Ânodos; I – Distribuição da intensidade do feixe de electrões nas áreas focais em função da distância x.

Quando o cátodo não está polarizado negativamente, em relação ao filamento, as superfícies equipotenciais actuam como se fossem duas lentes electrostáticas independentes criando duas imagens no foco. Estas correspondem a duas regiões lineares de máxima intensidade do feixe de electrões, como é mostrado, de forma exagerada, nas áreas focais A da Fig. 1.21 a). Quando o cátodo está polarizado negativamente em relação ao filamento tudo se passa como se só uma lente actuasse sobre os electrões e a distribuição da intensidade destes mostra um máximo na parte central do foco diminuindo depois a intensidade para a periferia (Fig. 1.21-b). A curva de variação de intensidade do feixe incidente de electrões é, em geral, gaussiana²⁶.

38

Por outro lado, o filamento não pode ser uma espiral de passo constante. Se o fosse a sua superfície não seria isotérmica, ficando as espiras medianas a uma temperatura mais elevada. Para que seja garantida uma temperatura homogénea no filamento e, portanto, uma emissão uniforme de electrões em toda a sua extensão, o passo da espiral é menor nas extremidades, o que irá compensar a maior dissipação que aí ocorre Fig. (1 20-e).

²⁶ - A intensidade dos fotões no feixe de raios X emitido pelo foco tem uma distribuição deste tipo, mas há que contar com a absorção dos raios X no próprio eléctrodo.

Para percebermos a acção de focagem no cátodo, consideremos duas superfícies equipotenciais muito próximas, em torno do filamento e de potenciais V_1 e V_2 (Fig. 1.22). Um electrão emitido do filamento com velocidade desprezável, ao atingir a superfície V_1 tem velocidade $v_1 = KV_1^{1/2}$, onde K é constante. Ao atingir o potencial V_2 a sua velocidade é $v_2 = KV_2^{1/2}$.

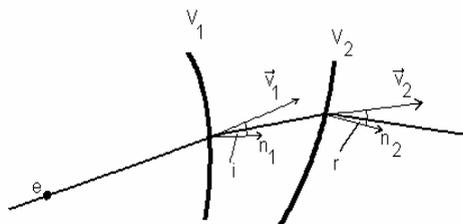


Fig. 1.22 – Trajectória de um electrão das superfícies V_1 e V_2 .

Seja i o ângulo de v_1 com a normal à superfície V_1 e r o ângulo de v_2 com a normal à superfície V_2 . Como o campo eléctrico é normal às superfícies equipotenciais só haverá aceleração no movimento da partícula segundo esta direcção. Se as superfícies V_1 e V_2 forem suficientemente próximas, as componentes $v_1 \sin i$ e $v_2 \sin r$ não sofrem qualquer alteração.

Assim vem

$$v_1 \sin i = v_2 \sin r$$

ou

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{V_2^{1/2}}{V_1^{1/2}} \quad 1.24$$

Considerando os ângulos i e r análogos aos ângulos de incidência e refacção ópticas podemos comparar a fórmula anterior à da lei da refacção. Assim, $V_1^{1/2}$ e $V_2^{1/2}$ são análogos aos índices de refacção n_1 e n_2 dos meios que um raio luminoso sucessivamente atravessa.

Deste modo, criando superfícies equipotenciais com formas e valores de potencial apropriados é possível obter as trajectórias desejadas para os electrões, focando o feixe numa pequena área do ânodo.

Um efeito relacionado com o foco que interessa referir é chamado de «blooming» na literatura anglo-saxónica. Este efeito traduz a dependência das dimensões do foco da corrente e tensão anódicas. A área do foco para pequenas correntes anódicas é menor do que para correntes elevadas. A dependência da área do foco com a tensão é menos marcada.

III. ÂNODO

O ânodo ou anticátodo é o eléctrodo positivo do circuito de alta tensão do tubo e serve de alvo para os electrões acelerados, provenientes do filamento, de modo a que haja interacções com produção de raios X. Além disso, o ânodo tem que ser concebido de modo a favorecer a dissipação do calor produzido, pois a emissão dos raios X para as energias usadas em diagnóstico é um processo de muito baixo rendimento sendo a maior parte da energia cinética dos electrões transformada em calor. Só cerca de 1% desta energia cinética aparece na forma de raios X e desta fracção só à volta de 1% é que são dirigidos para o paciente. Grande quantidade de calor é, pois, libertada no ânodo levando este a temperaturas elevadíssimas.

Como veremos, para favorecer a produção dos raios X o número atómico do alvo onde incidem os electrões deve ser elevado. Também, devido ao calor produzido, o ânodo deverá ter um ponto de fusão elevado e, para que temperaturas demasiado altas sejam evitadas, é importante que tenha uma capacidade calorífica²⁷ tão grande quanto possível. Por outro lado, é importante que o material do ânodo sofra reduzida sublimação e tenha grande condutibilidade térmica.

Face ao atrás exposto, não admira que uma parte considerável das dificuldades técnicas associadas à construção das ampolas de raios X se situe no ânodo.

Existem, fundamentalmente, dois tipos de ânodo nas ampolas de raios X de diagnóstico: os estacionários e os rotativos (Fig. 1.23).

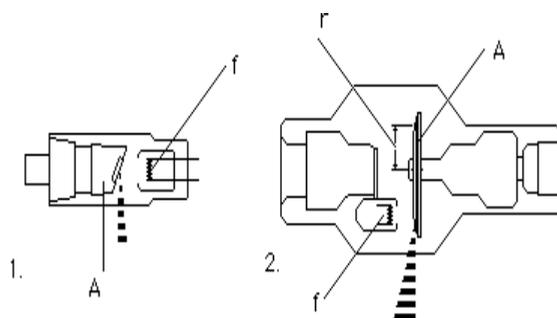


Fig. 1.23 – 1. Ampola de ânodo fixo. 2. Ampola de ânodo rotativo. A – Ânodo; f – Filamento; r – Raio de ânodo rotativo.

²⁷ - Capacidade calorífica de um corpo é a quantidade de calor necessária para elevar de 1 °C a temperatura desse corpo.

Os primeiros são usados unicamente em situações em que é exigida pequena potência tais como em radiologia dentária ou em máquinas portáteis. Os segundos são utilizados na maioria dos sistemas da radiologia e permitem obter elevados débitos de raios X.

Nas ampolas de ânodo estacionário, o ânodo é, em geral, de cobre recoberto com tungsténio na região do foco. A massa de cobre permite a evacuação do calor, sobretudo por condução, até um sistema de refrigeração externo, modernamente, por circulação de óleo. Só uma pequena parte do calor é libertada por irradiação.

Consideremos as características intrínsecas do ânodo de um tubo de raios X de ânodo rotativo. Estas estão relacionadas com a construção, as propriedades físicas dos materiais empregues e as próprias condições de utilização da ampola. São de referir: a constituição do ânodo na zona do foco, a capacidade calorífica do ânodo, as dimensões do foco, a inclinação do ânodo, o diâmetro do ânodo, a velocidade de rotação do ânodo, a tensão máxima utilizável, a potência instantânea máxima suportada e a potência média permanente máxima.

Analisemos em pormenor estes pontos:

1 - Constituição do ânodo na zona do foco e capacidade calorífica do ânodo

O tungsténio, ligas de tungsténio com rénio (até 15%) e, para certos casos, o molibdénio, são materiais utilizados para receber o impacto dos electrões nos ânodos dos tubos de raios X de diagnóstico médico.

A estrutura mais interna do ânodo pode ser de materiais tais como o cobre, o molibdénio, o carbono ou o tungsténio. Interessa que seja uma massa de grande capacidade calorífica de modo a que o calor absorvido eleve a temperatura do ânodo o mínimo possível.

O calor específico²⁸ do carbono é várias vezes superior ao tungsténio (para temperaturas entre 300 e 1 800 °K o calor específico do tungsténio é de 0,034 a 0,038 cal/g). Por outro lado, a condutibilidade calorífica do tungsténio é elevada, próxima da do cobre, o que permite uma rápida transmissão do calor para a massa interna do ânodo de maior capacidade calorífica.

²⁸ - Calor específico de um material é a quantidade de calor necessária para elevar de 1 °C a temperatura da unidade de massa desse material.

Uma solução adoptada por certos fabricantes consiste em ânodos de grafite revestidos com uma fina camada de tungsténio onde se situa a área do foco. Além da elevada capacidade calorífica, a grafite é um irradiador quase perfeito (corpo negro), Fig. 1.24.

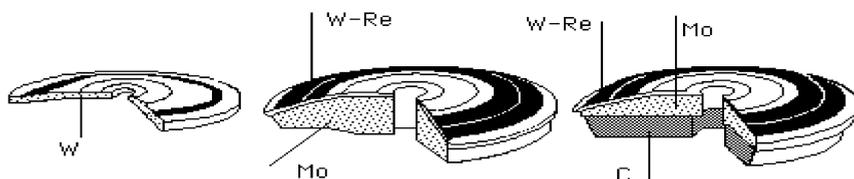


Fig. 1.24 – Ânodos de tungsténio, tungsténio-rénio + molibdénio e tungsténio-rénio + molibdénio + carbono.

Contudo, os ânodos com base de molibdénio e foco de liga tungsténio-rénio parecem ser a solução que mais frequentemente é adoptada pelos diversos fabricantes.

O rénio, metal de $Z = 75$, quando associado ao tungsténio, origina uma liga de ponto de fusão menor que o do segundo mas bastante mais resistente à corrosão originada pelo bombardeamento com electrões.

Um interesse adicional no uso de ânodos de grafite é a diminuição da radiação extra focal. Esta é a radiação X emitida de qualquer parte do tubo de raio X que não o ponto focal. Ela não resulta da interacção do feixe de raios catódicos com o ânodo, mas de electrões dispersos e inadequadamente orientados que interagem com material fora do ponto focal. Os raios X produzidos por estes electrões têm as mais diversas orientações, podendo passar a janela e integrar o feixe ou estender-se para fora dos limites deste.

O uso de tubos com um foco de uma liga de tungsténio incrustado num ânodo de grafite permite reduzir a radiação extra focal. Devido ao baixo número atómico do carbono, a probabilidade de ocorrência de efeito de Bremsstrahlung é mínima. Por sua vez, a energia dos raios característicos é muito baixa e facilmente absorvida nas irregularidades da superfície do ânodo e janela do tubo de raios X.

2 - Dimensões do foco. Inclinação do ânodo.

O foco é a área do ânodo onde os electrões (raios catódicos) embatem, após acelerados pelo campo eléctrico existente entre ânodo e cátodo.

Como vimos, o foco real é uma área aproximadamente rectangular que é bombardeada não homogeneamente por electrões (Fig. 1.25 c) 1.

A partir da Fig. 1.25 a) e b) vê-se que o foco real não se projecta em verdadeira grandeza sobre um plano normal à direcção do raio central R_c .

A projecção do foco num plano normal a R_c é o foco óptico (ou efectivo). Esta área projectada é a verdadeira fonte de raios X na perspectiva do objecto a estudar. As dimensões efectivas da fonte de raios X são as dimensões da área focal quando vistas do espaço imagem.

Num tubo de ânodo rotativo, a área de embate dos electrões (foco real) é multiplicada pelo factor $2\pi R/a$, sem aumento do foco óptico, sendo R o raio médio de rotação do foco e a o lado do foco real que se projecta em verdadeira grandeza no foco óptico.

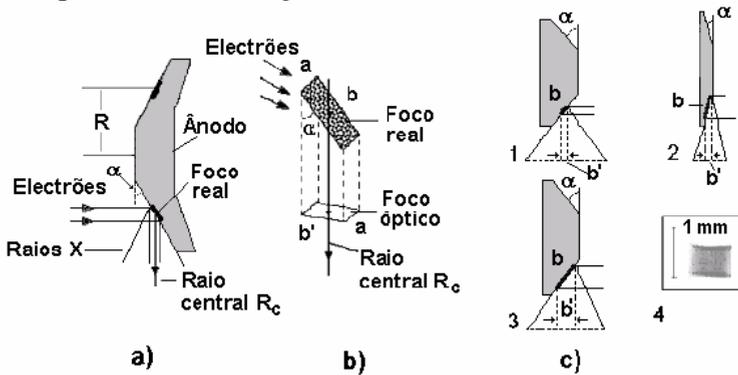


Fig. 1.25 – a) Diagrama dos focos real e óptico de uma ampola de raios X. b) Perspectiva. c) 1. Ânodo com pequena inclinação, pequena área focal efectiva, grande ângulo sólido de emissão e pequena capacidade calorífica do foco. 2. Ânodo com grande inclinação, pequena área focal efectiva, pequeno ângulo sólido de emissão e grande capacidade calorífica do foco. 3. Ânodo com pequena inclinação, grande área focal efectiva, grande ângulo sólido de emissão e grande capacidade calorífica do foco. 4. Imagem de um foco real (ampliada), obtida com um colimador «pin-hole».

Para o outro lado, como se pode observar na Fig. 1.25 a) e b), temos a seguinte relação

$$b' = b \sin \alpha \quad 1.25$$

Em geral $b' = a$ sendo o foco óptico, aproximadamente, um quadrado. A área do foco óptico é pois

$$\begin{aligned} A_o &= a b' = a^2 \\ &= a b \sin \alpha = A_r \sin \alpha \end{aligned} \quad 1.26$$

onde A_r é a área do foco real.

A área do foco óptico é tanto menor quanto menor é o ângulo α , para dado valor de A_r .

Na perspectiva de qualidade de resultados o que interessa a um utilizador são as dimensões do foco óptico, que se querem tão pequenas quanto possível, pois estas determinam, em grande parte, a definição da imagem final.

As dimensões focais especificadas pelos fabricantes vão de 0,1 a 2 mm consoante as aplicações, mas estes valores têm tolerâncias elevadas, que podem atingir os 40 %.

O ângulo α traduz a inclinação do ânodo. De um modo geral, o valor de α situa-se entre 7° e 20° . Os valores dos senos de 7° e 20° são respectivamente 0,122 e 0,342.

Para uma dada área de foco óptico quanto menor for α maior é a área atingida pelos electrões no ânodo, ou seja o foco real. Quanto maior é a área do foco real menores são as dificuldades associadas à dissipação do calor e maior poderá ser a intensidade do feixe de raios X produzidos²⁹.

As dimensões dos focos real e óptico dependem da área da secção do feixe de electrões incidente que, por sua vez, depende das dimensões do filamento e do sistema de focagem. Por sua vez, o ângulo sólido de emissão de raios X depende do ângulo α . Quando α é pequeno, o ângulo sólido do feixe de raios X define uma largura de campo pequena. Na Fig. 1.25 c) encontram-se algumas possibilidades obtidas por variação de α e da secção do feixe de electrões: 1. Ânodo com pequena inclinação, pequena área focal efectiva, grande ângulo sólido de emissão e pequena capacidade calorífica do foco. 2. Ânodo com grande inclinação, pequena área focal efectiva, pequeno ângulo sólido de emissão e grande capacidade calorífica do foco. 3. Ânodo com pequena inclinação, grande área focal efectiva, grande ângulo sólido de emissão e grande capacidade calorífica do foco.

Como sabemos, é na pequena área correspondente ao foco real que se liberta a energia necessária para a produção dos raios X. Existe um valor máximo de potência específica (potência/área) em Watt/mm² de área focal que não pode ser ultrapassado sem risco de fusão e produção de crateras no ânodo. Contudo, nos ânodos rotativos, além da área do foco real, há outros factores a considerar, relacionados com a libertação de calor, como o diâmetro e velocidade de rotação do ânodo.

²⁹ - Tipicamente, áreas focais com dimensões nominais de 1 a 1,5 mm poderão suportar potências de 80 a 150 KW enquanto áreas focais com dimensões nominais de 0,1 a 0,3 mm suportam potências de 1 a 10 KW.

Associados às dimensões e inclinação do foco real ocorrem dois efeitos que interessa mencionar, desde já, embora só mais tarde os analisemos em detalhe. O primeiro, o efeito anódico («heel effect» na literatura anglo-saxónica), refere-se à absorção dos raios X no interior do ânodo que dá origem a uma maior intensidade no feixe de raios X do lado próximo deste eléctrodo.

O segundo consiste na variação da zona de penumbra produzida nas imagens pelo feixe de raios X, consoante a parte do feixe é a mais próxima, ou a mais afastada do ânodo. A penumbra é menor do lado do ânodo.

As dimensões da área focal devem ser avaliadas ao longo da vida útil da ampola, no âmbito do controlo da qualidade, a fim de haver indicação de possível deterioração da ampola e da qualidade da imagem.

3 - Diâmetro do ânodo

Consideremos um ânodo rotativo com raio médio de rotação do foco real (distância do centro do foco real ao eixo de rotação) R (cm), frequência de rotação do ânodo u (rot/s) e a e b (cm) os lados do foco real, com o lado a a projectar-se em verdadeira grandeza no foco óptico.

Nestas condições a velocidade linear do centro do foco é

$$v = 2 \pi R u \quad (\text{cm/s}) \quad 1.27$$

e, considerando o foco real, um rectângulo ab com os lados a assentes nas circunferências limite da pista, sendo esta a coroa circular do ânodo rotativo atingida pelos electrões, o tempo de irradiação da área ab é

$$\Delta t = \frac{a}{v} = \frac{a}{2\pi R u} \quad (\text{s}) \quad 1.28$$

O intervalo de tempo em que o rectângulo ab é irradiado por segundo é

$$\Delta t_i = \frac{a}{2\pi R u} \quad u = \frac{a}{2\pi R} \quad (\text{s}) \quad 1.29$$

O tempo em que ocorre arrefecimento da mesma área ab por segundo é

$$\Delta t_a = 1 - \Delta t_i = \frac{2\pi R - a}{2\pi R} \quad (\text{s})$$

A relação tempo de aquecimento, tempo de arrefecimento é

$$r_t = \frac{\Delta t_i}{\Delta t_a} = \frac{\frac{a}{2\pi R}}{\frac{2\pi R - a}{2\pi R}} = \frac{1}{2\pi \left(\frac{R}{a}\right)^{-1}} \quad 1.30$$

Para um dado ânodo quanto menor for a relação r_t maior é a dissipação do calor. Assim quanto maior for R e menor for a maior é a dissipação de calor.

Aumentar R significa aumentar as dimensões do ânodo assim como da ampola de vidro e da protecção de chumbo em torno da ampola. O aumento das dimensões e peso do conjunto é, evidentemente, indesejável.

Por outro lado, a diminuição de a , mantendo a dimensão do outro lado b , significa diminuição da área do foco real ou seja, para uma mesma corrente total de electrões um maior aquecimento local. Deste modo, quando se pretende aumentar a dissipação devido a uma diminuição da relação r_t à custa da diminuição de a , isso terá de ocorrer à custa de um aumento do aquecimento local.

O aumento da área do foco permite obter intensidades de raios X mais elevadas mas, simultaneamente, deteriora a definição das imagens obtidas.

Estas considerações têm carácter puramente geométrico e mecânico não tomando em conta o processo de propagação do calor para o corpo do ânodo, que abordaremos mais tarde. Em certos ânodos existem duas regiões focais com ângulos, raios do movimento de rotação e áreas diferentes, (ânodo bicónico), como ilustrado na Fig. 1.26.

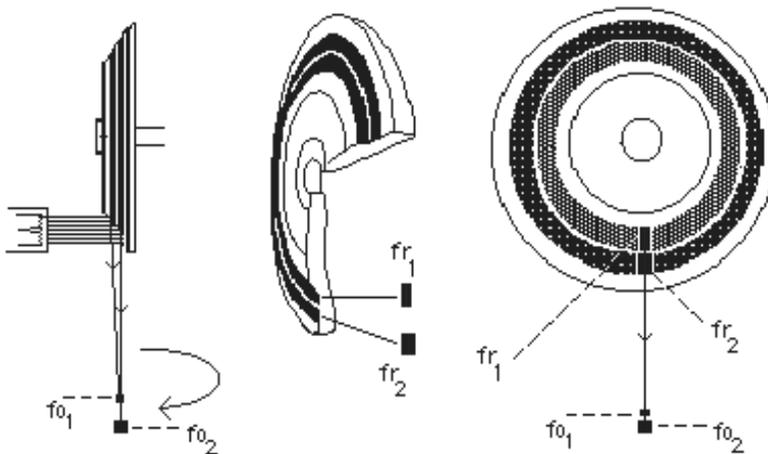


Fig. 1.26 – Ânodo bifocal bicónico.

Estes ânodos têm inconvenientes práticos de utilização relacionados, por um lado, com o facto dos raios centrais dos feixes de raios X serem diferentes para os dois focos e por outro, com o facto de serem diferentes as aberturas dos cones dos feixes de raios X correspondentes. O primeiro inconveniente cria dificuldades de centragem, o segundo de aproveitamento óptico dos filmes no caso de campos de grandes dimensões. Além disto, o desgaste na pista de menor raio é maior. Há ânodos em que a pista do foco grande se sobrepõe à do foco menor mantendo-se o raio central, (Fig. 1.27).

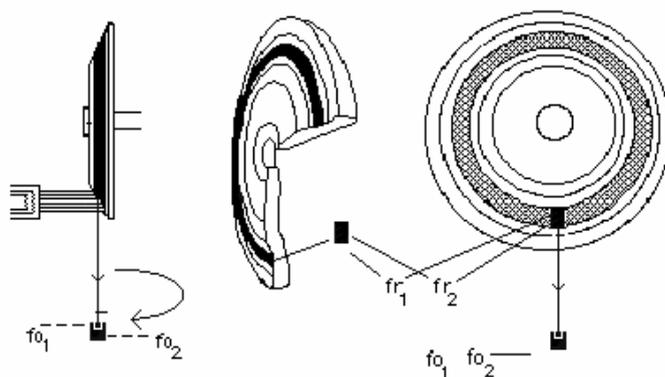


Fig. 1.27 – Ânodo bifocal de uma só inclinação.

Neste caso o grande inconveniente é o grande desgaste na pista com dupla utilização e redução do tempo de vida da ampola.

4. - Velocidade de rotação do ânodo. Motor de indução

Embora a relação r_t (tempo de aquecimento/tempo de arrefecimento) seja independente da velocidade angular do disco, parece intuitivo que o aumento desta velocidade deva facilitar a dissipação do calor aumentando a potência máxima de utilização da ampola.

A explicação deste facto está nas leis de propagação do calor. A energia calorífica transferida entre dois pontos por segundo e por cm^2 de condutor é directamente proporcional ao gradiente de temperatura existente entre os dois pontos.

Quando a frequência de rotação do ânodo aumenta, o tempo total de irradiação, por segundo, de uma particular área **ab** não varia mas, o tempo de irradiação por rotação diminui. Assim, o gradiente de temperatura médio

entre a superfície do foco e o interior do ânodo é mantido maior durante a irradiação quando a frequência de rotação aumenta. Como resultado a transmissão de energia calorífica é mais eficiente e menor o aquecimento local do foco.

Para uma velocidade de 3 000 rot./min sendo $r_t = 2 \times 10^{-3}$ e $R/a = 50$, com $a = 1$ mm a curva da temperatura em função do tempo para uma particular área **ab** na pista focal teria o aspecto da Fig. 1.28.

No intervalo de tempo entre 0 e t_1 ($\approx 6 \times 10^{-5}$ s para os dados fornecidos) **ab** está a receber o impacto dos electrões.

A curva temperatura (T) vs. tempo (t) entre os instantes t_1 e τ , cuja expressão é a Eq. 1.31 é uma função exponencial decrescente.

$$T_1 + \Delta T = (T_2 - T_1) e^{-K(t - t_1)} \quad 1.31$$

onde K é uma constante que tem a ver com o material e forma do ânodo.

A Eq. 1.31 também se aplica aos intervalos entre $\tau + t_1$ e 2τ , entre $2\tau + t_1$ e 3τ , etc. se substituirmos no expoente, respectivamente t_1 por $\tau + t_1$, t_1 por $2\tau + t_1$, etc.

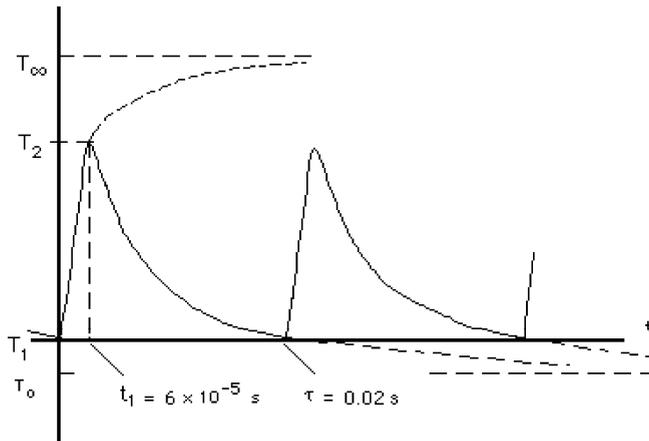


Fig. 1.28 – Curvas de arrefecimento do foco.

A parte ascendente das curvas, entre os instantes 0 e t_1 , τ e $\tau + t_1$, etc. é uma exponencial crescente do tipo

$$T_1 + \Delta T = (T_\infty - T_1) (1 - e^{-Kt}) \quad 1.32$$

onde T_∞ é a temperatura que a área focal atingiria se fosse continuamente bombardeada com o feixe de electrões.

A quantidade de calor perdida a partir da área **ab** considerada, no intervalo de tempo entre t_1 e t é dada por

$$Q = C (T_2 - T_1) \quad 1.33$$

onde C é uma constante com as dimensões de uma capacidade calorífica. Esta energia calorífica Q é exactamente a mesma que foi cedida à área **ab** nos intervalos entre 0 e t_1 , τ e $\tau + t_1$, etc., durante o impacto dos electrões. Estamos a supor, evidentemente, que foi já atingido o equilíbrio entre o calor recebido no foco e o transmitido para o corpo do ânodo.

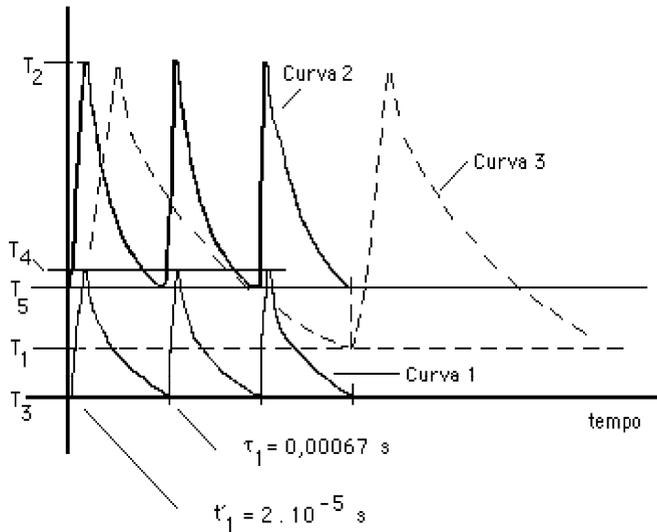


Fig. 1.29 – Curvas de arrefecimento para velocidades de rotação diferentes e a mesma corrente anódica (**curvas 1 e 3**) e para a mesma velocidade e diferentes correntes anódicas (**curvas 1 e 2**).

Se aumentarmos a frequência de rotação para um valor três vezes maior (9 000 rot/min) a curva da temperatura em função do tempo para a área **ab** toma o aspecto da Fig. 1.29, curva 1.

As exponenciais de arrefecimento apresentam uma descida mais rápida e as temperaturas máxima e mínima da área **ab** serão mais baixas do que as correspondentes para o caso anterior (curva a tracejado da Fig. 1.29) para iguais correntes anódicas. Como para intervalos de tempo iguais os tempos de irradiação para uma particular área **ab** não dependem da velocidade,

facilmente se vê que a energia calorífica libertada da área **ab** no intervalo de tempo entre 0 e τ quando a velocidade do ânodo é 9000 rot/min, deverá ser

$$Q = 3 C (T_4 - T_3) = C (T_2 - T_1) \quad 1.34$$

Se aumentarmos a corrente anódica até ser atingida a temperatura máxima T_2 com a velocidade de rotação maior, o calor dissipado no intervalo $t_1 - \tau$ será:

$$Q' = 3 C (T_2 - T_5) \quad 1.34$$

maior, obviamente, que Q . A curva de arrefecimento é a curva 2 da Fig. 1.29. A potência do ânodo foi, portanto, aumentada.

Verifica-se que a quantidade de calor que a pista do foco pode transmitir para o corpo do ânodo é aproximadamente proporcional à raiz quadrada da frequência de rotação, ou seja, do aumento da frequência de rotação para o quádruplo, resulta um aumento da potência máxima no ânodo que corresponde a um factor de $\sqrt{4} = 2$.

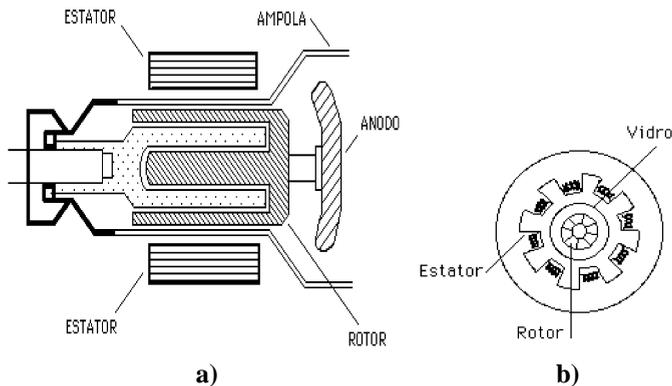


Fig. 1.30 – Esquema da constituição do motor de rotação do ânodo de uma ampola de raios X. a) corte longitudinal. b) corte transversal

A rotação do ânodo, nas ampolas de ânodo rotativo, é produzida por um motor de indução electromagnética. No motor, o indutor ou estator, é externo à ampola e é constituído por um conjunto de electromagnetes cujos enrolamentos se encontram igualmente espaçados em torno da ampola. O rotor ou induzido, sobre o qual se implanta o veio do ânodo, é constituído por elementos prismáticos alternadamente de cobre e ferro macio, Fig. 1.30 a) e b).

5. - Tensão máxima utilizável

As ampolas de raios X são construídas para suportarem tensões até certos valores limite acima dos quais o isolamento não é garantido. A distância entre ânodo e cátodo e a pressão do vázio na ampola são os parâmetros que, em princípio, condicionam a probabilidade de ocorrência de faíscas entre aqueles eléctrodos. Quando, na superfície do ânodo, aparecem saliências pontiagudas, devido a sobreaquecimento, tal probabilidade aumenta. Por outro lado, para que baixas pressões de vázio sejam mantidas é importante a desgasificação prévia dos constituintes da ampola durante o seu fabrico.

Uma outra causa que poderá contribuir para a produção de descargas eléctricas numa ampola de raios X é a metalização parcial da superfície interior do vidro devida à sublimação do ânodo e filamento. Esta metalização pode originar distribuições de potencial que levem à formação de faíscas e arcos. Além disso, o vidro da ampola deve ter rigidez dieléctrica suficiente para suportar as diferenças de potencial resultantes das cargas depositadas na sua superfície interna.

Por outro lado, no meio exterior à ampola deverá existir um meio dieléctrico apropriado que é, em geral, o óleo.

Para evitar grandes diferenças de potencial em relação à massa do aparelho a alimentação de alta tenção costuma ser simétrica, ou seja, uma dada diferença de potencial V entre ânodo e cátodo é estabelecida entre o cátodo à tensão de $-V/2$ e o ânodo à tensão $V/2$.

6. - Potência instantânea máxima suportada. Potência média permanente máxima

Quando, através de um circuito onde está aplicada uma diferença de potencial constante V passa uma corrente contínua I , a potência P libertada no circuito, ou seja, a energia eléctrica que é transformada em energia calorífica por segundo na resistência R do circuito é dada por

$$P = VI = RI^2 \qquad 1.36$$

Se a corrente é variável e não existem componentes capacitivos ou indutivos no circuito, ou seja, só existem resistências, a potência média, libertada num dado intervalo de tempo, é dada por uma equação muito semelhante à anterior

$$\bar{P} = V_{ef} I_{ef} = R I_{ef}^2 \quad 1.37$$

onde V_{ef} e I_{ef} são os valores eficazes da tensão e corrente, no mesmo intervalo de tempo. Se chamarmos $v(t)$ e $i(t)$ aos valores instantâneos da tensão e corrente variáveis, os valores eficazes para um intervalo de tempo entre 0 e τ são dados pelas equações

$$V_{ef} = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} v^2(t) dt} \quad 1.38$$

e

$$I_{ef} = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} i^2(t) dt} \quad 1.39$$

De acordo com as Eqs. 1.36 e 1.37 o valor eficaz de uma corrente variável é igual ao valor da intensidade de uma corrente contínua que liberta o mesmo calor que a corrente variável no mesmo intervalo de tempo.

Quando se trate de calcular a potência libertada em circuitos percorridos por correntes variáveis interessa conhecer os valores instantâneos da tensão e corrente. Sendo $v(t)$ e $i(t)$ estes valores, a energia libertada no circuito no intervalo de tempo infinitesimal dt é

$$dw = v(t) i(t) dt \quad 1.40$$

Para um intervalo de tempo finito Δt a energia libertada é

$$\Delta w = \int_0^{\Delta t} v(t) i(t) dt \quad 1.41$$

A potência média libertada no intervalo Δt será então

$$\bar{P} = \frac{\int_0^{\Delta t} v(t) i(t) dt}{\Delta t} \quad 1.42$$

Numa ampola de raios X a potência pode calcular-se a partir da tensão aceleradora e da intensidade anódica.

A Eq. 1.41 interessa para exposições de muito pequena duração sobretudo em condições severas de aquecimento do foco. Para exposições de média e longa duração interessam as Eqs. 1.36 e 1.37.

Antes de falarmos nas curvas de potência dos focos, vejamos como se podem obter os valores eficazes e médios da corrente eléctrica em algumas situações que correspondem à maioria das possibilidades práticas de alimentação utilizadas na tecnologia das ampolas de raios X.

Consideremos a aplicação da Eqs. 1.38 e 1.39 a algumas funções com variação temporal traduzida por expressões analíticas conhecidas e com interesse no contexto referido.

Analisemos o caso da Fig. 1.31

$$i(t) = I \sin \omega t \quad \text{ou} \quad i(t) = I \cos \omega t$$

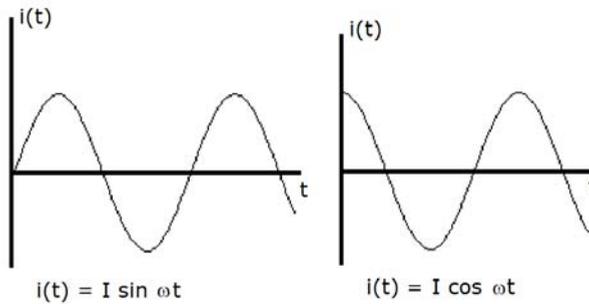


Fig. 1.31 – Representação gráfica das funções $i(t) = I \sin \omega t$ e $i(t) = I \cos \omega t$.

Para estas funções os valores das intensidades média e eficaz, de acordo com a Eq. 1.36 e 1.37 são, respectivamente:

$$\bar{i} = 0 \quad \text{e} \quad I_{\text{ef}} = \frac{I}{\sqrt{2}} \quad 1.43$$

Reportemo-nos ao caso da função da Fig. 1.32 que iguala a função $\sin \omega t$ no primeiro meio período da função e é nula no segundo, ou seja:

$$i(t) = \begin{cases} I \sin \omega t, & \text{para } t = 2n T/2 \rightarrow (2n+1) T/2 \\ 0, & \text{para } t = (2n+1)T/2 \rightarrow (2n+2)T/2 \end{cases}$$

com $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

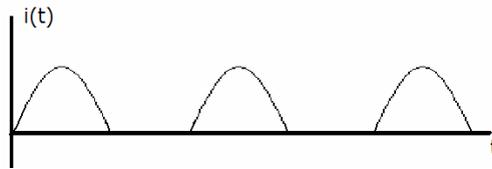


Fig. 1.32 – Representação gráfica da função $i(t)$ atrás definida.

Para esta função os valores das intensidades média e eficaz, de acordo com as Eq. 1.38 e 1.39, são:

$$\bar{i} = \frac{I}{\pi} \quad \text{e} \quad I_{\text{ef}} = \frac{I}{2} \quad 1.44$$

Consideremos a função módulo de $\sin \omega t$, representada na Fig. 1.33

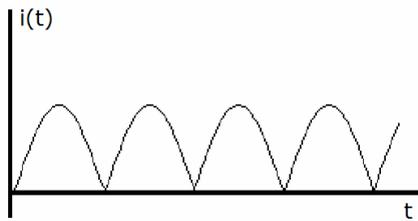


Fig. 1.33 – Representação gráfica das funções $i(t) = |I \sin \omega t|$.

$$i(t) = |I \sin \omega t|$$

Para esta função os valores das intensidades de corrente média e eficaz, de acordo com as Eq. 1.38 e 1.39, são:

$$\bar{i} = \frac{2I}{\pi} \quad \text{e} \quad I_{\text{ef}} = \frac{I}{\sqrt{2}} = 0,707 I \quad 1.45$$

Analisemos agora o caso da função

$$i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{2\pi}{3} \right]$$

com $n = 0, 1, 2$.

Para cada n , $i(t)$ verifica-se nos intervalos de ωt entre $[2(n-1) + \frac{1}{2}] \frac{\pi}{3}$ e $(2n + \frac{1}{2}) \frac{\pi}{3}$. A representação gráfica da função $i(t)$ é a curva a cheio grosso na Fig. 1.34.

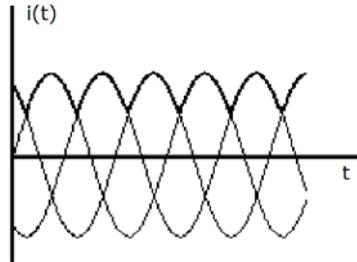


Fig. 1.34 – Representação gráfica da função $i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{2\pi}{3} \right]$.

Os valores das intensidades média e eficaz, para esta função, de acordo com as Eq. 1.38 e 1.39 são, respectivamente:

$$\bar{i} = \frac{3\sqrt{3}I}{2\pi} \quad I_{ef} = 0,84 I \quad 1.46$$

pois

$$\begin{aligned} I_{ef}^2 &= \frac{3}{2\pi} I^2 \int_{\pi/6}^{5\pi/6} \sin^2 \omega t \, d(\omega t) \\ &= \frac{3}{4\pi} I^2 \left[\omega t - \cos \omega t \sin \omega t \right]_{\pi/6}^{5\pi/6} \\ &= I^2 \left(\frac{4\pi + 3\sqrt{3}}{8\pi} \right) \end{aligned}$$

Consideremos o caso da Fig. 1.35, cuja expressão analítica é

$$i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{\pi}{3} \right]$$

com $n = 0, 1, 2, \dots$ e para cada n , $i(t)$ a verificar-se nos intervalos de ωt entre $n \pi/3$ e $(n+1)\pi/3$.

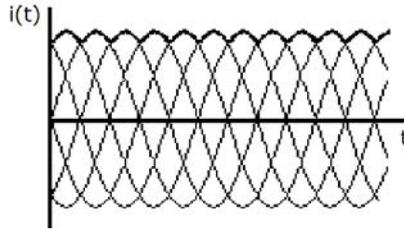


Fig. 1.35 - Representação gráfica (curva superior a cheio grosso) da função $i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{\pi}{3} \right]$.

$$I_{ef} = 0,96 I \quad 1.47$$

pois

$$\begin{aligned} I_{ef}^2 &= \frac{3}{\pi} I^2 \int_{\pi/3}^{2\pi/3} \sin^2 \omega t \, d(\omega t) \\ &= 0,96^2 I^2 \end{aligned}$$

Finalmente para o caso da Fig. 1.36

$$i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{\pi}{6} \right]$$

com $n = 0, 1, 2, \dots$ e para cada valor de n , $i(t)$ a verificar-se nos intervalos de ωt entre $n \frac{\pi}{6}$ e $(n+1) \frac{\pi}{6}$

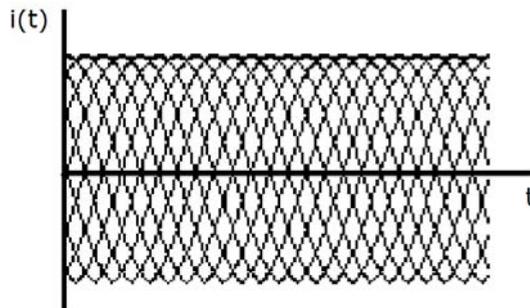


Fig. 1.36 - Representação gráfica da função $i(t) = I \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{\pi}{6} \right]$.

$$I_{ef}^2 = \frac{6}{\pi} \frac{I^2}{2} \int_0^{\pi/6} \sin^2\left(\omega t + \frac{5\pi}{12}\right) d(\omega t)$$

$$= 0,99^2 I^2$$

ou

$$I_{ef} = 0,99 I \quad 1.48$$

Em radiologia são ou foram usados diversos tipos de tensão anódica: tensão alterna directa; rectificação de meia onda e onda completa, sem e com alisamento capacitivo, a partir de tensão monofásica; rectificação de 3, 6 e 12 pulsos, com tensão trifásica sem e com alisamento capacitivo; e rectificação de tensões de alta-frequência. Estes modos serão estudados mais adiante.

No primeiro exemplo (Fig. 1.31) $i(t)$ é uma corrente sinusoidal de amplitude I , frequência angular ω e fase nula na origem dos tempos.

O segundo dos casos apresentados (Fig. 1.32) corresponde à corrente alterna sinusoidal sujeita à rectificação de meia onda.

O terceiro caso (Fig. 1.33) é o da corrente alterna sinusoidal sujeita à rectificação de onda completa.

O quarto caso (Fig. 1.34) é o da rectificação trifásica de 3 pulsos.

O quinto caso (Fig. 1.35) refere-se à rectificação trifásica de 6 pulsos.

Por fim, o sexto caso (Fig. 1.36) corresponde à rectificação trifásica de 12 pulsos. Neste último, o valor eficaz é muito próximo do máximo.

Num tubo de raios X a potência eléctrica cedida é praticamente toda transformada em calor no ânodo. Só cerca de 1% aparece como raios X. Se a tensão aceleradora V é contínua assim como a corrente através do tubo, i_a , a potência no tubo é

$$P = V i_a$$

que iguala, praticamente, o calor libertado no ânodo. Se V é em KV e i_a em mA, a potência P vem em Joule/s ou watt.

O produto da corrente anódica pelo tempo ($i_a t$), que tem dimensões de carga eléctrica, expresso em mAs (miliampere.segundo³⁰) é correntemente considerado como uma grandeza radiológica independente e usada como tal.

³⁰ - 1 mAs = 10^{-3} Coulomb.

Nas equações onde existe $i_a t$ (com i_a em mA e t em s) o valor deste produto iguala o número de mAs.

Quando as tensões são variáveis há que entrar com valores eficazes na expressão da potência média dissipada, ou seja

$$P = V_{ef} I_{ef} \quad 1.49$$

Para o caso de se utilizar rectificação de meia onda supondo-se conhecida a tensão pico (valor máximo da tensão) V_p em quilovolts, e o valor eficaz da corrente I_{ef} em mA a potência média transformada em calor no ânodo, já que o valor eficaz da tensão é $V_{ef} = 0,5V_p$, vem

$$P = 0,5 V_p I_{ef} \quad 1.50$$

Quando se utiliza rectificação de onda completa a potência calorífica no ânodo é

$$P = 0,707 V_p I_{ef} \quad \text{watt} \quad 1.51$$

Foi para as condições de rectificação de onda completa que se definiu uma unidade de energia calorífica libertada no ânodo, a unidade de calor ou «heat unit», UC que, para as referidas condições, é

$$1 \text{ UC} = 1\text{KV}_p \times 1\text{mA} \times 1\text{s} = 0,707 \text{ J} \quad 1.52$$

É, portanto, uma unidade de energia e não de potência. Torna-se evidente que, quando a rectificação de onda completa é utilizada para alimentação de alta tensão num tubo de raios X, o número de unidades de calor, libertadas para um dado disparo, se pode obter directamente. Por exemplo, para esta rectificação e as condições 120 KV_p, 100 mA (eficazes) e 0,8 s corresponde uma energia calorífica de

$$\begin{aligned} W &= 120 \times 100 \times 0,8 = 9600 \text{ UC} \\ &= 9600 \times 0,707 = 6787 \text{ J} \end{aligned}$$

Para os mesmos valores de V_p , I_{ef} e tempo, mas supondo tratar-se de rectificação trifásica de seis pulsos, vem

$$\begin{aligned} W &= 120 \times 100 \times 0,8 \times 0,96 = 9216 \text{ J} \\ &= 9216 : 0,707 = 13035 \text{ UC} \quad 1.53 \end{aligned}$$

Como se vê há que entrar com um factor de forma, da onda rectificadada, para se obter o valor da energia em Joule

Para o caso da rectificação de onda completa, e só neste caso, o valor da energia calorífica libertada no ânodo, em unidades de calor (UC), é obtido sem entrar, nos cálculos, com o factor de forma. Numa situação em que a rectificação não seja de corrente monofásica e de onda completa, para se obter a energia libertada no ânodo em UC, ou se determina a energia em Joule e se converte em UC, como na Eq. 1.53, ou se usa a expressão

$$W \text{ (em UC)} = \frac{F}{0,707} V_p I_{ef} t$$

ou

$$W \text{ (em UC)} = V_p I_{ef} t f \tag{1.54}$$

onde F é o factor de forma de tensão rectificadada utilizada e onde

$$f = \frac{0,5}{0,707} = 0,707 \quad \text{para monofásica, meia onda (um pulso)}$$

$$f = \frac{0,707}{0,707} = 1 \quad \text{para monofásica, onda completa (dois pulsos)}$$

$$f = \frac{0,84}{0,707} = 1,19 \quad \text{para trifásica, três pulsos}$$

$$f = \frac{0,96}{0,707} = 1,36 \quad \text{para trifásica, seis pulsos}$$

$$f = \frac{0,99}{0,707} = 1,40 \quad \text{para trifásica, doze pulsos}$$

No caso dos valores correspondentes à Eq. 1.53 temos

$$\begin{aligned} W \text{ (em UC)} &= V_p I_{ef} t f \\ &= 120 \times 100 \times 0,8 \times 1,36 = 13035 \text{ UC} \end{aligned}$$

Os limites de potência obtidos para os diferentes métodos de rectificação e as diferentes aplicações encontram-se no Quadro nº 1.2.

Quadro 1.2 - Limites de potência e aplicações para os diferentes métodos de rectificação.

Rectificação	Aplicações	Lim. pot. (KW)
Meia onda	Unidades dentária e portátil	< 2
Onda completa	Fluoroscopia e fluorografia gerais	10 – 60
Trif. seis pulsos	Geral	30 – 100
Trif. doze pulsos	Radiologia de intervenção, angiografia	50 – 150
Alta-frequência	Geral	2 – 150
Constante	Radiologia de intervenção, angiografia	20 – 200

Na Fig. 1.37 pode observar-se a potência em função do tempo de disparo, para condições máximas, para três situações de rectificação.

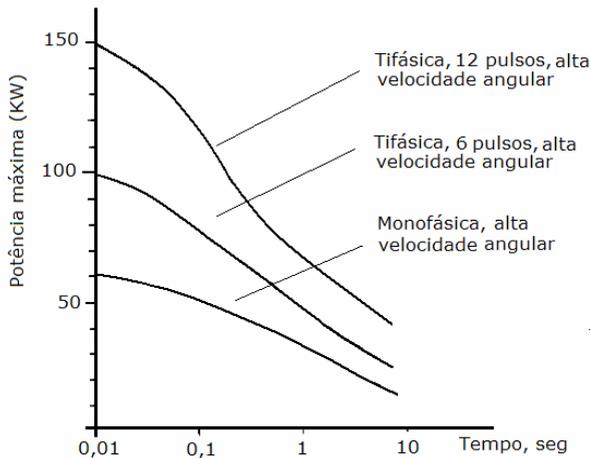


Fig. 1.37 – Potência em função do tempo de disparo para condições máximas para as situações de corrente trifásica de doze pulsos, trifásica de seis pulsos e monofásica supondo elevada velocidade angular dos ânodos.

Existem diversas causas relacionadas com as características térmicas das ampolas que podem originar a sua deterioração.

Já vimos que, quando a temperatura do foco é excessiva, durante uma exposição, pode ocorrer fusão localizada com formação de crateras. As irregularidades na pista focal que daí resultam originam um débito de raios X reduzido e variável. Por outro lado, quando sujeito a condições severas de

aquecimento, o ânodo vaporiza produzindo deposição de tungsténio na parede interior da ampola. Isto, além de produzir filtragem do feixe de raios X, pode originar faíscas e outros tipos de perturbações no campo eléctrico acelerador.

Não deve também produzir-se um aquecimento demasiado rápido do ânodo. Em ânodos de alta potência, em geral de alimentação trifásica, a subida brusca de temperatura pode originar a fractura do ânodo e a completa inutilização da ampola.

As técnicas que exigem condições severas a uma ampola nunca devem ser efectuadas com os ânodos frios.

Uma outra causa de deterioração das ampolas resulta de sujeitar os ânodos a temperaturas elevadas, embora não extremas, mas durante tempos longos, caso da fluoroscopia.

Numa ampola com ânodo rotativo a maior parte do calor produzido no ânodo é dissipado por irradiação de energia térmica que é absorvida pelo banho de óleo que envolve a ampola. A irradiação é facilitada pelo enegrecimento do ânodo. Parte do calor é, porém, conduzido através do veio de rotação do ânodo até ao rotor e seus rolamentos (cilíndricos para melhor condução).

Diversos materiais entram na construção do rotor. Nalgumas versões o veio é de molibdénio, o rotor é de cobre e os rolamentos são de aço. As formas de transporte do calor na ampola são visíveis na Fig. 1.38.

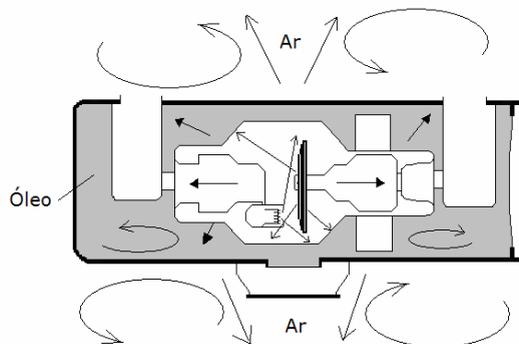


Fig. 1.38 – Os mecanismos de propagação do calor na ampola de raios X: Setas curvas – convecção (ar em torno da ampola e óleo); Setas de ponta preta – irradiação (a partir do filamento e ânodo); Setas abertas: condução (óleo, ar, eléctrodos, motor, rolamentos e peças de suporte dos eléctrodos).

O aquecimento excessivo dos rolamentos do rotor origina, devido às dilatações que ocorrem, um aumento dos atritos que conduz à diminuição do

seu tempo de vida. Está referida a inutilização de rolamentos após sequências longas de disparos com carga excessiva.

Para uma determinada ampola, a energia calorífica libertada no ânodo num dado intervalo de tempo não pode ultrapassar um dado valor limite acima do qual há risco de dano para a ampola.

A potência e a duração do disparo são os factores que interessa considerar para a determinação da energia libertada localmente no ânodo.

Pode saber-se, para cada potência, a duração máxima do disparo, ou seja, o intervalo de tempo de passagem de corrente anódica que, para a tensão anódica utilizada, produz condições de carga térmica local máxima. Para as condições de carga máxima, potência e duração do disparo variam em sentidos opostos, mas não linearmente como se poderia supor.

Quando se consideram potências crescentes, a duração do disparo para a carga máxima diminui mais rapidamente do que a potência. As curvas 1 e 2 da Fig. 1.39 representam os valores da duração de disparo, em abcissas que, para as potências indicadas em ordenadas, libertariam as cargas máximas nos focos 1 e 2. As indicações 105 KW e 34 KW representam a potência convencional destes focos, que definiremos mais adiante.

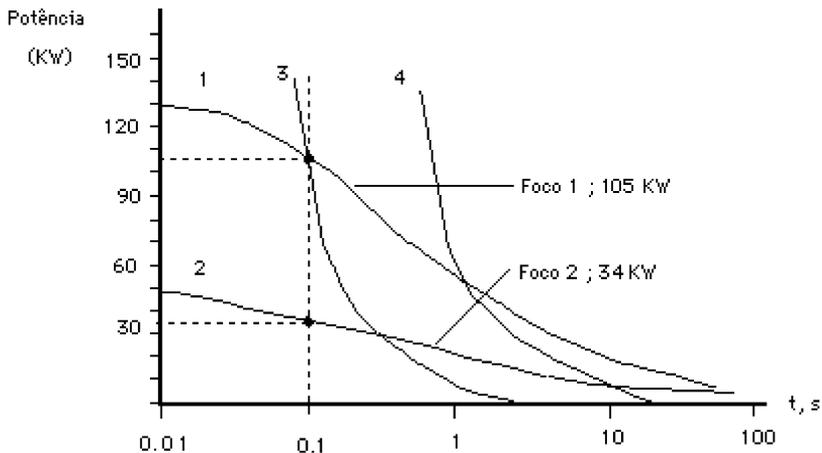


Fig. 1.39 – Curvas 1 e 2 - Potência máxima em função do tempo de disparo para dois focos. Curvas 3 e 4 - curvas dos 10 KJ e 50 KJ.

As curvas 3 e 4 representam os pontos a que correspondem energias, produtos potência tempo de disparo, de 10 e 50 KJ, respectivamente, ou seja, são lugares geométricos dos pontos correspondentes a energias libertadas de 10 e 50 KJ.

Na Fig. 1.39 a escala logarítmica do tempo permite analisar um intervalo de valores, para o tempo de disparo, consideravelmente maior do que se teria se fosse uma escala linear.

Da observação da Fig. 1.39 pode concluir-se que a energia total absorvida no ânodo para condições de carga máxima, quando se trata de disparos de grande potência e pequena duração, é menor do que quando se trata de pequenos (ou médios) potenciais e grandes (ou médios) tempos de disparo. Para o primeiro caso, o factor de maior importância é o aquecimento superficial local resultante de uma intensidade anódica muito elevada, que pode ir até valores de 1 400 mA.

Nestas condições, a duração máxima do disparo vai depender da área do foco, da velocidade de rotação do ânodo e da própria constituição do ânodo. Quando se trata de tempos de irradiação muito longos e de baixa potência é o aquecimento global do ânodo que condiciona a duração máxima do disparo.

Uma alternativa para a curva de carga máxima são as famílias de curvas das Figs. 1.40 e 1.41.

Na Fig. 1.40 a tensão anódica é a ordenada e a corrente anódica o parâmetro. Na Fig. 1.41 a ordenada é a corrente anódica sendo a tensão o parâmetro. A abcissa é o tempo de disparo nos dois casos. Nestes gráficos, para cada par de valores de V_p e I_{ef} o tempo é o máximo que pode ser usado sem riscos para a ampola.

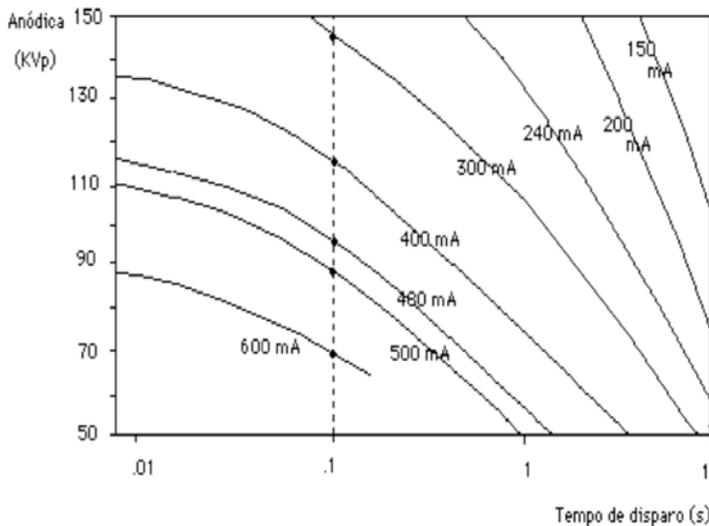


Fig. 1.40 – Família de curvas tensão/tempo de disparo tendo a intensidade anódica como parâmetro.

Na Fig. 1.40 a curva dos 600 mA e na Fig. 1.41 as curvas dos 40, 50 e 60 KV correspondem a condições cujos máximos são inferiores aos limites dos gráficos.

Devido ao efeito da região de carga espacial, para baixas tensões aceleradoras não é possível obter os pares de valores i_a , V_p que correspondem à potência máxima do tubo.

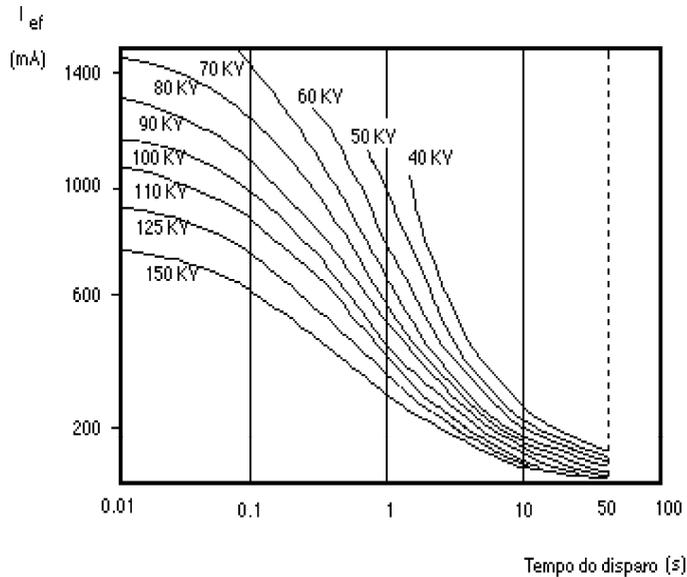


Fig. 1.41 – Família de curvas intensidade anódica/tempo de disparo tendo a tensão anódica como parâmetro.

A tentativa de obter, nestas condições, maiores valores de i_a à custa do aumento de corrente do filamento é contraproducente e pode originar a fusão do filamento.

64

Na Fig. 1.4, para o ponto assinalado na curva dos 480 mA, que corresponde a um disparo de 0,1 s, a potência máxima é $P_M = 0,48 \times 90 \times F$ KWatt sendo 90 o número de KV_p e F o factor de forma.

As curvas da Fig. 1.38 variam com F contrariamente às curvas das Figs. 1.39 e 1.40, ou seja, unicamente os perfis da Fig. 1.39 dependem da forma da tensão utilizada sendo portanto diferentes, consoante o tipo de rectificação usado.

A potência máxima que um foco suporta para a exposição de 0,1 s é chamada potência convencional sendo portanto dada pelo produto ($V_p \times I_{ef} \times F$) para as condições máximas do disparo de 0,1 s.

Na Fig. 1.39, as potências convencionais dos focos 1 e 2 são de 100 KW e 30 KW respectivamente. Na Fig. 1.39 observa-se que, para disparos de muito curta duração, inferior a 0,1 segundos, a potência máxima decresce relativamente pouco, cerca de 20%, desde o valor correspondente a 0,01 s. Não obstante haver risco de fusão superficial local há também ótimas condições de condução de calor da superfície para o corpo do ânodo, devido ao favorável gradiente de temperatura.

Na literatura radiológica é, por vezes, designada por potência instantânea a potência para disparos de curta duração. Tal designação não é correcta³¹ pois trata-se da potência média para o intervalo de tempo Δt do disparo dado pela Eq. 1.40.

Para disparos entre 0,1 e 1 s, na Fig. 1.39, a potência para a carga máxima diminui para menos de 50% do valor máximo. O gradiente de temperatura é menos favorável à condução do calor, libertado no foco, para o corpo do ânodo. Chama--se potência nominal a potência máxima de uma ampola para disparos com duração de 1 s.

Na Fig. 1.41 a potência nominal para 70 KV é

$$70 \times 0,7 \times F \quad \text{KWatt}$$

Para disparos de duração superior a 1 s a potência diminui até valores inferiores a 10% do máximo. Como vimos, para estes casos, é o aquecimento global de toda a estrutura do ânodo e rotor que determinam a potência máxima permitida.

As características de máximo aquecimento de um ânodo são, por vezes, expressas pela quantidade de calor que leva a massa total do ânodo a uma temperatura tal que o gradiente de temperatura entre o foco e o interior do metal se torna insuficiente para permitir o escoamento do calor libertado no foco de maneira suficientemente rápida. Esta quantidade de calor é designada por capacidade térmica (ou calorífica) do foco: trata-se de uma definição que não corresponde à capacidade calorífica de um corpo em termos físicos, como a definimos atrás, mas que se usa neste contexto específico.

Aliás, é possível definirem-se, nestes mesmos termos, três «capacidades caloríficas» distintas numa ampola de raios X.

A primeira é a «capacidade calorífica do foco», que já definimos.

A segunda, a «capacidade calorífica do ânodo», é a energia calorífica máxima no ânodo que permita um gradiente de temperatura ânodo-rotor com

³¹ - Num circuito percorrido pela corrente $i(t)$, sujeito à diferença de potencial $v(t)$, a potência $P(t)$ no instante t é o produto $P(t) = v(t) i(t)$.

temperaturas de equilíbrio entre estes que não excedam os valores das temperaturas máximas autorizadas. Estas são da ordem dos 1 500 – 2 000 e 300 – 400 °C respectivamente para o disco e rotor.

Finalmente teríamos a «capacidade calorífica da ampola» para o conjunto ampola-meio ambiente, com definição análoga às anteriores.

Claro que, para todas as trocas de calor referidas nestas definições, há que considerar as perdas de calor por irradiação, que já referimos.

As «capacidades caloríficas» assim definidas são dadas em KJ ou em UC, sendo calculadas pela Eq. 1.53 para as condições máximas do tubo.

A «capacidade do foco» é a que interessa para disparos de curta duração e grande potência. As outras capacidades têm interesse para longas exposições ou para sequências de disparos.

Convém referir que, quer para as curvas das Figs. 1.39, 1.40 e 1.41 quer para as definições das «capacidades», não referimos as condições térmicas iniciais de ampola. É evidente que, quando se diz que para dada potência a duração do disparo máximo permitido é um determinado valor, há que supor a temperatura do ânodo, à partida, baixa.

Quando, após um trabalho prolongado, a capacidade calorífica do ânodo é atingida, torna-se necessário deixá-lo arrefecer um tempo conveniente. A curva 1, Fig. 1.42, é uma curva de arrefecimento de um ânodo. Trata-se de uma curva exponencial.

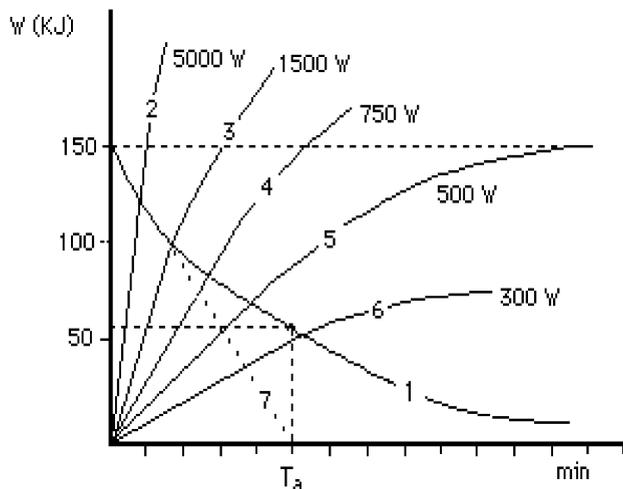


Fig. 1.42 – 1 - Curva de arrefecimento do ânodo. 2 a 6 - Curvas de aquecimento para as potências indicadas. 7 - Tangente à curva de arrefecimento para a capacidade calorífica do ânodo.

A velocidade de arrefecimento, que é a potência perdida por arrefecimento, ou seja, a energia calorífica perdida pelo ânodo por unidade de tempo, aumenta com o calor armazenado no ânodo. Esta velocidade de arrefecimento é igual, em cada ponto, à inclinação da curva de arrefecimento, ou seja, ao coeficiente angular da tangente em cada ponto da curva. A velocidade de arrefecimento máxima verifica-se para a energia calorífica armazenada correspondente à capacidade calorífica do ânodo. No caso da Fig. 1.42 a velocidade de arrefecimento máxima é de $150\ 000/(5 \times 60) = 500$ J/s, ou Watt, (coeficiente angular da recta 7).

Na Fig. 1.42, juntamente com a curva de arrefecimento, podem ver-se as curvas de aquecimento para diversos valores de potência, (curvas 2, 3, 4, 5 e 6). Se não houvesse dissipação, as curvas de aquecimento seriam linhas rectas. Na realidade, a inclinação destas curvas diminui com o aumento da temperatura do ânodo.

Para a potência de 1,5 KW (curva 3) a capacidade calorífica do ânodo é atingida em 120 s, para o caso da Fig. 1.42.

Supondo uma potência de aquecimento de 500 W, quando a capacidade calorífica do ânodo é atingida, a velocidade de arrefecimento tem valor igual a 500 J/s como vimos. Nestas condições, a dissipação de calor do ânodo compensa o calor cedido. Assim, para a potência de 500 W a capacidade calorífica do ânodo, embora fosse atingida, não seria nunca ultrapassada. Esta potência é a chamada carga permanente máxima e corresponde ao equilíbrio entre as potências cedida e dissipada, para as condições extremas do ânodo.

Potências superiores à carga permanente máxima farão com que a capacidade calorífica do ânodo seja rapidamente atingida e com esta as temperaturas máximas permitidas. Para potências inferiores à carga permanente máxima a capacidade calorífica do ânodo nunca é atingida sendo portanto permitidas longas exposições.

Quando são executados disparos em condições severas ou extremas de carga não devem ser executados novos disparos sem que seja permitido o arrefecimento do ânodo. O tempo de arrefecimento T_a necessário para reduzir de um factor 1/2,718 a carga do ânodo pode calcular-se sabendo a carga permanente máxima cujo valor é igual à máxima velocidade de arrefecimento, através da relação.

$$T_a = \frac{E}{c.p.} \quad 1.55$$

onde E é a capacidade calorífica do ânodo e c.p. a carga permanente máxima.

Por exemplo, sendo condições máximas para um tubo de raios X, 800 mAs e 101 KV_p, sendo a c.p. 400 W, e sendo a tensão rectificadora trifásica 12 pulsos, o tempo T_a é:

$$T_a = \frac{79\,992}{400} \approx 200 \text{ s} = 3 \text{ min } 20 \text{ s}$$

Após ter decorrido este tempo poder-se-ia fazer um novo disparo de 80 KV, 400 mAs?

Este disparo corresponde a uma libertação no ânodo de 32000 J.

Decorridos 3 min 20 s sobre o primeiro disparo a energia calorífica no ânodo será $79\,992/2,718 = 29\,430 \text{ J}$. A energia calorífica no ânodo após o segundo disparo será

$$29430 + 32000 = 61430 \text{ J}$$

Este valor é inferior à capacidade calorífica do ânodo (80 000 J), pelo que o segundo disparo poderia ser efectuado sem risco para o tubo.

O tempo T_a é também o ponto de cruzamento da recta 7 com as abcissas. Esta recta corresponde à velocidade máxima de arrefecimento do ânodo.

Sabendo-se T_a pode calcular-se a energia E retida no ânodo, após um arrefecimento de t segundos, através da equação

$$E = E_m e^{-t/T_a} \tag{1.56}$$

onde E_m é a energia calorífica no ânodo, na origem dos tempos que se considere podendo ser qualquer valor de energia calorífica menor ou igual à capacidade calorífica do ânodo.

Por exemplo para E_m = 100 KJ e para um arrefecimento de 3 min sendo T_a = 300 s, vem

$$\begin{aligned} E &= 100000 e^{-180/300} \\ &= 54881 \text{ J} \end{aligned}$$

Para t = T_a, a Eq. 1.56 dá, evidentemente, E/E_m = 1/e = 1/2,718.

As curvas das Figs. 1.38, 1.39 e 1.40 têm mais interesse teórico do que prático pois, presentemente, a grande maioria de aparelhos de raios X tem sistemas de protecção que impedem que sejam introduzidas condições que levem a ser ultrapassada a capacidade calorífica do ânodo.

Porém, poucos são os aparelhos que têm protecção contra a possibilidade de serem excedidas as temperaturas limites por execução de disparos, ou séries de disparos, em ampolas com os ânodos quentes por disparos anteriores.

O arrefecimento do ânodo tem, em alguns casos, que ser controlado pelos utilizadores.

IV. FÍSICA DOS PROCESSOS DE PRODUÇÃO DE RAIOS X

Já vimos que, numa ampola de raios X quando o feixe de electrões é detido pelo ânodo, são emitidos fotões, com um espectro que se estende desde a baixa energia, onde predomina a radiação térmica, até às elevadas energias, os raios X. Estes fotões são produzidos por interacções dos electrões do feixe ou com os electrões orbitais dos átomos do ânodo ou com os seus núcleos.

1 - Interacções com electrões orbitais. Espectro característico

Um átomo neutro tem um núcleo com carga Ze rodeado por uma nuvem de Z electrões em movimento. Cada electrão sofre atracção eléctrica por parte das Z cargas positivas do núcleo e repulsão por parte dos outros ($Z - 1$) electrões orbitais. Além destas, outras forças também ocorrem tais como as resultantes da interacção spin-órbita.

Através de um estudo experimental dos espectros atómicos Pauli enunciou o princípio da exclusão: num átomo só pode existir um electrão com um dado estado quântico. Outro modo de dizer este princípio é que a um dado grupo de números quânticos, definindo um estado de energia, corresponde um só electrão.

O princípio da exclusão restringe o número de estados energéticos em que um electrão pode existir. Estados já preenchidos não podem ser preenchidos por outros electrões. Num átomo, no estado energético mais baixo, os Z níveis electrónicos de energia mais baixa estão preenchidos. Os níveis de energia mais elevados estão por preencher. Se um electrão de um átomo recebe energia de excitação e passa para um nível de energia mais elevado, tende a regressar ao nível de energia mais baixo por emissão de um ou mais fotões de fluorescência (ou de electrões Auger).

O princípio da exclusão de Pauli obviamente limita o número das transições possíveis de ocorrer.

A energia dos estados é inicialmente definida pelo número quântico principal n . Todos os electrões com o mesmo valor n pertencem à mesma camada electrónica. O número quântico n só pode assumir valores inteiros e positivos. As camadas electrónicas designam-se pelas letras K, L, M, N, ..., quando $n = 1, 2, 3, 4, \dots$, respectivamente.

A energia de um electrão numa dada camada depende sobretudo do número quântico principal, embora também haja uma certa dependência do

momento angular orbital (ou momento cinético orbital, que é o momento da quantidade de movimento do electrão).

Uma camada é um conjunto de orbitais, sendo estes, regiões de máxima probabilidade de presença dos electrões, com valor proporcional ao quadrado da função de onda correspondente.

Sub camadas são subgrupos de orbitais dentro de uma determinada camada.

Em dada camada os electrões com o mesmo momento angular orbital ocupam uma mesma sub camada. O módulo do momento angular orbital do electrão é dado por $\sqrt{\ell(\ell+1)} h$ e a componente segundo o eixo dos zz deste vector é $m_\ell = h$, com ℓ número quântico do momento angular orbital, m_ℓ o número quântico azimutal e $h = h/2\pi$ (com h constante de Planck).

As energias dos electrões na mesma sub camada são muito próximas e correspondem a orbitais elípticas. A excentricidade destes orbitais varia com ℓ , ou seja com o momento cinético orbital do electrão, mas para todos eles o núcleo ocupa um foco da elipse. A excentricidade ω da orbital pode calcular-se a partir da relação

$$\omega = \frac{\ell - 1}{n}$$

O número quântico ℓ pode assumir valores inteiros de 0 a n-1. A partir da condição anterior facilmente se vê que a primeira camada (K) pode ter uma sub camada, a camada L duas, a camada M três, etc., ou seja, o número máximo de sub camadas é igual a n.

Existe uma notação convencionada para designar o número quântico do momento angular orbital, assim

ℓ	0	1	2	3	4
notação	s	p	d	f	g

Os números quânticos m_ℓ e s completam com n e ℓ , um conjunto de quatro que já permitem caracterizar perfeitamente o estado energético dos electrões orbitais de alguns átomos.

m_ℓ é o número quântico azimutal ou magnético que pode tomar valores de $-\ell$ a $+\ell$, ou seja $-\ell, -\ell + 1, \dots, 0, \dots, \ell - 1, \ell$. Pode, assim, assumir $2\ell + 1$ valores por cada valor de ℓ .

O número quântico m_ℓ está relacionado com a inclinação dos orbitais permitidos para dado valor do momento cinético orbital. De facto, o momento angular orbital, ℓ , é um vector cuja projecção sobre um eixo está sujeita a condições de quantificação que definem m_ℓ .

Por outro lado, o electrão também tem movimento de rotação sobre si próprio. Há pois um vector momento cinético de spin \mathbf{s} . Este momento está sujeito a condições de quantificação permitindo a definição do número quântico de spin s .

Quando os campos magnéticos induzidos pelos movimentos de rotação próprios do electrão e em torno do núcleo têm o mesmo sentido, o spin é paralelo e o número quântico s tem o valor $+1/2$. Quando aqueles campos magnéticos têm sentido oposto o spin é anti paralelo e $s = -1/2$.

O momento angular total \mathbf{j} é a soma dos dois momentos angulares orbital e de spin.

$$\mathbf{j} = \ell + \mathbf{s} \qquad 1.57$$

O vector \mathbf{j} é também dependente de condições de quantificação permitindo a definição de mais um número quântico, o número quântico do momento angular total j . Para cada valor de ℓ , j assume os valores de $\ell + 1/2$ e $\ell - 1/2$, excepto para $\ell = 0$ em que $j = 1/2$.

A componente de \mathbf{j} segundo o eixo de simetria principal de um sistema de coordenadas esféricas, o eixo dos z , permite definir o número quântico m_j .

O estado de um electrão pode ser definido pelos quatro números quânticos n , ℓ , m_ℓ e s ou pelos números n , ℓ , j e m_j .

O número quântico m_j pode assumir valores de $-j$ a j . A utilização do último grupo de números quânticos pode ser conveniente nalguns casos.

A energia do electrão depende muito pouco de m_j , a não ser que o átomo esteja sujeito a um campo magnético intenso. Deste modo, os valores de m_j podem ignorar-se visto os níveis de energia que lhes correspondem serem praticamente sobreponíveis.

Note-se que a dependência do valor da energia dos electrões nos números m_ℓ e s , do primeiro grupo de números quânticos, é também reduzida.

Uma aplicação directa do que vimos sobre os números quânticos é o preenchimento das camadas electrónicas. Como vimos, no estado fundamental é de esperar que os electrões de dado átomo preencham os orbitais permitidos de menor energia.

A camada K ($n = 1$) pode conter apenas uma sub camada s ($\ell = 0$), com um único orbital, $m_\ell = 0$, preenchível por dois electrões ($s = \pm 1/2$). Estes dois electrões são representados por $1s^2$. Nesta representação o primeiro número é o valor de n , a letra indica o valor de ℓ e o expoente é o número de electrões na correspondente sub camada.

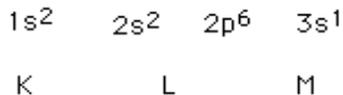
A camada L ($n = 2$) pode ter duas sub camadas ($\ell = 0, 1$) e quatro orbitais; um orbital 2s ($m = 0$, para $\ell = 0$) e três orbitais 2p ($m_\ell = -1, 0, 1$, para $\ell = 1$). Estes quatro orbitais podem ser preenchidos com 8 electrões que representamos por $2s^2$ e $2p^6$.

A camada M ($n = 3$) pode ter três sub camadas e nove orbitais; um orbital 3s, três orbitais 3p e cinco orbitais 3d ($m_\ell = -2, -1, 0, 1, 2$, para $\ell = 2$).

A camada N ($n = 4$) tem 4 sub camadas e 16 orbitais: um 4s, três 4p, cinco 4d e sete 4f.

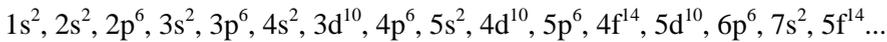
A configuração dos electrões de um particular átomo pode ser especificada usando esta notação.

Por exemplo, para o caso do sódio ($Z = 11$) tem-se



Em primeira aproximação, a descrição da configuração electrónica é feita a partir da utilização do princípio de exclusão de Pauli já nosso conhecido: «um orbital pode ter um máximo de dois electrões com spins anti paralelos» e da chamada regra de Hunt: «numa sub camada nenhum orbital pode ser preenchido com um par de electrões sem que todos os orbitais que a constituem tenham pelo menos um electrão». No entanto para átomos mais complexos é necessário conhecer mais alguma coisa para descrever com correcção a sua configuração electrónica, ou seja, designar os estados ocupados por electrões. De facto, se todas as órbitas electrónicas fossem circulares, o preenchimento das sub camadas seria feito por simples ordem crescente dos valores de n e ℓ . Como sabemos, muitos dos orbitais são elípticos pelo que o preenchimento das sub camadas nem sempre é efectuado segundo aquela ordem. A energia de um nível é realmente determinada pela soma dos dois números quânticos n e ℓ . Há, assim, duas regras empíricas a adicionar ao princípio de Pauli e à regra de Hunt: 1) na sequência da configuração electrónica aparecem primeiro os orbitais cuja soma $n + \ell$ é menor e quando para dois orbitais a soma é igual, aparece primeiro o orbital de menor n ; 2) a última camada não pode ter mais do que oito electrões.

O preenchimento das camadas é então feito como segue:



O orbital 3d tem energia ligeiramente superior ao 4s. Isto foi provado pela teoria relativista posteriormente aos trabalhos iniciais da teoria atômica de Sommerfield e Wilson. A regra empírica que mencionámos contempla aliás esta situação pois $n + \ell$ tem o valor 5 para os orbitais 3d e 4 para os 4s.

As propriedades químicas e físicas de um átomo dependem da sua configuração electrónica.

Os electrões da camada mais exterior, ou seja, a de maior energia potencial, têm especial importância nas propriedades do átomo.

Quando esta camada está completamente preenchida o átomo não é facilmente excitável visto ser necessário fornecer uma energia considerável ao electrão para este ocupar um estado de energia superior. Por outro lado, se uma camada está parcialmente preenchida outros estados estão disponíveis na mesma camada sendo possível excitar o átomo com pequenas energias. Além disso, um electrão único na última camada encontra-se escudado pela carga dos $Z-1$ electrões das camadas de n inferior pois a distância mais provável dos electrões ao núcleo aumenta com a energia.

Os átomos com a camada mais externa só parcialmente preenchida são pois, facilmente ionizáveis.

É importante considerar o momento angular dos electrões mais exteriores do átomo

O momento angular total de um átomo é a soma vectorial dos momentos angulares totais de todos os seus electrões orbitais.

Os momentos angulares totais dos dois electrões do mesmo orbital anulam-se mutuamente. Assim, o momento angular total de uma camada preenchida é zero. O momento angular total do átomo é então determinado pelos electrões não emparelhados da camada mais exterior.

Na maioria dos casos só um electrão está por emparelhar na configuração correspondente ao estado fundamental. Este electrão determina o momento angular total do átomo.

Do que vimos dizendo, quando se considera o aumento de Z para os elementos existentes e a sucessiva alternância de átomos com camadas externas preenchidas e por preencher, torna-se compreensível a repetição das propriedades físico-químicas no quadro periódico dos elementos.

Estamos especialmente interessados nos fotões emitidos pelos átomos após excitação dos seus electrões orbitais.

Um electrão pode ser excitado se receber energia suficiente para ocupar um nível de energia não preenchido.

Para os electrões das camadas externas esta energia pode ser unicamente de alguns eV. Para electrões das camadas mais interiores dos elementos de Z elevado, energias da ordem das dezenas de KeV poderão ser necessários para que ocorra excitação. O estado de energia que fica por ocupar será posteriormente preenchido como resultado de transições electrónicas, com emissão de fotões.

Estas transições são regidas por regras de selecção simples envolvendo os estados em que ocorre a transição. A variação do momento angular orbital terá de ser ± 1 , ou seja:

$$\Delta \ell = \pm 1 \quad 1.58$$

Por outro lado o momento angular total j, ou não varia ou sofre variação ± 1 , então

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad 1.59$$

As transições com múltiplos electrões são sujeitas a regras de selecção mais complexas.

A separação entre os níveis de energia depende, sobretudo, do número quântico principal n ficando menor quando nos afastamos do núcleo.

A diferença entre as energias das camadas é maior para as camadas de menor energia (as mais negativas) como a K e L.

A energia de ionização para as diferentes camadas K, L, ... é a quantidade de energia necessária para remover um electrão dessas camadas e tem valor igual, mas simétrico, ao da correspondente energia de ligação.

Quando a ionização ocorre com electrões das camadas mais externas, o fotão ou fotões emitidos, ao dar-se o regresso ao estado fundamental do átomo, são de baixa energia. Estes fotões poderão situar-se na região do visível ou do infravermelho (radiação térmica).

Se a ionização ou excitação ocorre com electrões dos mais interiores a energia dos fotões emitidos pode situar-se na região dos raios X, a que correspondem energias da ordem dos KeV. No caso presente estamos particularmente interessados no átomo do tungsténio ($Z = 74$) usado geralmente como ânodo nas ampolas de raios X utilizadas com fins médicos.

Alguns valores de n e j, juntamente com as energias dos níveis correspondentes para o caso do tungsténio estão na Fig. 1.43 b).

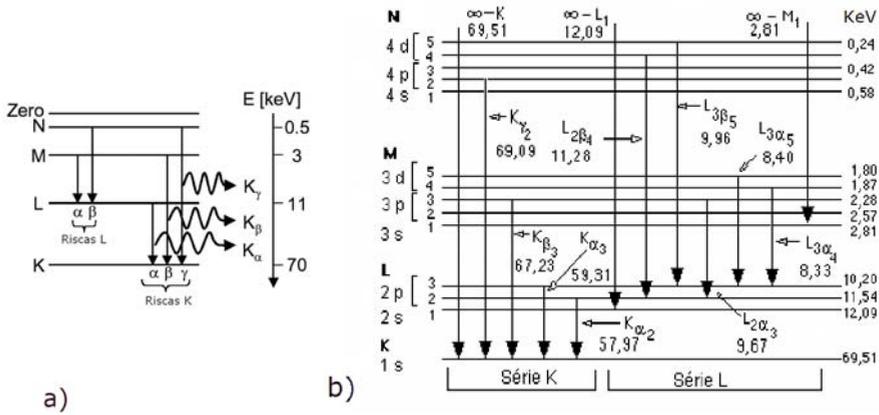


Fig. 1.43 – a) Esquema simplificado de emissões características das séries K e L do tungstênio. b) À esquerda a indicação das camadas com os números das correspondentes sub camadas. À direita as energias de ligação em KeV. Os números por baixo das indicações de transição prováveis são os valores da energia correspondente em KeV.

Como se vê na Fig. 1.43 a) as riscas características estão agrupadas em séries com designações K, L, M, N...($n=1, 2, 3, \dots$) associadas a transições para as respectivas camadas, seguidas dum letra grega que traduz a transição, α para $\Delta n = 1$, por exemplo $L \rightarrow K$, β para $\Delta n = 2$ por exemplo a transição $M \rightarrow K$. Por exemplo para a risca $K\beta_3$, $E\beta_3 = -2,28 - (-69,51) = 67,23$ keV. Do mesmo modo para a risca $K\alpha_2$ é $E\alpha_2 = -11,54 - (-69,51) = 57,97$ keV.

A diferença de energia entre as camadas L, M, N...e K (riscas K) é menor do que entre as camadas M, N...e L (riscas L), Fig. 1.44.

No espectro de uma ampola com tensão anódica de 60 KV não iremos encontrar riscas K nem K_γ . Por outro lado, as emissões de baixa energia poderão ser totalmente absorvidas na própria ampola.

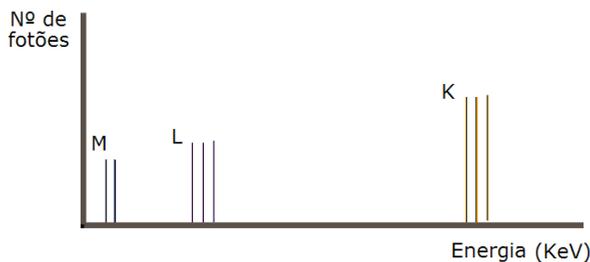


Fig. 1.44 – Espectro característico de raios X.

Ao estudar a distribuição dos espectros de raios X característico, Moseley verificou que a frequência ν das riscas de um espectro está relacionada com o número atómico Z do elemento pela equação

$$\nu = a (Z - b)^2 \quad 1.60$$

onde a e b são constantes características das riscas de cada série. Quando se aumenta progressivamente a tensão aceleradora numa ampola de raios X, aparecem, sucessivamente sobrepostas ao espectro contínuo, as diversas séries de riscas, sendo as K as últimas a surgir.

Após ter surgido uma série de riscas a intensidade destas aumenta com o aumento da tensão.

2 - Interações com o núcleo. Espectro contínuo.

Quando um electrão se move nas vizinhanças de um núcleo atómico de carga Ze a força eléctrica de atracção origina, em cada instante, uma aceleração no electrão cujo módulo é

$$a = \frac{Ze^2}{4\pi\mu_0 m r^2} \quad 1.61$$

onde m é a massa do electrão e r a distância do electrão ao núcleo. Sob a acção desta aceleração, o electrão é desviado da sua trajectória original. Quando o electrão se aproxima do núcleo a aceleração é positiva (tem o sentido da velocidade) e é negativa quando se afasta.

Pela teoria clássica da electrodinâmica uma partícula carregada sujeita a aceleração, irradia radiação electromagnética com intensidade proporcional ao quadrado da aceleração sofrida. A intensidade da radiação emitida é então proporcional a Z^2/r^4 . Esta radiação é chamada de bremsstrahlung, mas não é a teoria clássica que explica o fenómeno correctamente. A emissão de radiação de bremsstrahlung é um processo da mecânica quântica relativista, no qual o electrão pode emitir um fóton, cuja energia se situa entre zero e a sua energia cinética total. Fótons de baixa energia são emitidos com maior probabilidade do que fótons de alta energia.

Na base da interpretação quântica estão a conservação da energia e da quantidade de movimento, que impedem um electrão livre de emitir radiação. A presença de um núcleo nas proximidades possibilita a emissão de

fotões sem transgredir os princípios de conservação referidos. A actuação do campo eléctrico do núcleo pode ser descrita pelas leis da teoria clássica, mas a emissão de fotões ocorre segundo regras quânticas.

Quando se considera a interacção de um feixe de electrões monoenergéticos com um absorvente, a relação atrás mencionada entre a energia perdida por efeito bremsstrahlung e Z^2 (quadrado do número atómico) só é válida para absorventes extremamente finos, de modo que não ocorra mais do que uma colisão entre electrão e núcleo.

A teoria quântica permite mostrar que o número de fotões de bremsstrahlung emitidos com energia entre E e $E+dE$, é inversamente proporcional a E . O número de fotões por unidade de energia em função da energia dos fotões é, graficamente, um ramo de hipérbole (Fig.1.45).

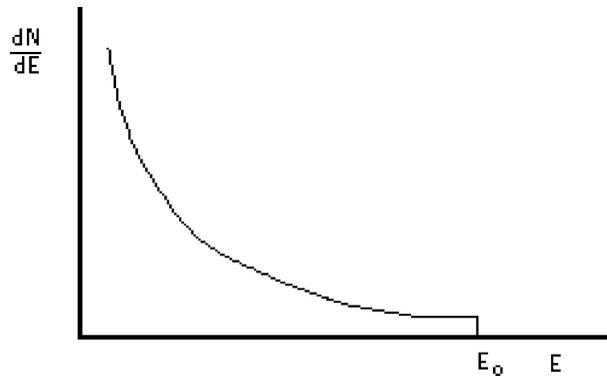


Fig. 1.45 – Número de fotões de bremsstrahlung por unidade de energia em função da energia dos fotões.

A curva não ultrapassa E_0 pois a energia cinética dos fotões de bremsstrahlung não pode ultrapassar a energia cinética dos electrões, como já se viu (Eq. 1.5). Analiticamente, o espectro dos fotões ($\frac{dN}{dE}$ vs. E) é dado por

$$\frac{dN}{dE} = k \frac{1}{E} \quad \text{para } 0 < E < E_0. \quad 1.62$$

Esta equação significa que quando a energia cinética dos electrões incidentes é E_0 , o número de fotões bremsstrahlung emitidos com energias entre E e $E+dE$, é

$$dN = k \frac{dE}{E} \quad 1.63$$

A energia total correspondente a estes dN fotões é

$$dN E = d\epsilon = k dE$$

ou seja

$$\frac{d\epsilon}{dE} = k \quad \text{para } 0 < E < E_0 \quad 1.64$$

Então para uma lâmina muito fina o espectro da energia total emitida por unidade de energia dos fotões é uma linha recta e horizontal (Fig. 1.46).

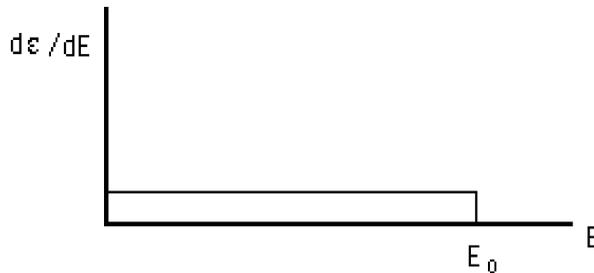


Fig. 1.46 – Espectro $\frac{d\epsilon}{dE}$ vs. E para uma camada muito fina.

Tratando-se de uma lâmina espessa sobre a qual incide um feixe monoenergético de electrões podemos considerá-la constituída pela justaposição de um grande número de lâminas muito finas e aplicar sucessivamente a Eq. 1.64. A energia cinética dos electrões decresce elementarmente por cada lâmina atravessada, variando praticamente de modo linear de E_0 a zero, com o aumento da espessura atravessada.

78

Na Fig. 1.47 estão representados os espectros $\frac{d\epsilon}{dE}$ (energia emitida por efeito bremsstrahlung por unidade de energia dos fotões) para as sucessivas espessuras, constituídas por lâminas muito finas, para as quais se aplica a Eq. 1.64.

A sobreposição dos espectros dos raios X emitidos nas n camadas finas dá o espectro total. Na Fig. 1.47 os degraus, variações de energia dos electrões por camada estão grandemente exagerados. Se as variações consideradas forem muito pequenas o espectro total é, praticamente uma recta como se vê na Fig. 1.47.

A equação desta recta é

$$\frac{d\mathcal{E}}{dE} = \left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)_0 - \left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)_0 \frac{E}{E_0} \quad 1.65$$

onde $\left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)_0$ é o valor de $\frac{d\mathcal{E}}{dE}$ para $E = 0$, ou

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dE} &= \left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)_0 \frac{(E_0 - E)}{E_0} \\ &= k (E_0 - E) \end{aligned} \quad 1.66$$

com a constante $k = \left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)_0 \frac{1}{E_0}$ 1.67

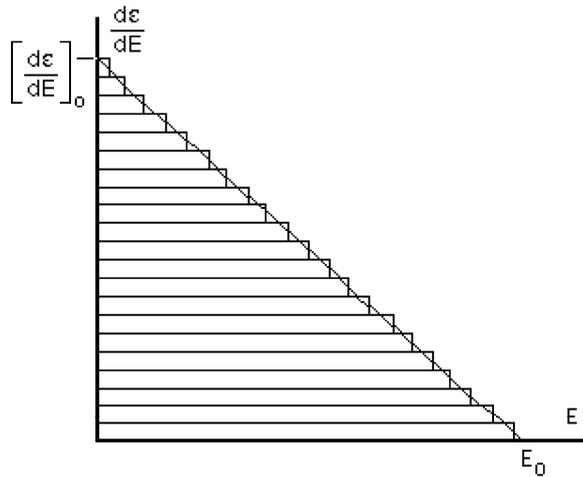


Fig. 1.47 – Espectro teórico $\frac{d\mathcal{E}}{dE}$ vs. E para os raios X de bremsstrahlung resultante da colisão de um feixe de electrões monoenergéticos de energia E_0 com um absorvente espesso.

A energia total emitida por efeito bremsstrahlung é \mathcal{E} , ou seja, a soma das áreas de todos os rectângulos $\left(\frac{d\mathcal{E}}{dE}\right)dE$ que individualmente representam a energia electromagnética emitida com energias entre E e $E + dE$, ou seja

$$\epsilon = \int_0^{E_0} \frac{d\epsilon}{dE} dE \quad 1.68$$

Este integral representa a área do triângulo com vértices $\left(\frac{d\epsilon}{dE}\right)_0$, 0 e E_0 , ou seja

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{dE}\right)_0 E_0 \quad 1.69$$

e, a partir da Eq. 1.67

$$\epsilon = \frac{1}{2} k E_0^2 \quad 1.70$$

Quando um feixe de electrões monoenergéticos incide num absorvente espesso, a energia total emitida por efeito bremsstrahlung é proporcional a E_0^2 .

Usando as Eqs. 1.69 e 1.72, esta última considerada mais adiante, podemos obter o valor da ordenada na origem da recta $\frac{d\epsilon}{dE}$ vs. E da Fig. 1.47

$$\left(\frac{d\epsilon}{dE}\right)_0 = k_2 n Z E_0 \quad 1.71$$

Os raios X de baixa energia³², ou melhor, todos os fotões de energia inferior a 20 - 30 KeV, serão intensamente absorvidos pelo ânodo, ampola e filtros adicionados pelo que um espectro real não se apresenta como na Fig. 1.46. A parte inicial da curva $\frac{d\epsilon}{dE}$ vs. E é crescente contrariamente ao que obtivemos para o espectro teórico³³.

Na Fig. 1.12 já observámos um espectro real após filtragem.

Vejamos como varia o espectro contínuo quando se varia a energia

³² - Obviamente, no espectro de bremsstrahlung os fotões de baixa energia só são raios X se obedecerem à definição que adoptámos ($\lambda < 10^{-7}$ cm).

³³ - O espectro teórico $d\epsilon/d\lambda$ (com o comprimento de onda em abcissa) obtém-se integrando a Eq. 1.66 $\Rightarrow \epsilon = kE_0E - kE^2/2$, fazendo $E = hc/\lambda \Rightarrow \epsilon = k_1/\lambda - k_2/\lambda^2$ e derivando em ordem a λ : $d\epsilon/d\lambda = -k_1/\lambda^2 + 2k_2/\lambda^3$. Esta é a equação cujo gráfico é a curva 1 da Fig. 1.15a).

dos electrões, a intensidade do feixe de electrões e o número atómico do ânodo. Para um feixe de n electrões por cm^2 e por segundo a bombardear um ânodo com número atómico Z , os espectros para energias dos electrões E_0 e E'_0 podem observar-se na Fig. 1.48.

Para um dado ânodo, aumentando E_0 , com n constante, a recta $\frac{d\varepsilon}{dE}$ vs. E desloca-se paralelamente a si mesma até interceptar o eixo dos E no novo valor E'_0 .

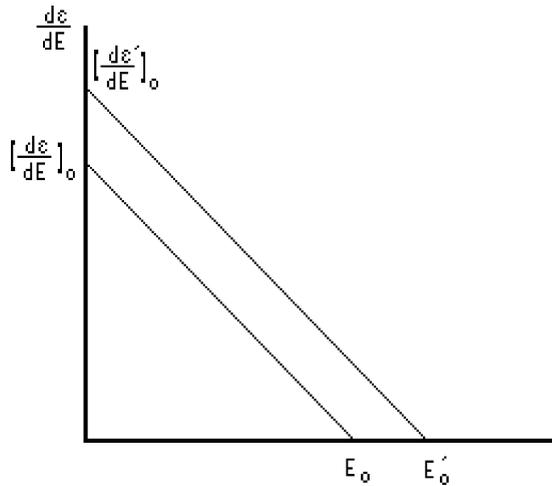


Fig. 1.48 – Espectros teóricos de bremsstrahlung para energias E_0 e E'_0 .

O paralelismo entre estas duas rectas é óbvio a partir da Eq. 1.65. Como se viu (Eq. 1.70), a energia total emitida por segundo varia directamente com E_0^2 . As áreas dos triângulos definidos pelas rectas anteriores com os eixos coordenados têm obviamente a mesma proporcionalidade com E_0^2 .

Quando se varia a intensidade do feixe de electrões sem alterar E_0 , Fig. 1.49, o coeficiente angular da recta varia proporcionalmente com n_1 , pois idêntica proporcionalidade ocorrerá com $\left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right)_0$.

A potência total emitida, correspondente à área do triângulo definido pela recta e pelos eixos, varia directamente com n_1 . Quando E_0 e n_1 são mantidos constantes e se aumenta o número atómico Z do ânodo, o aspecto é alterado somente à custa do valor $\left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right)_0$.

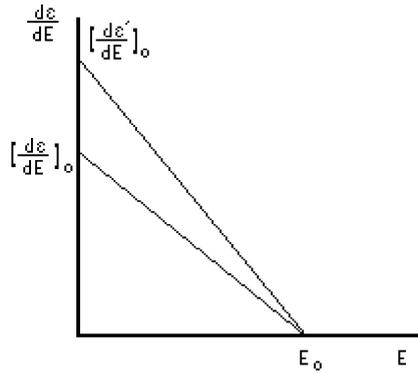


Fig. 1.49 – Espectros teóricos de bremsstrahlung para 2 valores de n_1 .

A energia máxima dos fótons E_0 não é alterada mas $\left(\frac{d\epsilon}{dE}\right)_0$ aumenta proporcionalmente com o número atômico Z . O mesmo sucede com a potência total emitida, Fig. 1.50.

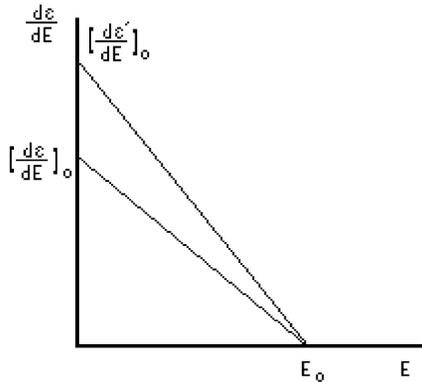


Fig. 1.50 – Espectros teóricos de bremsstrahlung para 2 valores de Z .

A partir destes resultados podemos dizer que a potência dos raios X emitidos é

$$W_x = K_1 n E_0^2 Z \quad 1.72$$

A corrente anódica é proporcional a n_1 e E_0 é proporcional à tensão anódica considerada constante, então

$$W_x = K V^2 I Z \quad 1.73$$

O valor da constante foi determinado sendo $K = 9 \times 10^{-10} \text{ V}^{-1}$.

Quando a tensão aplicada entre ânodo e cátodo é tensão sinusoidal ou tensão sinusoidal rectificada, a Eq. 1.73 só poderá aplicar-se para um dado instante t pois V e I são funções $V(t)$ e $I(t)$ do tempo. Isto significa que a potência dos raios X emitidos é igualmente uma função $\epsilon(t)$ do tempo.

Na Fig. 1.51 podem observar-se, para um ciclo de uma tensão monofásica rectificada de onda completa, as variações com o tempo de I ou V , V^2 e $V^2 \times I$. Estas curvas estão normalizadas para um período de tensão rectificada de onda completa.

Como $\epsilon \propto V^2 \times I$ a última das curvas exprime também a variação da potência radiante emitida. A área entre a curva $V^2 \times I$ e as abcissas, para um dado intervalo de tempo, é proporcional à energia dos raios X emitidos nesse intervalo. A energia emitida para valores baixos de V é pequena.

Sobressai também da Fig. 1.51 b), que a função $\epsilon(t)$, quando comparada com $V(t)$, apresenta valores instantâneos relativos mais baixos em todo o período e, sobretudo, no início no meio e no fim deste.

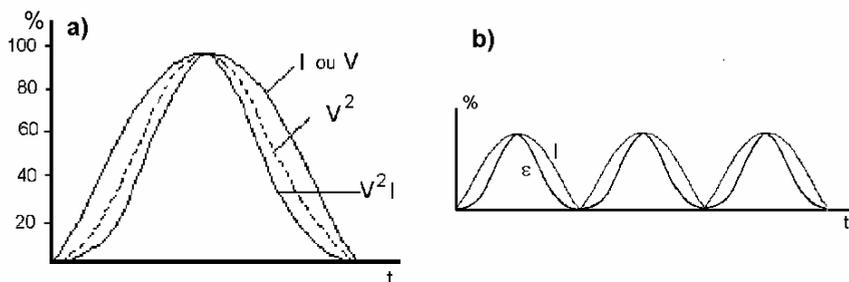


Fig. 1.51 – a) Curvas de I , V^2 e $V^2 \times I$ vs. tempo, para o intervalo de meio período (corrente monofásica rectificada). b) Funções $\epsilon(t)$ e $I(t)$ para a rectificação de onda completa.

Isto significa que, no decurso de cada ciclo, a intensidade do feixe dos raios X emitidos se altera e que o espectro de energia sofre variações. Neste caso e em relação ao espectro obtido com tensão aceleradora constante, a contribuição das baixas energias é enriquecida. A maior intensidade do feixe de raios X e a maior energia média dos fotões emitidos ocorre num pequeno intervalo de tempo próximo do pico de tensão.

A forma da curva $V^2 \times I$ justifica a diferença entre as expressões do comprimento de onda efectivo para o caso da tensão constante ($\lambda_{ef} = 1,5 \lambda_{min}$) e da tensão rectificada de onda completa ($\lambda_{ef} = 1,8 \lambda_{min}$) que já referimos anteriormente.

Como os fótons X de baixa energia são absorvidos superficialmente nos pacientes compreende-se que, para se obter uma dada imagem radiológica, a energia ou dose absorvida na pele seja maior quando se trabalha com rectificação de onda completa, ou meia onda, do que quando se usa, por exemplo, tensão constante ou tensão trifásica rectificada de 12 pulsos.

3 - Rendimento energético de um tubo de raios X

O rendimento energético do tubo de raios X é a relação entre a potência transformada utilizável e a potência absorvida. Podemos dizer que mede a eficiência da transformação da energia cinética de electrões em raios X.

No caso da ampola de raios X, a potência absorvida, expressa em watt, fornecida pelo gerador de alta tensão, é igual ao produto da tensão V (em KV_p) pela intensidade eficaz I_{ef} (em mA) que atravessa o tubo e pelo factor de forma F.

$$W \text{ (Watt)} = V \text{ (KV}_p\text{)} \times I_{ef} \text{ (mA)} \times F \quad 1.74$$

Como vimos, a potência útil dos raios X, ϵ , é proporcional à intensidade eficaz I_{ef}, ao quadrado da tensão V² e ao número atómico do material que constitui o ânodo (Eq. 1.73).

O rendimento do tubo (ρ) é então dado por

$$\rho = \frac{\epsilon}{W} = k_1 VZ \quad 1.75$$

É uma expressão aproximada pois, rigorosamente, ρ é proporcional a uma potência de V com expoente entre 1 e 2.

84

Um outro parâmetro com interesse é a eficácia da ampola de raios X. Mede a exposição em miliroentgen (Cap. V) num ponto do raio central do feixe, à distância de 1 m do foco, para uma carga de 1 mAs e um dado V.

A eficácia tem interesse prático pois permite obter, com alguma aproximação, os valores das exposições no paciente e filme.

$$E_f = (\text{mA} \times \Delta t \times K \times V_p^2) / d^2 = K_0 \times V_p^2 \quad 1.76$$

em que d é a distância ao foco e K e K₀ constantes.

Pela definição anterior, um tubo com eficácia E_r , para a tensão em estudo, produz no ar a um metro, para um disparo de j mAs, a exposição

$$X = E_r \times j \quad 1.77$$

A eficácia do tubo depende fundamentalmente da tensão aceleradora, do tipo de rectificação, da filtragem e do número atómico e estado de desgaste do ânodo.

De um modo geral, para um mesmo tubo, as eficácias com alimentação trifásica são superiores às da situação monofásica. Na fig. 1.52 encontra-se a variação da eficácia em função da tensão anódica, para rectificação trifásica (6 pulsos) e rectificação monofásica.

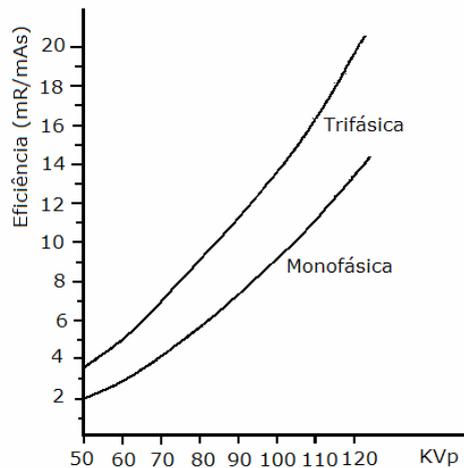


Fig. 1.52 – Variação da eficácia, em função da tensão anódica, para rectificação trifásica (6 pulsos) e rectificação monofásica.

O melhor rendimento obtido com a rectificação trifásica é evidenciado para todos os valores de tensão aceleradora estudados.

4 - Distribuição angular dos raios X. Efeito anódico

Numa ampola de raios X a energia cinética perdida pelos electrões devida ao efeito de bremsstrahlung é transformada, praticamente na sua totalidade, em radiação electromagnética com fotões de energia desde zero até à energia cinética total dos electrões.

A maior abundância destes fotões é nas baixas energias e da sua absorção pelo ânodo e vidro da ampola resulta libertação de calor.

As interacções dos electrões do feixe com electrões orbitais de pequena energia de ligação, os mais abundantes, são aquelas que ocorrem com a maior probabilidade. Estas interacções originam saltos quânticos com libertação de fotões de baixa energia, cuja absorção origina igualmente produção de calor.

É unicamente das interacções com o núcleo ou com os electrões K (ou L) que resulta produção de raios X. Para as energias que interessam em diagnóstico, a fracção total de energia do feixe que é transformada em raios X é da ordem de 1%.

A emissão destes fotões não é, porém, isotrópica mas antes apresenta uma distribuição angular que é função da energia dos electrões. Na Fig. 1.53 pode ver-se, para três energias diferentes, as distribuições angulares dos fotões de raios X emitidos pelo ânodo.

Cada ponto destas curvas permite definir um vector a apontar do foco para a curva, cujo módulo é proporcional à intensidade do feixe segundo essa direcção.

A direcção da linha a tracejado é a dos electrões e o sentido o indicado. Como se vê para as baixas energias a maior parte dos fotões são emitidos em direcções normais às dos electrões.

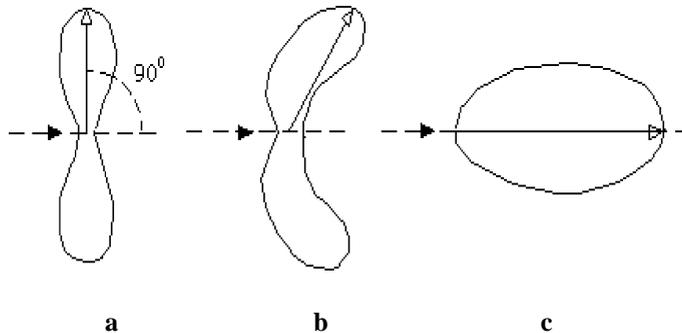


Fig. 1.53 – a) Baixa energia; d) Média energia; c) Alta energia.

Com o aumento de energia, os fotões tendem a ser emitidos com a direcção e sentido dos electrões. As curvas da Fig. 1.53 são cortes, pelo plano do papel, de superfícies de revolução tendo como eixo a direcção da propagação.

Para energias de fótons com interesse em radiologia, a grande intensidade de emissão é para ângulos próximos de noventa graus com a direcção dos electrões. Este facto explica a posição da janela nas ampolas de raios X.

Na situação prática de uma ampola de raios X, a distribuição angular dos fótons no feixe útil ou, se quisermos, as intensidades dos raios X emergentes da ampola segundo as várias direcções, podem também depender fortemente da inclinação do ânodo.

Para o caso das ampolas de diagnóstico, as interacções dos electrões acelerados com os átomos de tungsténio do ânodo ocorrem a profundidades da ordem dos μm .

Os fótons produzidos às diferentes profundidades, que vão constituir o feixe útil, terão de atravessar percursos de tungsténio diferentes consoante a direcção da sua emissão.

Como se vê na Fig. 1.54 os percursos no ânodo dependem da direcção de dispersão e do ângulo α .

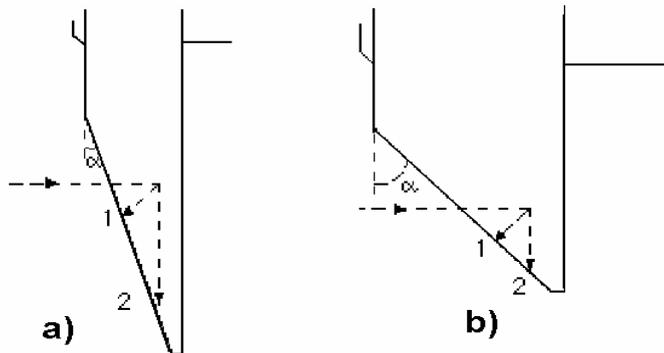


Fig. 1.54 – Percursos dos fótons de raios X no ânodo para duas inclinações distintas.

A Fig. 1.55 a) mostra um ânodo de grande inclinação cujo ângulo sólido de emissão é pequeno enquanto que a Fig. 1.55 b) mostra um ânodo de pequena inclinação que pode emitir um ângulo sólido grande (encontra-se colimado).

Verifica-se que, se α é pequeno, o efeito de absorção pelo ânodo predomina sobre a distribuição angular da intensidade, referida atrás e é de esperar uma diminuição da intensidade para ângulos de emissão positivos (Fig. 1.55 a). Se o ângulo α é grande, a distribuição angular (Fig. 1.55 b)), pode predominar sobre a absorção no ânodo. Esta resulta de trajectos dos fótons no ânodo menores e praticamente constantes, sendo a intensidade menor para ângulos de emissão negativos, como se observa na Fig. 1.55 b).

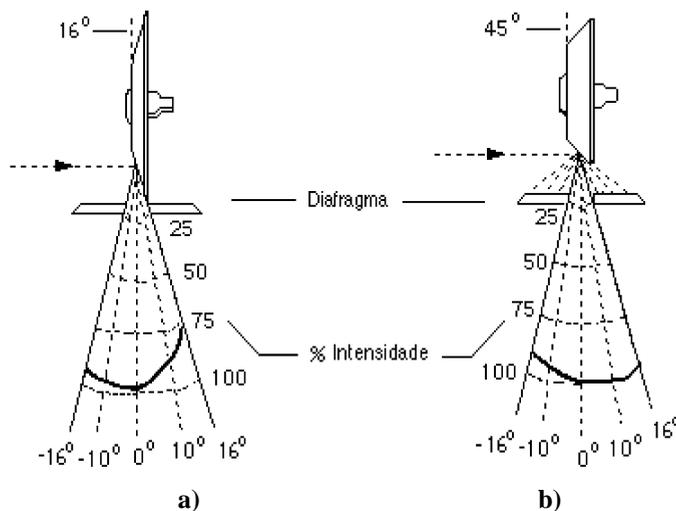


Fig. 1.55 – Distribuição angular da intensidade à saída de uma ampola de raios X. a) grande inclinação do ânodo. b) Pequena inclinação.

No caso da Fig. 1.54 a), o percurso 2 dos raios corresponde a adicionar uma espessura de tungstênio ao feixe, maior do que no percurso 1, ou seja, a uma maior filtragem. A filtragem pelo ânodo produz um aumento de energia média dos fótons do feixe (endurecimento) devido a maior absorção dos fótons de baixa energia. A energia média dos fótons emergentes em 2 (Fig. 1.54 a) é, assim, maior do que em 1.

Podemos então dizer que para grandes inclinações do ânodo (pequenos valores de α) a intensidade diminui quando nos aproximamos do ânodo mas, a energia média dos fótons aumenta.

Nas ampolas modernas, dado o interesse em aumentar ao máximo a área do foco real, o ângulo α é pequeno ($10^\circ - 18^\circ$) pelo que a situação da Fig. 1.55 a) é comum. A este fenómeno chama-se efeito anódico e tem algumas implicações práticas. Por exemplo, na radiografia ao tórax, a parte inferior do tórax deve estar do lado do cátodo, pois a maior espessura de tecido corresponde à parte inferior do tórax, que será assim atravessada pela porção do feixe de maior intensidade. Pelo contrário, as imagens do abdómen devem ser tiradas com o cátodo do lado superior do doente, pois a parte superior do abdómen é mais espessa.

De um modo geral, o efeito anódico deve ser considerado quando se procede a radiografias onde existem estruturas anatómicas com diferenças grandes de espessura ou densidade. A colocação do lado do cátodo da parte mais espessa ou densa produz densidades ópticas mais uniformes no filme.

V. ALIMENTAÇÃO DA AMPOLA DE RAIOS X

Antes de apresentarmos os esquemas dos circuitos associados à alimentação da ampola de raios X vamos recordar as características de alguns componentes de importância naqueles circuitos.

1 – Transformadores

Um transformador é um dispositivo que transfere energia de um circuito eléctrico para outro através de um acoplamento magnético. Um transformador destinado a trabalhar com frequências baixas, como é o caso da frequência de rede (50/60 Hz), é constituído por um núcleo ou armadura em ferro macio laminado, com forma de moldura Fig. 1.56 a), em torno do qual se encontram enroladas uma ou várias bobinas de fio de cobre isolado.

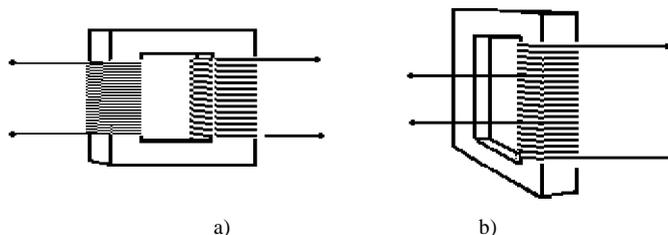


Fig. 1.56 – a) Transformador e b) Autotransformador.

Algumas destas bobinas poderão ser separadas e independentes ou não, mas, fundamentalmente existe uma bobina indutora, ou primário, e uma (ou várias) bobinas induzidas, ou secundário. Se um transformador tem n_1 espiras no primário e n_2 no secundário e é aplicada a tensão V_1 alterna ao primário, a tensão no secundário é

$$V_2 = \frac{n_2}{n_1} V_1 \quad 1.78$$

podendo V_1 e V_2 ser valores eficazes, máximos ou instantâneos.

A relação $\frac{n_2}{n_1}$ é a razão de transformação. Se $n_2 > n_1$ o transformador é elevador de tensão, ou seja $V_2 > V_1$, na situação contrária é abaixador de tensão e $V_2 < V_1$.

O transformador de alta tensão dos aparelhos de raios X, tem uma razão de transformação n_2/n_1 da ordem de 500 a 1000.

Na situação ideal da potência induzida no secundário ser igual à potência cedida ao primário, é

$$V_1 I_1 = V_2 I_2 \quad 1.79$$

e,

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad 1.80$$

ou seja, a relação entre as correntes do primário e secundário é a relação inversa entre o número de espiras das bobinas ou seja o inverso da razão de transformação.

Na prática a Eq. 1.80 não é verificada, já que é dissipada energia devido à resistência da bobine (de cobre) do primário, às correntes induzidas no núcleo metálico, em geral laminado, e à histerese resultante de alguma magnetização permanente do núcleo. Na prática a Eq. 1.80 está associada a erros que podem ultrapassar substancialmente os 5 %.

Os transformadores são utilizados fundamentalmente por duas razões:

1) Permitem alterar uma tensão alterna aplicada ao circuito primário multiplicando-a por um factor, que pode ser superior ou inferior à unidade. A tensão multiplicada aparece no secundário e a potência é, aproximadamente, conservada;

2) Permitem isolar o circuito primário do circuito secundário. Por exemplo, o circuito primário pode ser de baixa tensão e o secundário de alta tensão, não havendo pontos comuns. Existem transformadores só de isolamento, com razão de transformação unitária.

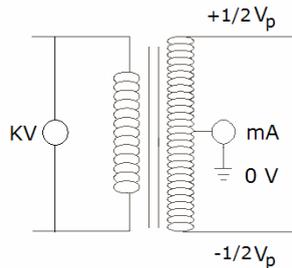


Fig. 1.57 – É possível medir a corrente através do secundário ligando o ponto médio à terra através de um miliamperímetro sem ligação deste a qualquer ponto de alta tensão.

Há ainda um recurso que é possível utilizar nos transformadores e que consiste na ligação à terra do ponto central do secundário. Daqui resulta que nos extremos do secundário só aparecerão tensões pico metade do que sucederia sem esta ligação, o que tem a vantagem de necessitar de menor isolamento. Além disso, é possível medir a corrente através do secundário ligando o ponto médio à terra através de um miliamperímetro sem ligação deste a qualquer ponto de alta tensão (Fig. 1.57). No caso de uma ampola de raios X a corrente medida é, obviamente, a corrente anódica.

2 - Autotransformadores

Num autotransformador o primário e o secundário encontram-se numa mesma bobina cujas espiras se enrolam em torno de um núcleo de ferro macio laminado. As tomadas para o primário e secundário (ou secundários) são feitas em pontos diferentes daquela bobina, Fig. 1.58-b).

O autotransformador é utilizado quando se pretende obter uma tensão no secundário não muito diferente da aplicada ao primário.

A alimentação dos primários dos transformadores de alta tensão e do filamento dos aparelhos de raios X são, muitas vezes, saídas de secundários de autotransformadores.

Nos autotransformadores é possível alterar quer a tomada para o primário quer para os secundários, ou seja, podem alterar-se simultaneamente as razões de transformação para todas as saídas secundárias ou, individualmente para cada saída.

Estas variações podem ser efectuadas de modo contínuo por meio de contactos deslizantes sobre as próprias espiras ou de modo descontínuo por ligação de tomadas a um comutador, Fig. 1.58-a) e b).

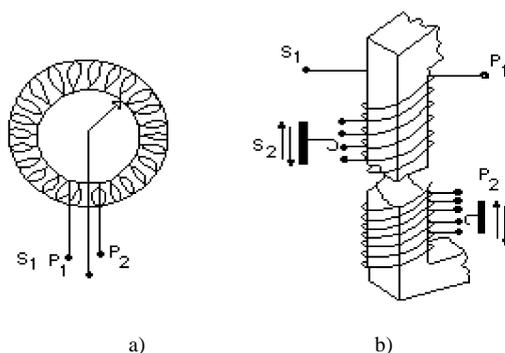


Fig. 1.58 – a) Autotransformador com contactos deslizantes e b) com comutador.

No caso da alimentação ser trifásica pode fazer-se a transformação usando auto transformadores. São utilizados três autotransformadores iguais, um para cada fase e com as tomadas primária e secundária rigorosamente nas mesmas posições. As variações nas posições das tomadas são sincronizadas e executadas de modo igual nos três autotransformadores.

3 - Transformadores de alta-frequência

A tensão induzida no secundário (V_2) está relacionada com a frequência da tensão aplicada, com a área da secção recta do núcleo (S) e com o número de espiras do secundário (n_2) pela equação

$$V_2 = S n_2 f \quad 1.81$$

Esta igualdade mostra que se podem diminuir consideravelmente as dimensões dos transformadores se for aumentada a frequência da tensão alterna. Considerando, como exemplo, $V_2 = 90$ KV com $f = 60$ c/s, o produto $S n_2$ vem igual a 1500. Se a frequência for $f = 6$ Kc/s o produto $S n_2$ tem o valor 15, ou seja, a área da secção do núcleo é 100 vezes menor.

Os transformadores destinados a obter a tensão anódica nas ampolas de raios X utilizando a frequência do sector têm de ser muito maiores e mais pesados do que os transformadores de alta-frequência. Nestes, os núcleos são, geralmente, de ferrite³⁴ e as frequências da ordem das dezenas de KHz.

4 – Rectificação e alisamento

Rectificação é o processo de se obter tensão (ou corrente) com um único sinal (ou sentido), a partir de tensão (ou corrente) alterna. O alisamento é o processo de atenuação das variações de tensão (ou corrente) com a finalidade de a aproximar da tensão (ou corrente) constante.

A rectificação é, em geral, efectuada com díodos que podem ser de vários tipos. Os mais antigos, os díodos de vácuo, consistem num cátodo C, emissor de electrões, em geral aquecido indirectamente por um filamento

³⁴ - Ferrites são materiais cerâmicos ferromagnéticos, compostos de ferro, boro e bário ou estrôncio. As ferrites têm elevada permeabilidade magnética o que permite armazenar campos magnéticos mais elevados do que o Fe.

independente F , e um ânodo A colector, encerrados numa ampola de vidro onde é feito um elevado vazio, Fig. 1.59.

O cátodo é revestido de um óxido de um elemento alcalino terroso (bário ou estrôncio), cuja emissividade de electrões por efeito termoiónico é elevada, e ocorre mesmo para temperaturas baixas, da ordem dos $100\text{ }^\circ\text{K}$.

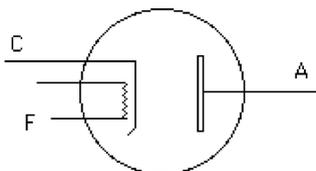


Fig. 1.59 – Díodo de vácuo (C - cátodo; A - ânodo; F - filamento).

Existem díodos, chamados de aquecimento directo, onde o cátodo é o próprio filamento quase sempre de tungsténio e tório.

A curva característica $i_a(V_a)$ de um díodo de vácuo é semelhante à da Fig. 1.18 e está representada na Fig. 1.60.

V_a é a diferença de potencial ânodo-cátodo ou tensão anódica, i_a é a corrente de electrões entre cátodo e ânodo ou corrente anódica e T é a temperatura do cátodo.



Fig. 1.60 – Curva $i_a(V_a)$ para um díodo de vácuo.

A corrente de electrões emitidos pelo cátodo e colectados pelo ânodo aumenta com o aumento de V_a até ser atingido um patamar. Este patamar corresponde à colecção total dos electrões emitidos pelo cátodo à temperatura de aquecimento T .

Para um potencial V_a nulo ou ligeiramente negativo, ocorre uma pequena corrente que resulta de alguns dos electrões emitidos terem energia cinética inicial que lhes permite vencer esse potencial e atingir o ânodo.

Contrariamente ao que sucede nas ampolas de raios X, os díodos de vazio não operam em condições de saturação.

A corrente de saturação, através de um díodo, durante um intervalo de tempo que não precisa de ser longo, vai danificá-lo irremediavelmente.

A resistência do díodo num ponto da característica $i_a(V_a)$ é a relação $\frac{dV_a}{di_a}$ no ponto em causa, ou seja, o inverso do coeficiente angular da tangente à curva nesse ponto.

Para valores de V_a negativos e inferiores a V_1 a resistência do díodo é infinita. Para valores de V_a positivos e até à curvatura da saturação, a resistência é da ordem de $10 - 10^2$ Ohm.

Em termos práticos o díodo comporta-se como um dispositivo que oferece uma pequena resistência à passagem da corrente do ânodo para o cátodo e resistência infinita em sentido contrário.

No que respeita à construção, uma ampola de raios X tem semelhanças com um díodo, podendo desempenhar estas funções simultaneamente com a emissão de raios X.

Além dos díodos de vazio podem utilizar-se, com vantagens, díodos de semiconductor (díodos de contacto metal-semiconductor ou díodos de junção de silício).

Existe uma grande variedade de díodos de contacto metal-semiconductor como por exemplo os díodos de selénio, de óxido cuproso, de óxido de titânio, etc. Neste tipo de díodos, um fragmento de material semiconductor é posto em contacto com um metal que deve obedecer à condição de ter uma função trabalho superior à do semiconductor.

Nestas circunstâncias, cria-se uma barreira de potencial resultando o efeito de rectificação do aumento ou redução desta barreira com a aplicação de tensões externas, inversa ou directa, respectivamente.

O díodo de silício é um cristal de silício ao qual, no processo de produção, foram adicionadas impurezas de dois tipos distintos (tipo N e tipo P) respectivamente a duas partes contíguas (num processo a que se chama dopagem) assegurando uma transição abrupta de uma parte para a outra.

Nestas condições, cria-se uma zona de transição chamada junção PN. Devido à difusão de electrões e lacunas, esta junção é caracterizada por uma

região de carga espacial, positiva do lado N e negativa em P, que consiste de iões fixos correspondentes aos átomos da impureza e fazendo parte da malha cristalina. Esta disposição de cargas cria um campo eléctrico que, actuando sobre os transportadores de carga existentes (lacunas e electrões), origina uma corrente eléctrica que equilibra a corrente de difusão resultante da diferença de concentração destes transportadores, nos dois lados da junção.

Uma outra maneira de traduzir esta situação, seria dizer que se criou um campo eléctrico, ou uma barreira de potencial eléctrico (potencial de difusão), que impede a passagem de lacunas do material P para o N ou de electrões em sentido contrário, devido à difusão.

Este equilíbrio pode ser alterado por aplicação de tensões externas.

Quando o material P é tornado positivo em relação ao material N (tensão directa) é diminuída a barreira de potencial que impede a difusão. Os transportadores maioritários de carga (electrões ou lacunas conforme o tipo de impureza), nos dois materiais, passam facilmente através da junção por acção de forças de difusão. A resistência da junção para a tensão directa é, assim, muito pequena.

Quando, por aplicação de tensão externa, o material N é tornado positivo em relação ao material P, a tensão diz-se inversa. Neste caso, a barreira de potencial para o deslocamento dos transportadores maioritários através da junção é aumentada mas passa a haver uma corrente, dita inversa, produzida pelo campo eléctrico aplicado que faz deslocar os transportadores minoritários de carga dos dois materiais da junção (ou seja lacunas de N para P e electrões de P para N).

Podem obter-se materiais P e N com concentrações de transportadores minoritários tão pequenas que a corrente inversa através da junção seja sempre mínima. Deste modo, a junção apresenta uma grande resistência quando a polarização é inversa.

A curva característica $i_a(V_a)$ para um díodo de junção tem o perfil da Fig. 1.61.

Um díodo com funcionamento ideal teria resistência directa nula e resistência inversa infinita. Os díodos de junção afastam-se do ideal apresentando resistência directa da ordem dos ohm e resistência inversa da ordem dos megaohm.

Quando um díodo é intercalado num circuito, onde é aplicada uma tensão alternada, no semiperíodo em que a tensão através do díodo é directa, este apresenta uma resistência muito pequena, havendo corrente através do circuito com o sentido da corrente directa do díodo.

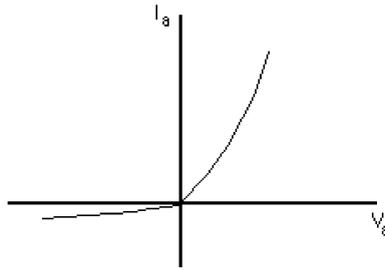


Fig. 1.61 – Curva $i_a(V_a)$ para um díodo de junção.

No semiperíodo em que a tensão através do díodo é inversa este apresenta uma resistência muito elevada ou mesmo infinita. Neste caso, passa no circuito uma corrente com o sentido da corrente inversa do díodo e com valor muito pequeno ou nulo, consoante o díodo utilizado.

O esquema da Fig. 1.62 corresponde à rectificação de meia onda que utiliza um único díodo.

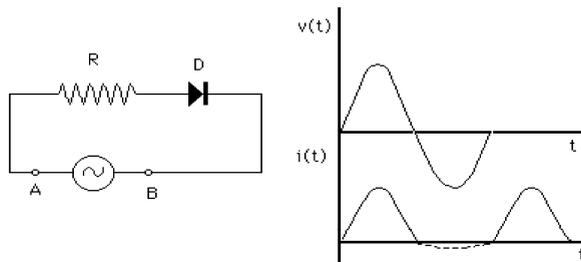


Fig. 1.62 – Rectificação de meia onda, com um único díodo (R - resistência; D - díodo).

Se o díodo apresentar a característica $i_a(V_a)$ linear, a parte positiva de $i_a(t)$ é um semiperíodo sinusoidal. No caso da curva do díodo não ser rectilínea, como em geral sucede, $i_a(t)$ não é rigorosamente sinusoidal apresentando uma distorção, em geral ligeira, que depende da característica do díodo.

Conhecendo o valor de R e a característica do díodo podemos estudar graficamente o circuito anterior. Uma maneira prática é obter a curva característica da associação em série de R com D. Suponhamos que as características do díodo e resistência são respectivamente 1 e 2 na Fig. 1.63.

Estando D e R em série a curva característica da associação (curva 3) que também é a característica dinâmica do circuito entre A e B obtém-se somando os valores de $v(t)$ das curvas 1 e 2 para valores comuns de $i(t)$.

Se o diodo apresentar característica inversa (parte negativa da curva 1) haverá uma pequena corrente inversa nos semiperíodos negativos como se vê na Fig. 1.63.

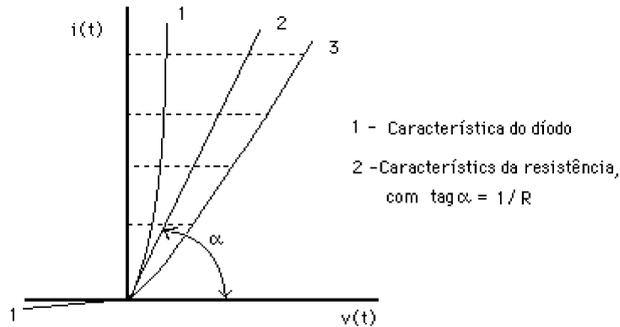


Fig. 1.63 – Características do diodo (1), resistência (2) e da série (3).

Quando se aplica a tensão sinusoidal $v(t)$ (curva 4 da Fig. 1.64) entre A e B, a corrente no circuito é dada pela curva 5.

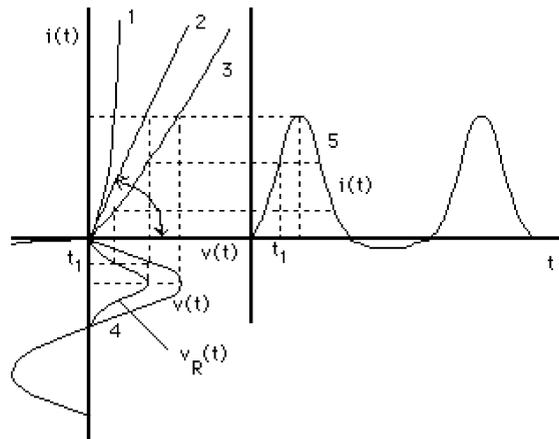


Fig. 1.64 – Reconstrução gráfica da corrente na rectificação de meia onda.

Esta obtém-se tirando pontos da curva 4 ($v(t)$) até à curva 3 ($i(v)$) para diversos instantes e transpondo os valores da intensidade para o gráfico de $i(t)$, para os mesmos tempos. Numa primeira aproximação, se a curva 3 for próximo do linear, as partes positivas da curva $i(t)$ são arcos de sinusóide.

A variação de tensão nos terminais da resistência $v_R(t)$ pode obter-se multiplicando a curva 5 por R .

Alternativamente, podem determinar-se as tensões $v_R(t)$ na curva 2 usando os valores de $i(t)$ obtidos da curva 3, para cada instante, a partir de $v(t)$ e marcando os valores de v_R no mesmo gráfico que a curva 4. A variação da tensão nos terminais da resistência, no semiperíodo da condução é, do mesmo modo que $i(t)$, aproximadamente um arco de sinusóide.

Se encararmos o feixe de raios catódicos, na ampola de raios X, como uma corrente eléctrica, o efeito das colisões no ânodo com a libertação de calor associada é semelhante ao efeito de Joule, podendo considerar-se que a tensão anódica de aceleração está aplicada sobre uma resistência. Por exemplo para uma ampola com $V_{ef} = 80 \text{ KV}$ e $I_{cf} = 100 \text{ mA}$ a resistência referida é

$$R = \frac{80000}{0,1} = 800 \text{ k}\Omega$$

A tensão na ampola, quando se utiliza rectificação de meia onda, é semelhante a $V_R(t)$ da Fig. 1.64, ou seja, não é, verdadeiramente, um meio período sinusoidal. Nestas condições, só como aproximação podemos considerar o valor eficaz da tensão aplicada como igual a $V/2$, como havíamos demonstrado para o caso da Fig. 1.32, correspondente à meia sinusóide positiva seguida de um semiperíodo nulo.

Quando a resistência interior do díodo é muito pequena (para alguns díodos é da ordem da fracção do Ohm), a distorção devido à não linearidade da característica é desprezível.

Interessa conhecer o rendimento do processo de rectificação que é dado pela relação

$$\eta = \frac{\text{potência útil da corrente contínua}}{\text{potência total fornecida}} \quad 1.82$$

A potência útil libertada pela componente contínua da corrente corresponde ao produto da tensão e corrente médias na ampola, ou seja, Eq. (1.44)

$$P_s = \frac{V_R I}{\pi^2} \quad 1.83$$

onde I e V_R são os valores máximos de intensidade e tensão através da ampola.

A potência total fornecida é o valor eficaz da tensão total no circuito (com valor máximo V_t) vezes o valor eficaz da corrente (ver Eqs. 1.44), ou seja

$$P_t = \frac{V_t I}{2} \quad 1.84$$

então

$$\eta = \left(\frac{V_R}{V_t}\right) \frac{4}{\pi} \quad 1.85$$

$$= 40,6 \left(\frac{V_R}{V_t}\right) \% \quad 1.86$$

Para um díodo ideal V_R e V_t são iguais e $\eta = 40,6 \%$.

Este rendimento é muito baixo. Outros tipos de rectificação permitem obter não só melhores rendimentos como tensões mais alisadas.

O circuito da Fig. 1.65 a) é conhecido por circuito de rectificação de onda completa com ponte rectificadora.

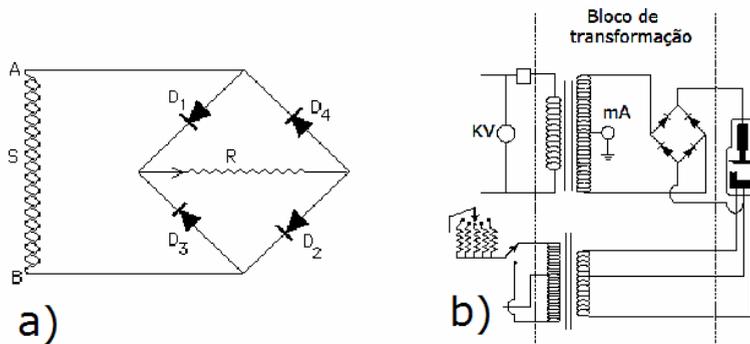


Fig. 1.65 – a) Ponte rectificadora. D_1, D_2, D_3, D_4 - Díodos; R - Resistência de utilização; S - Secundário do transformador. b) Bloco de transformação num sistema de raios X com rectificação de onda completa.

Na Fig. 1.65 a) quando a diferença de potencial entre os pontos A e B, ($V_A - V_B$), é positiva, passa corrente através de D_1, R e D_2 . Quando $V_A - V_B$ é negativa passa corrente através de D_3, R e D_4 . Em ambos os casos o sentido da corrente através de R é o indicado.

Havendo sempre dois díodos em série com a resistência a não linearidade das características dos díodos pode afectar mais a curva $V_R(t)$ que no caso anterior. Na Fig. 1.66 a) estão as características dos díodos, a característica resultante destas (D_s), a curva $i(V)$ da resistência R , (2), e a característica dinâmica do circuito, (3). Na Fig. 1.66 b) encontra-se $V_R(t)$ que poderia ter sido obtida graficamente como no caso anterior.

É evidente que a tensão da Fig. 1.66 b) aplicada a uma ampola de raios X deve originar um espectro com forte contribuição de radiação de baixa energia.

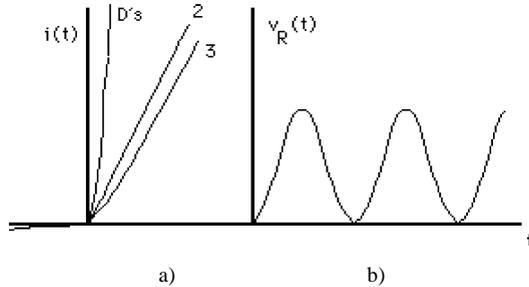


Fig. 1.66 – a) Características dos díodos e característica dinâmica do circuito e curva $V_R(t)$ na ponte retificadora. b) Tensão através da ampola.

Se supusermos que os díodos têm características iguais e se comportam linearmente a corrente através da ampola de raios X tem o aspecto da Fig. 1.33. O rendimento, neste caso utilizando as Eqs. 1.45, é dado por

$$\eta = \frac{\frac{4V_R I}{\pi^2}}{\frac{V_t I}{2}} = \frac{V_R}{V_t} \frac{8}{\pi^2} = 81,2 \frac{V_R}{V_t} \% \quad 1.87$$

A introdução de um condensador em paralelo com a resistência R (ou a ampola de raios X) nas Figs. 1.62 e 1.65 a) vai produzir o alisamento da tensão aplicada à ampola. O condensador recebe carga na porção crescente da tensão, descarregando até esta crescer de novo. A tensão através da resistência para o caso da rectificação de onda completa teria o aspecto da curva a cheio grosso da Fig. 1.67.

A Eq. 1.80, apesar de aproximada, pode dar uma ideia da corrente no primário do transformador de alta tensão de uma ampola de raios X durante um disparo. Supondo corrente monofásica e uma razão de transformação de 600, a cada mA da corrente anódica, corresponde uma corrente no primário de, pelo menos, 0,6 A. Correntes no primário de várias dezenas de amperes serão obviamente necessárias para a execução de uma radiografia³⁵. Se estes

³⁵ - Potências até 50 KW são comuns com esta modalidade.

valores não constituem problema nas instalações definitivas, para os aparelhos portáteis já não é o caso, pois, em geral, não são de esperar disjuntores para correntes superiores a 10 ou 15 A, numa enfermaria.

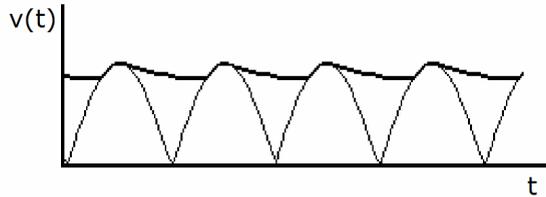


Fig. 1.67 – Curva da rectificação de onda completa com alisamento por condensador.

Para se resolver este problema foram desenvolvidos sistemas portáteis com armazenamento de carga eléctrica em condensadores de grande capacidade e suportando tensões elevadas. Estes são carregados em lugar apropriado e depois transportados para junto do paciente onde a carga armazenada é aproveitada para efectuar os disparos. Condensadores com capacidades da ordem dos μF são correntemente utilizados. Um condensador de $2 \mu\text{F}$ levado aos 80 KV, tem carga de

$$Q = CV = 80 \times 10^3 \times 2 \times 10^{-6} = 1,6 \times 10^{-1} \text{ C} \quad 1.88$$

Nestas condições, por exemplo, um disparo de 20 mA.s que corresponde a $0,2 \times 10^{-1} \text{ C}$, vai diminuir só de 12,5 % a tensão aplicada na ampola.

A necessidade de obter tensões aceleradoras para os tubos de raios X com menos variações do que as conseguidas a partir da rectificação de tensões monofásicas, levou à rectificação de tensões trifásicas, presentemente disponíveis em qualquer serviço.

Diversos arranjos são possíveis. Na Fig. 1.67 encontra-se o circuito rectificador trifásico em estrela, já em desuso. Este circuito obriga a três transformadores de alta tensão, estando cada secundário ligado a dois díodos e o centro da estrela à terra.

As tensões nos secundários dos transformadores são idênticas às três sinusóides desfasadas de 120° da Fig. 1.34. A porção positiva a traço grosso é a tensão que é de facto aplicada ao ânodo da lâmpada de raios X. O correspondente contorno na posição negativa é a tensão aplicada ao cátodo.

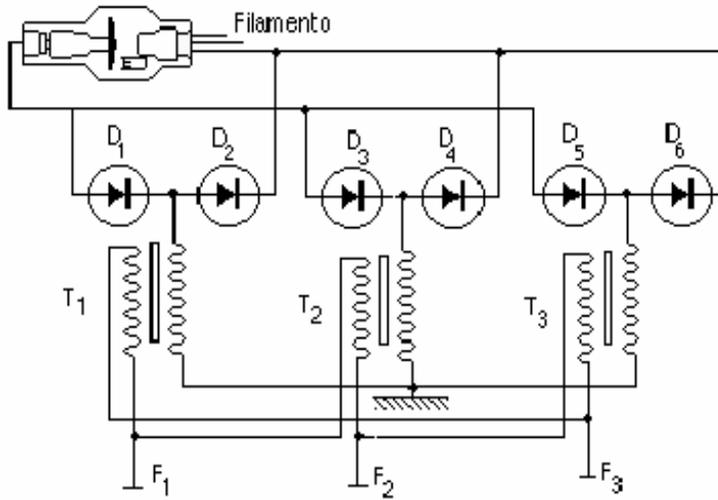


Fig. 1.68 – Rectificação trifásica em estrela.

A equação que traduz o contorno positivo

$$v_+(t) = V \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{2\pi}{3} \right] \quad 1.89$$

para $n = 0, 1, 2 \dots$, e sendo V a amplitude das tensões. A representação gráfica desta função é idêntica à da curva a traço grosso na Fig. 1.34.

Para cada n , $v_+(t)$ verifica-se no intervalo de ωt entre $n \frac{\pi}{3}$ e $(n+1) \frac{\pi}{3}$.

A diferença, em cada instante, entre estes contornos é a tensão aplicada ao tubo. As tensões no ânodo e cátodo atingem os seus valores máximos e mínimos nos mesmos instantes. Pode demonstrar-se que o valor máximo da soma das duas tensões é $1,732 \times V$ e o mínimo é $1,5 \times V$. O valor máximo corresponde ao instante em que os módulos das tensões do ânodo e cátodo, em relação à terra, são iguais. O primeiro ângulo onde tal sucede é $\frac{\pi}{6}$.

Para uma tensão máxima da diferença 100 KV, o valor mínimo é 86,6 KV e ocorre alternadamente para pares de tensões no ânodo e cátodo de 58 e -28,5 KV e de 28,5 e -58KV.

Esta assimetria é indesejável pelo que o correspondente circuito equilibrado é obtido com o arranjo da Fig. 1.69.

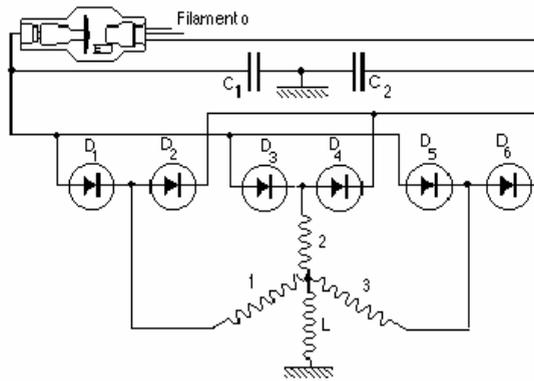


Fig. 1.69 – Circuito equilibrado de 6 pulsos.

O ponto comum dos três secundários da estrela marcados 1, 2 e 3 na Fig. 1.69 não é ligado directamente à terra mas através de uma bobina L de impedância apropriada e são introduzidos dois condensadores entre os eléctrodos da ampola de raios X e a terra. Este circuito origina variações entre os extremos de tensão nos eléctrodos muito menores e é conhecido como circuito equilibrado de 6 pulsos. A representação gráfica desta função é idêntica à da curva a traço grosso na Fig. 1.35. Este circuito é utilizado em situações em que são exigidas potências médias a altas, 30 – 100 KW.

A utilização de dois geradores trifásicos simples, cada um com seis díodos, com um dos geradores ligado ao ânodo e o outro ao cátodo (Fig. 1.70), permite obter uma tensão mais alisada, agora com 12 pulsos por período.

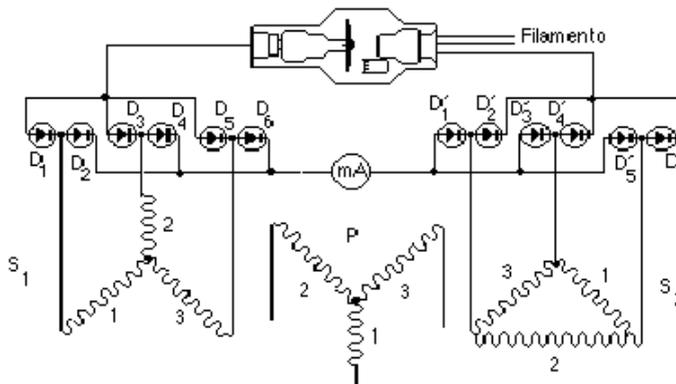


Fig. 1.70 – Circuito rectificador trifásico com dois geradores e 12 díodos.

A tensão no ânodo é dada pela equação

$$v_+(t) = V \sin \left[\omega t + (1-n) \frac{\pi}{6} \right] \quad 1.90$$

com $n = 0, 1, 2, \dots$ e para cada valor de n , $v_+(t)$ a verificar-se nos intervalos de ωt entre $n \frac{\pi}{6}$ e $(n+1) \frac{\pi}{6}$. A representação gráfica desta função é idêntica à da curva a traço grosso na Fig. 1.36.

Os circuitos trifásicos com doze pulsos são utilizados em situações onde são exigidas elevadas potências (50 a 150 kW) como a radiologia de intervenção e a angiografia cardíaca.

5 - Geradores de alta tensão com alta-frequência

Quando se pretende utilizar tensão anódica virtualmente constante, para garantir condições óptimas de informação radiológica, ruído, reprodutibilidade e minimização de dose, usam-se fontes de tensão de alta-frequência. A tensão alterna de alimentação, monofásica ou trifásica, é rectificadora e utilizada para activar um oscilador de alta-frequência (10-50 KHz) em geral com tiristor³⁶, cuja saída é dirigida ao primário de um transformador elevador de tensão, Fig. 1.71. No secundário deste transformador vai obter-se uma alta tensão alterna (30 a 150 KVp) de alta-frequência. Após rectificação e alisamento (passos 6 e 7), obtém-se alta tensão aproximadamente constante. Variando a tensão aplicada ao tiristor, é possível alterar a frequência do oscilador (passo 4) o que pode ser utilizada para controlo ou extinção da alta tensão alterna gerada (passo 5). Nos sistemas mais sofisticados são também usados rectificadores de alta-frequência no filamento, para se obterem temperaturas praticamente constantes.

Os geradores de alta-frequência são hoje utilizados em equipamento de raios X de vários tipos podendo debitar potências acima de 150 KW. Para além da qualidade da rectificação e da facilidade de controlar a tensão anódica, estes circuitos apresentam a vantagem de serem mais compactos (cerca de 80%) do que os sistemas com transformação em baixa frequência.

³⁶ - Um **tiristor** é um dispositivo do estado sólido (semicondutor) semelhante a um díodo, mas com um terceiro eléctrodo que permite ligá-lo ou desligá-lo de modo controlado.

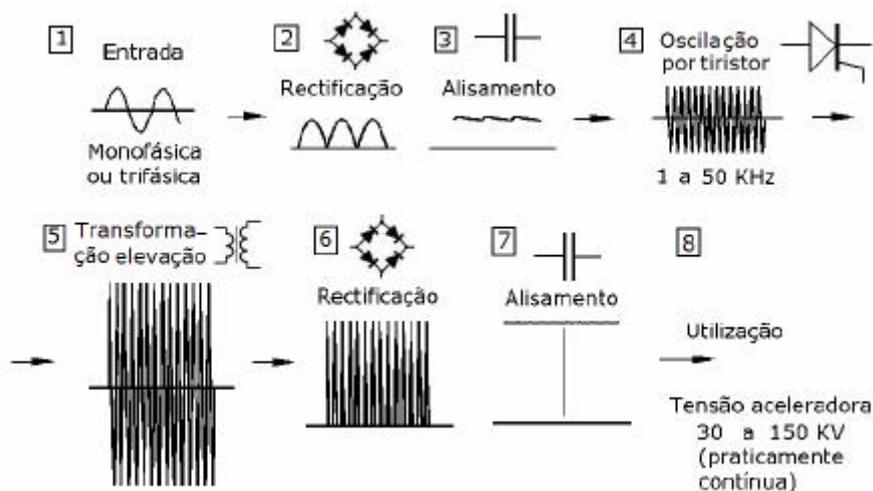


Fig 1.71 – Esquema das operações numa fonte de alimentação de tensão de alta-freqüência.

6 - Factor de ondulação («ripple»)

Os circuitos de rectificação não conduzem a tensões perfeitamente contínuas, ficando uma interferência residual da tensão alterna que se manifesta como variações ou ondulações periódicas que dependem não só do particular circuito como do tipo de alimentação utilizado (monofásica, trifásica ou alta-freqüência). Define-se como factor de ondulação³⁷ a relação

$$r = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max}} \times 100 \% \quad 1.91$$

O factor de ondulação para a tensão monofásica e para as rectificações de meia-onda e de onda completa é de 100 %, de acordo com a Eq. 1.91. Para as rectificações trifásicas 6, 9 e 12 pulsos, os valores de r são respectivamente 12-15 %, 7-9 % e 3-5 %. Nos circuitos rectificadores de alta-freqüência o factor de ondulação é, em geral, inferior a 1 %.

³⁷ - Uma outra definição de factor de ondulação diferente da presente é $r = V_{\text{efAC}}/V_{\text{DC}}$ onde V_{efAC} é o valor eficaz da componente alterna da tensão rectificadora e V_{DC} o valor da componente contínua.

7 - Temporização. Controlo automático da exposição ou do brilho. Produto dose.área.

A imagem radiológica é obtida utilizando um feixe de raios X que atravessa os diferentes tecidos do corpo. A atenuação depende da composição e da espessura dos tecidos. Numa direcção com maior espessura de um dado tecido, há menos raios no feixe emergente, originando-se um ponto mais claro no filme. Do mesmo modo, quanto maior é o número atómico médio do meio, maior é a atenuação do feixe e mais branca fica a imagem.

A duração de uma exposição radiográfica pode ser prefixada ou, obtida automaticamente, através de dispositivos de controlo da dose de radiação. No primeiro caso o operador marca o tempo aconselhado pela experiência para a execução do exame. No segundo, o tempo corresponde ao intervalo necessário para a dose, medida numa dada região do campo, igualar um valor pré-estabelecido. Esta medição tem como objectivo garantir a exposição óptima do filme ou a protecção do doente.

Há décadas que a utilização de relógios electrónicos destinados a marcar a duração dos disparos, com grande rigor, é prática corrente na tecnologia dos sistemas radiográficos. O controlo da exposição radiográfica pelo tempo de disparo pressupõe que existe proporcionalidade entre este tempo e a dose, para tensão e corrente anódicas constantes, o que, em princípio, só é válido para um mesmo objecto. Na prática, o operador é confrontado com a necessidade de alterar o tempo de exposição, face às diferentes características dos pacientes.

Presentemente, a tendência em radiografia não é terminar a exposição após um tempo fixo, mas após um detector ter recebido uma dose de radiação predeterminada, sem ser excedido um dado valor de exposição no paciente. Quando é usado um dispositivo de controlo automático da exposição (CAE)³⁸, em geral, o operador fixa a kVp e os mAs são determinados indirectamente. Como medida de protecção, quando o CAE é aplicado, a exposição termina se forem atingidos 5 ou 6 s ou 600 mAs.

O CAE utiliza uma câmara de ionização, um circuito com um condensador de carga e um interruptor que termina automaticamente a exposição quando esta atinge um dado valor. A corrente da câmara de ionização é usada para carregar o condensador que, quando atinge um potencial prefixado activa o interruptor, terminando a exposição.

³⁸ - Em inglês AEC de «automatic exposure control» – dispositivo que controla um ou mais parâmetros de modo a ter uma dada dose, num local (ou locais) pre-seleccionados.

Com o controlo automático do brilho (CAB) a exposição à radiação incidente no receptor de imagem, em fluoroscopia, é medida e utilizada para gerar realimentação em circuitos apropriados, de modo a serem obtidas compromissos óptimos entre o brilho global nos ecrãs fluorescentes e a dose no paciente. O CAB ajusta a corrente e a tensão de modo a produzir condições óptimas de dose à entrada. Quando o CAB está ligado, a velocidade de exposição no doente aumenta ou diminui automaticamente, conforme for necessário, para ser obtida uma luminância emergente óptima no ecrã para a região em estudo, isto sem qualquer intervenção do operador.

A utilização de câmaras de ionização planas permite efectuar diversas medições: a dose no detector, a dose à saída do paciente (antes da grelha anti difusora se esta for utilizada), a dose na pele do paciente ou, sem o paciente, a dose incidente e, finalmente, o produto dose-área (Fig. 1.72). A velocidade de dose à entrada é por vezes referida significando a dose incidente no paciente, por unidade de tempo.

Em certos estudos fluoroscópicos interessa controlar a velocidade de dose no paciente e ter informação da dose acumulada a que este foi sujeito.

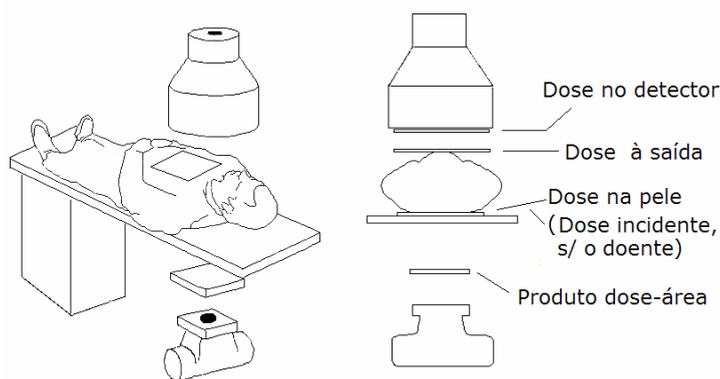


Fig. 1.72 – É possível medir a dose no detector, a dose à saída do paciente (antes da grelha anti difusora, se esta for utilizada), a dose na pele do paciente ou, sem o paciente, a dose incidente e o produto dose-área.

A câmara de ionização é o detector mais usado nos dispositivos automáticos de controlo mas também são utilizados detectores de semiconductor e tubos fotomultiplicadores que medem indirectamente a exposição, através da intensidade da luz de fluorescência nos fotocátodos dos tubos intensificadores de imagem. Operam de modo diferente mas têm a mesma função: obter um sinal eléctrico que faça parar automaticamente a exposição quando

o filme, ou o paciente tiverem recebido energia dos raios X que corresponda a um valor considerado óptimo. Os dispositivos de CAE e CAB permitem obter imagens radiológicas consistentes de doente para doente, independentemente das dimensões ou patologias por estes apresentados. Daqui resulta menor dose média nos doentes por exame e menor percentagem de repetições de exames.

O CAE foi no início utilizados unicamente em radiografias efectuadas durante a fluoroscopia («film spot»), mas são hoje aplicados em equipamento de radiologia geral, fluoroscopia e até nos sistemas portáteis.

8 - Medição do produto dose.área

Os parâmetros essenciais que influenciam a velocidade de dose no paciente são a tensão aceleradora, a corrente no tubo e a filtragem efectiva, cujo efeito conjunto é traduzido pela velocidade de Kerma³⁹ (mGy/min). Se multiplicarmos a grandeza anterior pelo tempo do disparo (min) é a Kerma (mGy) que traduz o conjunto das variáveis. Se multiplicarmos ainda pela área do campo⁴⁰ (m²) obtemos o produto dose-área (mGy m²).

Este produto permite conhecer a dose total recebida por um doente num particular estudo. A medição do produto dose-área é efectuada utilizando uma câmara de ionização plana de compartimento único, com dimensões tais que abranjam toda a área do feixe e a uma distância próxima do colimador, para evitar radiação dispersa proveniente do paciente, Fig. 1.71. A área do feixe a atravessar a câmara e a dose⁴¹ são proporcionais respectivamente ao quadrado da distância ao foco e ao inverso deste quadrado. A carga eléctrica total produzida por ionização na câmara é proporcional à dose de raios X pelo que o produto dose-área não depende da posição em que se encontra a câmara de ionização.

O produto dose-área permite obter uma indicação da dose total para todos os exames, permitindo estabelecer comparações entre as exposições para diferentes pacientes e técnicas, ou obter valores absolutos aproximados, após calibrações com fantômas.

³⁹ - Ver definição no Cap. V.

⁴⁰ - O campo dos raios X inclui os raios que intersectam o plano do detector dentro da linha lugar geométrico dos pontos que recebem 25 % da dose máxima do feixe.

⁴¹ - Dose refere-se a energia por unidade de massa cedida a um receptor.

9 - Câmara de ionização (Ver Cap. XII)

São detectores de radiação ionizante constituídos por dois eléctrodos separados por um gás e entre os quais se estabelece uma diferença de potencial constante. A ionização, produzida pela interacção da radiação com o gás da câmara dá origem a pares de iões (iões positivos e electrões) que são colectados por acção do campo eléctrico aplicado, Fig. 1. 76. O número de pares de iões produzido é proporcional à fluência dos raios X.

A curva que traduz o comportamento da câmara de ionização é obtida para uma fluência constante de radiação X a atravessar o gás da câmara e medindo a corrente entre os eléctrodos, para diferentes valores da tensão.

Na curva da Fig.1.73 b), após uma porção crescente, é atingido o patamar de operação da câmara de ionização. A porção crescente significa que a diferença de potencial aplicada não é suficiente para permitir o trajecto de todos os iões entre os eléctrodos sem ocorrer recombinação. No patamar é colectada a totalidade dos iões produzidos. Para tensões acima do patamar os iões, devido à aceleração que adquirem, tornam-se partículas ionizantes, elas próprias, aumentando a corrente medida.

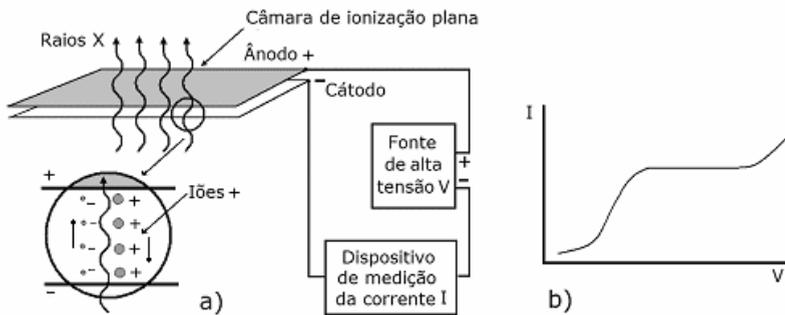


Fig. 1.73 – a) Câmara de ionização plana. A corrente eléctrica I resultante do movimento dos iões produzidos pelos raios X é medida por um dispositivo apropriado. b) Curva $I(V)$ da câmara de ionização.

As câmaras de ionização planas utilizadas no controlo automático da exposição em situações como a radiografia convencional e a fluoroscopia apresentam áreas sensíveis seleccionáveis independentes (Fig. 1.74) que se comportam como câmaras distintas. Estas regiões devem estar situadas no trajecto dos raios que contêm o volume no qual se pretende monitorizar a exposição.

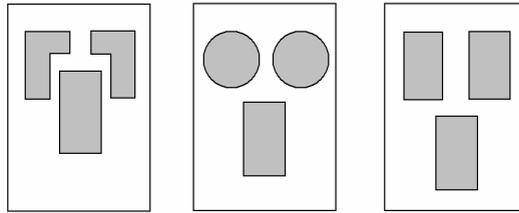


Fig. 1.74 – Áreas sensíveis em câmaras de ionização planas, utilizadas no controlo automático da exposição, em situações como a radiografia convencional e a fluoroscopia.

10 - Diagrama eléctrico global do sistema de raios X

Um diagrama geral simplificado dos blocos mais importantes constituintes da alimentação de um sistema radiológico convencional, que já analisámos com algum detalhe, encontra-se na Fig. 1.74.

No bloco da consola, T_1 é o autotransformador; S_1 e S_2 são selectores, respectivamente grosso e fino para escolha da tensão no primário do transformador de alta tensão, T_p o circuito de temporização dos disparos, R_e o selector de correcção da tensão no sector e KV e mA os aparelhos de medida da tensão aceleradora e corrente anódica. No bloco da alta tensão, T_2 é o transformador de alta tensão, e T_3 é o transformador da tensão de filamento, S_3 e S_4 selectores para selecção da tensão no primário de T_3 e D a ponte rectificadora.

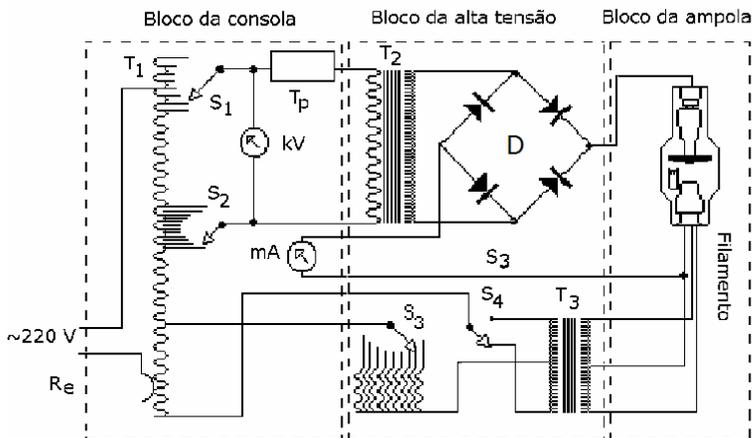


Fig. 1.74 – Diagrama geral dos constituintes da alimentação de um sistema radiológico.

Um esquema mais detalhado do bloco da ampola é apresentado na Fig. 1.75.

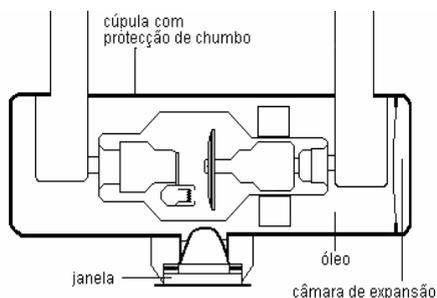


Fig. 1.75 – Esquema do bloco da ampola de um aparelho de radiologia convencional.

No bloco não estão indicadas as alimentações do filamento e do indutor do motor de rotação do ânodo, que se obtêm directamente do autotransformador, nem da polarização dos eléctrodos da ampola.

Na Fig. 1.76 encontra-se o esquema muito simplificado dos blocos constituintes de um sistema de raios X moderno, controlado por microprocessador.

No esquema da Fig. 1.76, O_1 , O_2 e O_3 são osciladores controlados de alta-frequência. T_1 , T_2 e T_3 são transformadores, o primeiro de isolamento, o segundo elevador de tensão (que, após rectificação, origina a tensão anódica) e o terceiro abaixador de tensão para alimentação do filamento. R_1 e R_2 são pontes rectificadoras, sendo a última de alta-tensão.

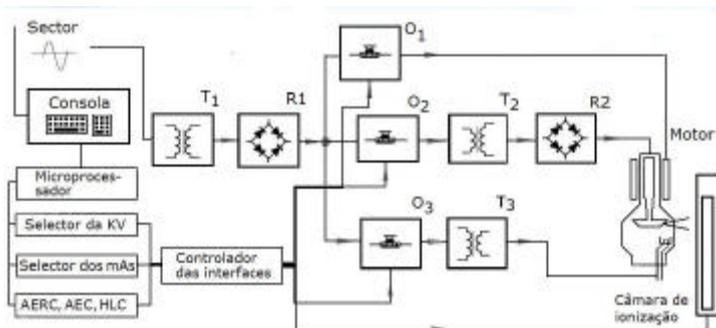


Fig. 1.76 – Esquema de blocos de um sistema de raios X moderno controlado por microprocessador. O_1 , O_2 e O_3 são osciladores controlados de alta-frequência. T_1 , T_2 e T_3 são transformadores. O primeiro de isolamento, o segundo elevador de tensão que, após rectificação, origina a tensão anódica e o terceiro abaixador de tensão para alimentação do filamento. R_1 e R_2 são rectificadores, sendo o último de alta tensão.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • II



INTERACÇÃO DOS RAIOS X COM A MATÉRIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

A informação numa radiografia resulta das variações em intensidade, existentes no feixe de raios X emergente do paciente. Neste feixe há um contraste inerente que depende da energia dos fotões X e da espessura e características de absorção das estruturas por estes atravessadas. Uma radiografia é uma sobreposição de informações volumétricas vista a duas dimensões. Os raios X, para as energias usadas em diagnóstico, apresentam uma baixa resolução de densidade para as estruturas moles, pelo que estes tecidos atravessados pelo feixe são dificilmente diferenciáveis nas imagens. Por outro lado, parte dos fotões que atravessam os tecidos sofrem dispersão, perdem a informação de posição e produzem degradação do contraste.

Em diagnóstico interessam os efeitos dos tecidos sobre o feixe de raios X, sendo indesejáveis os eventuais efeitos da radiação sobre os tecidos. Em radioterapia, pelo contrário, pretende maximizar-se a acção dos raios X sobre os tecidos.

A radiologia é, fundamentalmente, baseada nas leis que comandam a transferência de energia dos raios X para os meios materiais que atravessam. Esta transferência de energia, entre os fotões X e os átomos do meio absorvente, acontece segundo diversos processos de interacção de que resultam diferenças de atenuação que modulam a intensidade emergente. É necessário utilizar-se um feixe de radiação que sofra atenuação parcial de modo a gerar um mecanismo de contraste. Não interessa a transparência total aos tecidos (neutrinos ou fotões de elevada energia) ou a incapacidade de penetração (luz visível).

Com os raios X de diagnóstico, as interacções com o meio material que atravessam ocorrem com electrões orbitais. Em radiografia de projecção a atenuação é proporcional ao número total de electrões encontrados no percurso percorrido pelo feixe de raios X. Nas técnicas tomográficas com raios X a atenuação é proporcional à densidade local de electrões.

Em diagnóstico médico, as interacções dos fotões X com electrões orbitais são o efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton e o efeito de Rayleigh-Thomson.

As interacções de fótons com o núcleo (efeitos de produção de pares e de foto desintegração) só ocorrem para energias muito superiores às usadas em raios X de diagnóstico, pelo que não serão aqui consideradas.

Estudaremos com particular detalhe os dois principais processos de interacção com electrões orbitais, o efeito fotoeléctrico e o efeito Compton, devido ao seu papel no processo de obtenção da imagem radiológica.

Consideremos, em primeiro lugar, as alterações que pode sofrer um fóton de raios X ao atravessar um meio material absorvente, ou seja, as alternativas possíveis no transporte ou na libertação de energia. Este processo, considerado globalmente, é referido como absorção diferencial.

Na Fig. 2.1 vemos que no caso 1 o fóton atravessa a espessura material absorvente A sem interacção e o fóton emergente tem a mesma energia e direcção de propagação que o fóton incidente.

No caso 2, o fóton sofre dispersão¹ sem perda de energia, tendo o fóton emergente a mesma energia, mas direcção de propagação diferente do fóton incidente (colisão elástica ou efeito de Rayleigh-Thomson).

No caso 3, o fóton sofre dispersão com perda de energia, ficando o fóton emergente com energia e direcção de propagação diferentes das do fóton incidente (colisão inelástica ou efeito de Compton).

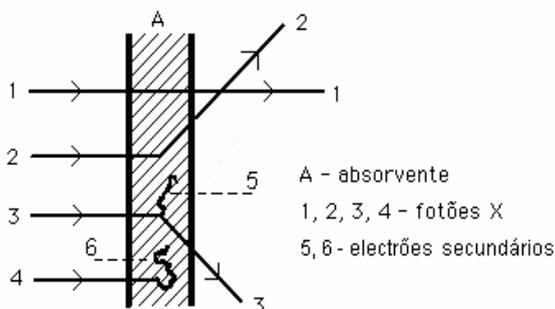


Fig. 2.1 – Alterações gerais possíveis na energia dos fótons.

No caso 4, o fóton incidente transfere integralmente a sua energia ao meio material sofrendo absorção, não havendo fóton emergente (efeito fotoeléctrico).

¹ - Dispersão (ou difusão) de fótons X significa a sua deflecção devido a uma interacção, com transferência, ou não, de energia para o meio (dispersão inelástica e elástica, respectivamente).

Nos casos 3 e 4 a energia é cedida a electrões que irão constituir partículas ionizantes secundárias.

No caso da aplicação dos raios X para a obtenção de imagens com fins de diagnóstico, a energia dos fotões é a quantidade física importante. O comprimento de onda da radiação X não tem qualquer interesse na determinação da resolução espacial das imagens, como sucede com outras técnicas onde é utilizada radiação electromagnética de baixa energia.

Quando um feixe monoenergético de fotões incide sobre um absorvente, todos os processos descritos na Fig. 2.2 poderão ocorrer. Convém, no entanto, distinguir dois conceitos que têm a ver com o resultado global da acção de um absorvente sobre um feixe de raios X.

Na Fig. 2.2, os detectores não absorventes, D_0 e D_1 , de grandes dimensões, permitem medir respectivamente, a intensidade I_0 da radiação incidente sobre o absorvente A e, a intensidade I_1 da radiação emergente, contabilizando toda a radiação X transmitida: aquela que não sofre interacção (radiação primária) e a dispersa (radiação secundária).

A relação

$$\frac{I_0 - I_1}{I_0} \quad 2.1$$

é a fracção absorvida da intensidade do feixe, ou seja a fracção da energia do feixe cedida ao absorvente por cm^2 e por segundo. Supõe-se o feixe incidente monoenergético e de raios paralelos.

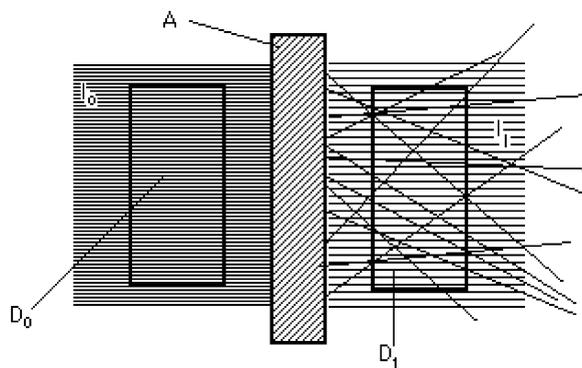


Fig. 2.2 – Avaliação da energia absorvida. A – Absorvente; D_0 e D_1 – Detectores.

Na Fig. 2.3 os raios incidentes são colimados de modo a obter-se um fino feixe normal ao absorvente. O detector D_0 , não absorvente e de peque-

nas dimensões, colocado do lado do feixe incidente permite obter I_0 . Do lado emergente, o detector D_1 mede a intensidade I_2 que não contabiliza os raios dispersos.

A relação $\frac{(I_0 - I_2)}{I_0}$ é a fracção da intensidade incidente que sofreu atenuação, ou seja, a fracção da energia incidente que sofreu absorção ou dispersão por cm^2 e por segundo. Por sua vez, $\frac{I_2}{I_0}$ é a fracção da intensidade do feixe incidente que mantém as características, depois de atravessar a espessura x do absorvente (radiação primária).

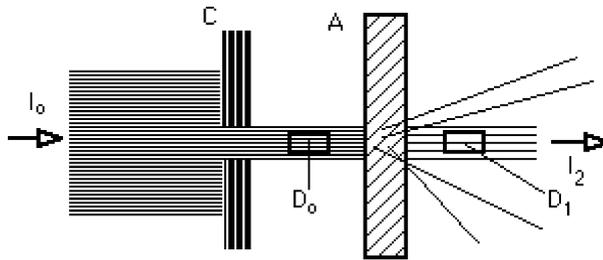


Fig. 2.3 – Avaliação da atenuação. C – Colimador; A – Absorvente; D_0 e D_1 – Detectores.

Quando, na imagem radiológica não existe contraste suficiente entre duas regiões vizinhas, o observador não as pode diferenciar. O contraste radiológico depende essencialmente do efeito fotoelétrico. O efeito Compton que, para a maioria das situações na radiologia, tem maior probabilidade de ocorrer que o efeito fotoelétrico, só produz radiação dispersa sem informação útil, neste contexto. Em radiologia interessa explorar todas as possibilidades de aumentar o contraste nas imagens. Algumas destas possibilidades levam a um aumento da dose absorvida pelo doente, como ocorre no caso que referiremos a seguir, e poderão só interessar parcialmente.

Supondo uma espessura constante, o melhor contraste que se obtém por utilização de radiação de menor energia, resulta do aumento da probabilidade de ocorrência de efeito fotoelétrico. Esta probabilidade de ocorrência é, como veremos, sensivelmente proporcional a $\left(\frac{Z}{E}\right)^3$. Quanto menor for E , energia dos fotões, maior é a probabilidade de ocorrer efeito fotoelétrico. A intensidade emergente primária I é proporcional à probabilidade de não ocorrência do efeito, pelo que

$$I = A \left[1 - k \left(\frac{Z}{E} \right)^3 \right] \quad 2.2$$

ou

$$I = A - \frac{k'}{E^3} Z^3 \quad 2.3$$

com A, k e k' constantes.

Diferenciando a Eq. 2.3 em ordem a Z e dividindo por I, vem:

$$\frac{dI}{I} = \frac{-3 k' Z^2 dZ}{A E^3 - k' Z^3} \quad 2.4$$

Para um certo valor do número atómico Z, uma variação dZ em torno deste valor origina uma variação relativa da intensidade emergente, útil para o contraste (ou seja, para a relação sinal ruído) que depende do inverso de E³. Esta dependência sugere, obviamente, que se baixe o valor de E para melhorar o contraste. Contudo, há que ter em conta que a diminuição de E conduz ao aumento da dose absorvida pelo paciente, visto a absorção da energia aumentar. A Eq. 2.4 chama também a atenção para o facto de que, para um dado objecto, o parâmetro que condiciona o contraste último na imagem é a KVp, que determina a E energia do fotões.

Em geral é estabelecido um compromisso entre contraste e dose de modo a obter-se um contraste aceitável com uma dose tão pequena quanto possível. As voltagens mais elevadas são as mais indicadas para o estudo de regiões com elevada absorção. Para igual energia total incidente, as radiografias com alta kVp mostram contraste para as densidades mais elevadas e maior escala de contrastes.

As grelhas anti-difusoras, colocadas entre o indivíduo e o filme, mino-ram a deterioração do contraste resultante do aumento de radiação difusa mas também obrigam a aumento da dose (ver Cap. II;VIII, 3).

II. COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO E DE ABSORÇÃO

Quando ocorre interacção de um feixe de fotões com uma espessura de absorvente o feixe cede toda, ou parte, da sua energia ao meio.

Quando um fotão cede parte da sua energia, o restante é um fotão secundário correspondente à diferença em energia. Poderá ocorrer uma sucessão de eventos deste tipo, com perda gradual de energia, até à absorção total por efeito fotoeléctrico (Fig. 2.4).

Em cada interacção, uma parte da energia cedida é transformada em energia cinética de electrões secundários produzidos por interacções com electrões orbitais. A outra parte da energia é libertada na forma de fótons secundários de fluorescência, característicos dos átomos do absorvente, emitidos imediatamente após a produção de electrões secundários.

A energia cinética dos electrões secundários é cedida ao meio na vizinhança imediata do ponto onde foram postos em movimento. Por exemplo, para as energias utilizadas em diagnóstico, os percursos dos electrões secundários no tecido são fracções do milímetro.

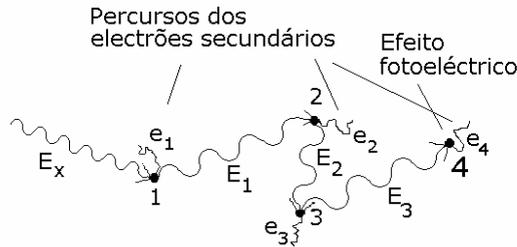


Fig. 2.4 – Sucessão de eventos (1, 2 e 3 - efeito Compton, 4 - efeito fotoeléctrico) ocorrendo com um fóton X (E_x), com produção de fótons secundários - $E_1 \dots E_3$ e electrões secundários - $e_1 \dots e_4$, até à absorção total (4).

A energia dos fótons secundários é, em geral, transportada a distâncias consideráveis do ponto de interacção. Por outras palavras, a energia dos electrões secundários é absorvida nas vizinhanças do local da interacção enquanto que a energia dos fótons secundários é dispersa à distância, no meio.

Voltemos às Figs. 2.2 e 2.3 e consideremos um feixe homogéneo de fótons de intensidade I a interagir com uma espessura infinitesimal dx de um absorvente homogéneo.

Devido à sua atenuação ocorrerá uma variação dI ($dI < 0$) na intensidade do feixe. Se no decréscimo da intensidade inicial ($-dI$), uma parte foi absorvida ($-dI_a$) e a restante dispersa ($-dI_d$), então

$$-dI = -dI_a - dI_d \quad 2.5$$

ou, dividindo por $I dx$,

$$-\frac{dI}{I dx} = -\frac{dI_a}{I dx} - \frac{dI_d}{I dx} \quad 2.6$$

a relação

$$-\frac{dI}{I dx} = \mu \quad 2.7$$

é o coeficiente de atenuação linear, ou seja, a fracção da intensidade do feixe que é atenuada por unidade de espessura do absorvente, ou seja ainda, a fracção da intensidade do feixe incidente não emergente como radiação primária, por unidade de espessura do absorvente. Podemos ainda escrever

$$\mu = \mu_a + \mu_d \quad 2.8$$

onde,

$$\mu_a = -\frac{dI_a}{I dx} \quad 2.9$$

é o coeficiente de absorção linear, fracção de I absorvida por unidade de espessura, e

$$\mu_d = -\frac{dI_d}{I dx} \quad 2.10$$

é o coeficiente de dispersão linear, fracção de I dispersa por unidade de espessura. A equação

$$-\frac{dI}{I} \frac{1}{dx} = \mu \quad \text{ou} \quad \frac{dI}{dx} = -\mu I \quad 2.11$$

é uma equação diferencial cuja solução é

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad 2.12$$

onde I_0 é a intensidade do feixe para $x=0$ e e a base dos logaritmos naturais.

Esta é a conhecida equação exponencial da atenuação dos raios X². O coeficiente de atenuação linear μ depende do material e da energia média dos fotões, diminuindo quando a energia destes aumenta. O valor de μ pode ser obtido experimentalmente usando as condições da Fig. 2.3.

Os fotões X de alta energia dizem-se duros por serem muito penetrantes. Em oposição, os raios X de baixa energia, pouco penetrantes, são conhecidos por raios moles.

² - Para quaisquer feixes de fotões monoenergéticos a intensidade e a velocidade de fluência energética são directamente proporcionais ($I = K F$) pelo que a Eq. 2.12 lhes é aplicável.

A espessura de um material capaz de reduzir a metade a intensidade de um feixe de fotões é, por definição, a espessura semiredutora³ $x_{1/2}$.

Facilmente se vê que, considerando na Eq. 2.12

$$I = \frac{I_0}{2} \quad \text{e} \quad x = x_{1/2}$$

se obtém

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}$$

donde, por aplicação de logaritmos naturais, vem

$$x_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad 2.13$$

O percurso livre médio dos fotões, entre duas interações sucessivas ocorrendo no absorvente referido, pode obter-se pela equação

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\int_0^{\infty} x dI}{\int_0^{\infty} dI} = \frac{\int_0^{\infty} x \mu I dx}{I_0} \\ &= \frac{1}{\mu} \end{aligned} \quad 2.14$$

122

A relação entre espessura semiredutora e percurso livre médio é imediata

$$\bar{x} = \frac{1}{\mu} = \frac{x_{1/2}}{0,693} \quad 2.15$$

A Eq. 2.12 da intensidade emergente em função de espessura do absorvente só é aplicável a feixes monoenergéticos. Nestas condições, o valor da espessura semiredutora é também igual à espessura necessária para

³ - Também chamada **HVL** (half value layer) ou **cda** (camada de demi-attenuation).

reduzir a intensidade do feixe de metade a um quarto da intensidade incidente (segunda espessura semiredutora, $x_{2/4}$). Com feixes não monoenergéticos, como acontece com os raios X clínicos, a espessura semiredutora é menor do que a espessura $x_{2/4}$, como se observa na Fig. 2.5.

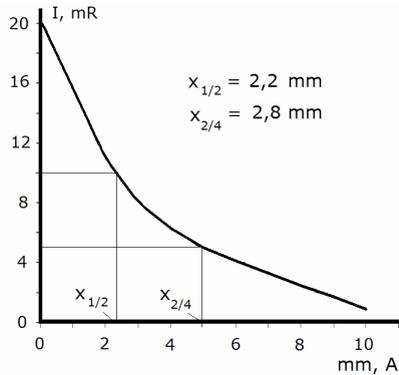


Fig. 2.5 – Curva de absorção em Al para um feixe de raios X não monoenergéticos.

Define-se um coeficiente de homogeneidade do feixe pela relação

$$c_h = \frac{x_{1/2}}{x_{2/4}} \quad 2.16$$

Quanto mais largo for o espectro de energia, menor é o valor de c_h . O valor de c_h depende da filtragem utilizada, mas, para ampolas de uso geral e em condições típicas, são de esperar valores de c_h cerca de 0,7.

O coeficiente de atenuação linear dos fótons X com uma dada energia e num certo meio absorvente, depende do número atómico e da massa específica do meio referido. Este coeficiente é também directamente proporcional à massa específica do meio⁴. A razão desta proporcionalidade está no facto do número de electrões por unidade de volume (densidade electrónica) depender da massa específica.

Sendo ρ a massa específica do absorvente, M a sua massa atómica e N_A o número de Avogadro, o número de átomos por unidade de volume é $\rho N_A/M$ pelo que a densidade electrónica d_{el} . (nº electrões/cm³) é dada por

$$d_{el.} = \frac{ZN_A\rho}{M} \quad 2.17$$

⁴ - Só o hidrogénio não obedece a esta regra.

Um dado muito importante é o conhecimento de que o número de electrões por grama (n° el./g) que é dado por ZN_A/M é aproximadamente constante para todos os materiais⁵ (Quadro 2.1).

Quadro 2.1 – Densidade, n° el./g e densidade electrónica de vários materiais

Material	Densidade	Nº electrões/g (el/g $\times 10^{23}$)	Densidade electrónica (el/cm ³ $\times 10^{23}$)
Hidrogénio	0,000084	5,97	0,0005
Vapor de água	0,000598	3,34	0,002
Ar	0,00129	3,006	0,0038
Água	1	3,34	3,34
Gelo	0,917	3,34	3,06
Gordura	0,91	3,34	3,04
Osso compacto	1,85	3,192	5,91

Sendo assim, pela Eq. 1.17 a massa específica é aproximadamente proporcional à densidade electrónica⁶.

É devido à proporcionalidade entre coeficientes de atenuação e o número de electrões por grama que se tende a encontrar um coeficiente com menos dependência do material usado, o coeficiente de atenuação de massa, de que falaremos adiante.

Por vezes, o que interessa é a absorção e não a atenuação. A partir da Eq. 2.9 que traduz a redução da intensidade de um feixe monoenergético de raios paralelos, devido só a absorção, $\frac{dI_a}{dx} = -\mu_a I$ podemos obter a expressão que traduz a variação da intensidade com a espessura de absorvente, devido exclusivamente à absorção, para um feixe de raios paralelos, homogéneo e monoenergético. Será

$$I = I_0 e^{-\mu_a x} \quad 2.18$$

124

A espessura de semiabsorção é

$$x_{a1/2} = \frac{0,693}{\mu_a} \quad 2.19$$

⁵ - O n° de electrões/g nos elementos leves é de $3-3,5 \times 10^{23}$ electrões/g e nos pesados de $2,3-2,6 \times 10^{23}$ electrões/g.

⁶ - Podemos chegar directamente a esta conclusão pois $d_{el} = \rho \times (n^\circ \text{ el./g})$.

O percurso médio dos fotões até serem absorvidos é

$$\bar{x}_a = \frac{1}{\mu_a} \quad 2.20$$

Evidentemente, também o coeficiente de absorção linear μ_a se pode obter experimentalmente, usando as condições da Fig. 2.2.

Podemos usar-se, em vez do coeficiente de absorção linear, o coeficiente de absorção de massa μ_{am} que está relacionado com μ_a , o coeficiente de absorção linear, pela expressão

$$\mu_{am} = \frac{\mu_a}{\rho} \quad 2.21$$

onde ρ é a massa específica, ou massa volúmica do meio. A equação de dimensões do coeficiente de absorção de massa é $M^{-1}L^2$ (inverso de massa (M) vezes distância (L) ao quadrado). Por exemplo, no sistema CGS, μ_{am} exprime-se em cm^2/g .

Podemos usar uma igualdade semelhante à Eq. 2.21 para definir μ_m o coeficiente de atenuação de massa.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad 2.22$$

Na Eq. 2.12, para a atenuação, podemos multiplicar e dividir o expoente do termo exponencial por ρ e utilizar a Eq. 2.18, obtendo

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \\ &= I_0 e^{-\mu_m \rho x} \end{aligned} \quad 2.23$$

O produto ρx tem um significado fácil de entender. No absorvente de espessura x da Fig. 2.6 a), a massa do prisma recto com 1 cm^2 de base e altura x cm pode obter-se multiplicando por x a massa de um cubo com 1cm de lado, ou seja,

$$x_m = \rho x \quad 2.24$$

a que chamaremos densidade ou massa superficial.

A densidade superficial de um dado absorvente é então a massa de um prisma do absorvente de altura x e base 1 cm^2 . As dimensões da espessura superficial são $M.L^{-2}$ correspondendo a g/cm^2 no sistema CGS.

A equação da atenuação pode então escrever-se

$$I = I_0 e^{-\mu_m x_m} \quad 2.25$$

A Eq. 2.25 aplica-se a feixes fotónicos monoenergéticos e a absorventes homogéneos.

Podemos definir μ_m de modo semelhante ao que fizemos para μ na Eq. 2.7 ou seja, usando a igualdade

$$\mu_m = - \frac{dI}{I dx_m} \quad 2.26$$

pelo que μ_m surge como a fracção da intensidade do feixe atenuada por unidade de densidade superficial do absorvente. Este coeficiente é proporcional à densidade de electrões no absorvente. Para raios X de uma dada energia, μ_m é independente do estado físico ou químico do absorvente. Por exemplo, é igual para a água e vapor de água.

Uma relação importante obtêm-se partindo da definição de intensidade do feixe de raios X. De facto, designando por ε o valor da energia do feixe incidente no absorvente, por unidade de área, para um intervalo de tempo Δt , vem

$$\varepsilon = I \Delta t \quad 2.27$$

Então, o coeficiente de absorção de massa pode escrever-se

$$\mu_{am} = - \frac{d\varepsilon}{\varepsilon dx_m} \quad 2.28$$

ou seja, o coeficiente de absorção de massa é a fracção da energia do feixe absorvida por unidade de massa do absorvente. É também energia cedida a electrões por unidade de massa do absorvente.

A definição de coeficiente de atenuação de massa é conveniente quando se pretende descrever o comportamento de materiais compostos, homogéneos e com n componentes na sua constituição. Neste caso

$$\mu_m = \frac{1}{M} \sum_1^n m_i \mu_{m_i} \quad 2.29$$

onde m_i e μ_{m_i} são a massa e coeficiente de atenuação de massa dos componentes, M a massa total e μ_m o coeficiente de atenuação de massa do material composto.

No caso teórico da Fig. 2.6 b), duas soluções aquosas de iodo com concentrações 1% e 0,2% ($0,01 \text{ g/cm}^3$ e $0,002 \text{ g/cm}^3$) e espessuras 1 cm e 5 cm, têm espessuras superficiais (massas por unidade de área, devidas a iodo+água) d_1 e d_2 , dadas respectivamente por

$$d_1 = 0,01 \times 1 + 1 \times 1 = 1,01 \text{ g/cm}^2 \quad d_2 = 0,002 \times 5 + 1 \times 5 = 5,01 \text{ g/cm}^2$$

Os coeficientes de atenuação de massa para raios X de 80 KeV para o iodo e água são respectivamente $3,510$ e $0,184 \text{ cm}^2/\text{g}$, então para as duas soluções os coeficientes de atenuação de massa são

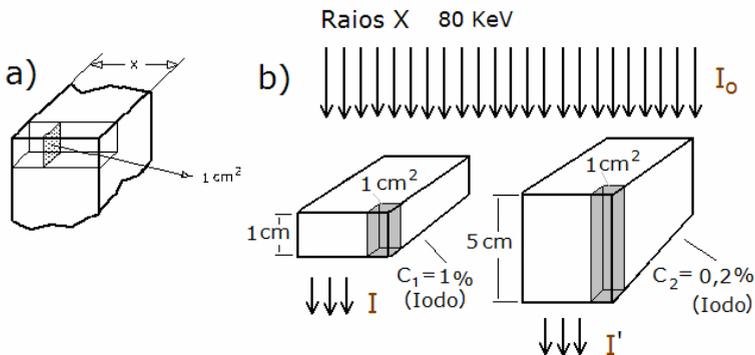
$$\mu_{m(1)} = \frac{1}{1,01} \times (0,01 \times 1 \times 3,510 + 1 \times 0,184) = \frac{0,219}{1,01}$$

$$\mu_{m(2)} = \frac{1}{5,01} \times (0,002 \times 5 \times 3,510 + 5 \times 0,184) = \frac{0,955}{5,01}$$

Então as intensidades emergentes nos dois casos são

$$I = I_0 e^{-d_1 \times \mu_{m(1)}} = I_0 e^{-1,01 \times \frac{0,219}{1,01}} = I_0 0,803$$

$$I' = I_0 e^{-d_2 \times \mu_{m(2)}} = I_0 e^{-5,01 \times \frac{0,955}{5,01}} = I_0 0,384$$



Calculando as intensidades pelo método convencional, ou seja como se fossem duas espessuras juntas, uma de iodo outra de água, vem

$$I = I_0 e^{-0,01 \times 3,510 \times} e^{-1 \times 0,184} = I_0 \times 0,965 \times 0,832 = I_0 0,803$$

$$I' = I_0 e^{-0,01 \times 3,510 \times} e^{-5 \times 0,184} = I_0 \times 0,965 \times 0,398 = I_0 0,384$$

Resultados iguais aos anteriores. Concluímos que os dois prismas em cinzento, da Fig. 2.6 b), contêm a mesma massa total de I_2 mas as atenuações totais são consideravelmente diferentes devido à diferença nas atenuações na água, nos dois casos considerados.

A representação gráfica da lei da atenuação, em termos do logaritmo da intensidade de um feixe monoenergético de raios X em função da espessura de um absorvente homogéneo é uma recta (curva 1) (Fig. 2.7).

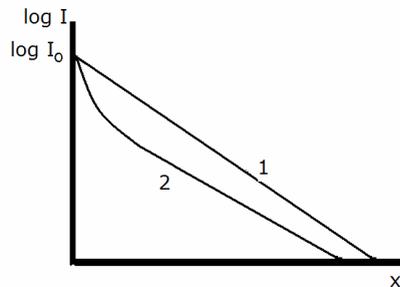


Fig. 2.7 – Representação semilogarítmica da atenuação, para o caso de um feixe monoenergético (curva 1) e para o feixe no caso real de uma ampola de raios X (curva 2).

No entanto, utilizando o feixe no caso real de uma ampola de raios X, com uma distribuição espectral como a da Fig. 1.12, a curva de variação do logaritmo da intensidade com a espessura do absorvente homogéneo tem o perfil da curva 2 da Fig. 2.7. À medida que as baixas energias do feixe vão sendo absorvidas o espectro aproxima-se do monoenergético (a curva 2 tende para o linear) e torna-se mais penetrante (parte quasi-linear e de menor inclinação).

Visto a atenuação variar com a energia, o espectro do feixe emergente é diferente do espectro do feixe incidente. Na Fig. 2.8 para um feixe incidente de raios X com espectro como se observa em a) e para variação do coeficiente de atenuação no objecto com a energia $\mu(E)$ dada por b), o espectro emergente será c).

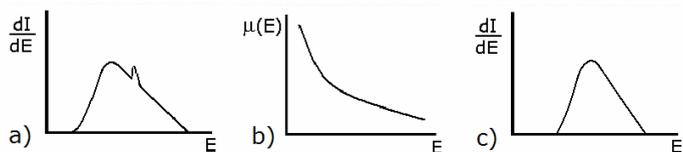


Fig. 2.8 – Para uma espessura absorvente: a) Espectro incidente; b) Variação do coeficiente de atenuação com a energia e c) Espectro emergente.

Para estudarmos teoricamente o efeito da atenuação num feixe, dividimos o objecto em finos cortes, onde supomos que uma dada curva $\mu(E)$ se aplica, e observamos o correspondente espectro de energia à saída de cada elemento (Fig. 2.9). A energia média à saída do elemento de ordem i é

$$\bar{E}_i = \frac{\int E I_i(E) dE}{\int I_i(E) dE}$$

Verificamos que a energia média destes espectros aumenta (endurece) com o avanço no tecido, ou seja

$$\bar{E} < \bar{E}_1 < \bar{E}_2 < \dots < \bar{E}_i < \dots < \bar{E}_n$$

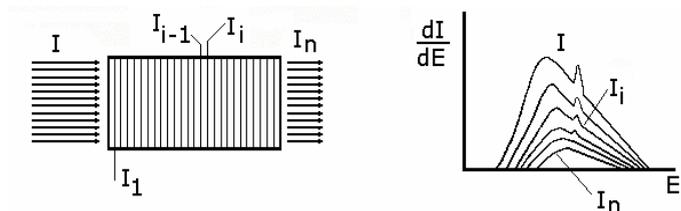


Fig. 2.9 – Considera-se o objecto, sobre o qual incide a intensidade I de raios X, decomposto em finas secções, sendo I_i a intensidade emergente da secção i .

Uma consequência com relevância na prática radiológica é o coeficiente de atenuação num objecto não homogéneo diminuir, de forma imprevisível, com o avanço do feixe. Ou seja, à medida que a radiação penetra no objecto ocorre menos atenuação do que seria de esperar com o espectro da radiação incidente.

A maneira de atenuar este efeito é filtrar o feixe à saída da ampola para diminuir a participação das baixas energias do espectro.

A situação prática da radiologia é, em geral, complexa em termos teóricos pois, trata-se de feixes não monoenergéticos e de absorventes não homogéneos.

Tratando-se de um feixe monoenergético a atravessar um meio absorvente não homogéneo qualquer e para um fino feixe com origem no foco e direcção y' , é

$$I(x') = I_0 e^{-\int_0^{d_a} \mu(x', y') dy'}$$

onde $\mu(x', y')$ é o coeficiente de absorção linear para cada valor do par (x', y') e d_a é a espessura do absorvente.

Para o caso de um feixe não monoenergético

$$I(x') = \int_E I_0(E) e^{-\int_0^{d_a} \mu(x', y') dy'} dE$$

onde $I_0(E)$ é a intensidade incidente com energia entre E e $E+dE$.

Uma abordagem alternativa ao estudo da interacção dos fotões X com a matéria é feita numa perspectiva de probabilidade.

Consideremos uma lâmina de área A , extremamente fina, de um material absorvente dos raios X e admitamos ainda que existem no material n átomos por unidade de volume. Suponhamos que a espessura dx da lâmina é tal que não há átomos sobrepostos segundo a direcção normal à lâmina e que a área média das projecções ortogonais dos átomos é a , Fig. 2.10.

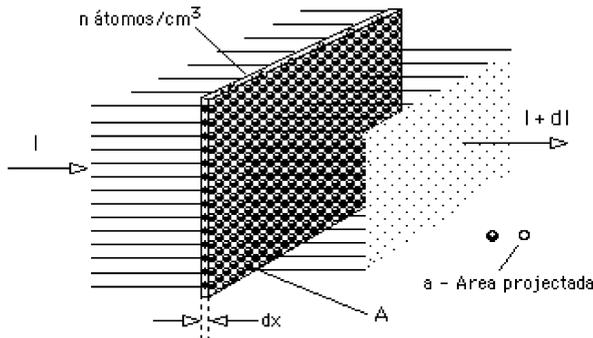


Fig. 2.10 – Lâmina com uma única camada de átomos a ser irradiada por um feixe de raios X.

Seja I a intensidade incidente de um feixe homogéneo e monoenergético de fotões X , com raios paralelos, expressa em número de fotões/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

A intensidade emergente é $I + dI$, com dI negativo, significando $-dI$ o número de fotões que são retirados do feixe, quer por absorção, quer por dispersão, por cm^2 e por segundo, após ter percorrido a espessura dx do material. Podemos dizer que a intensidade do feixe incidente é atenuada de $-dI$.

A probabilidade $P(x)$ de ocorrer atenuação na espessura dx é, então

$$P(x) = -\frac{dI}{I} \quad 2.30$$

Podemos obter a expressão desta probabilidade por outra via. Não havendo sobreposição de átomos na lâmina, a área total oferecida por estes átomos para a colisão com os fotões é o produto do número total de átomos da lâmina pela área média a das suas projecções ortogonais num plano paralelo à lâmina, ou seja,

$$S_a = n A dx a \quad 2.31$$

onde $n A dx$ é o número total de átomos da lâmina.

A área S_a é uma fracção f da área total da lâmina absorvente. O valor de f é

$$\begin{aligned} f &= \frac{S_a}{A} = \frac{n A dx a}{A} \\ &= n a dx \end{aligned} \quad 2.32$$

A fracção f é a probabilidade de um fotão, dirigido sobre a área A , colidir com a área de projecção total dos átomos do absorvente.

Seja p a probabilidade de um fotão, atingindo a área de projecção de um átomo, ser atenuado, ou seja, sofrer dispersão ou absorção.

A probabilidade P_{dx} de ocorrer atenuação em dx é, então, a probabilidade de haver colisão com a área de projecção do átomo, vezes a probabilidade de, ocorrendo tal colisão, ocorrer atenuação, ou seja

$$P_{dx} = p f = n (a p) dx \quad 2.33$$

O produto (a p) tem as dimensões de uma superfície, referida a um átomo. É a secção eficaz de atenuação por átomo, ou secção eficaz total μ_o , para o material utilizado,

$$\mu_o = a p \quad (\text{cm}^2/\text{átomo}) \quad 2.34$$

Tudo se passa como se μ_o fosse a área de projecção do átomo, efectiva para o processo de atenuação, ou seja, como se μ_o fosse a área de um círculo centrado em cada átomo com a propriedade de que qualquer fotão que entre nesse círculo interage com o átomo (é absorvido ou disperso). A secção eficaz de atenuação por átomo, μ_o é a soma das secções eficazes para os diferentes processos de absorção e dispersão que possam ocorrer. A secção eficaz μ_o depende das propriedades físicas do material e da energia da radiação.

Podemos igualar as duas expressões obtidas que traduzem a probabilidade de ocorrer atenuação na espessura dx

$$P_{dx} = n \mu_o dx = - \frac{dI}{I} \quad 2.35$$

A probabilidade de ocorrer atenuação por unidade de comprimento (por cm de espessura do material absorvente) é, então,

$$\frac{P_{dx}}{dx} = n \mu_o = - \frac{dI}{I} \frac{1}{dx} \quad 2.36$$

O último termo desta expressão traduz a fracção da intensidade do feixe que é absorvida por unidade de comprimento do absorvente. Esta relação, que já encontramos na equação diferencial que levou à Eq. 2.7, corresponde, exactamente, à definição de coeficiente de atenuação linear μ .

Por sua vez, o primeiro termo da igualdade acima, permite afirmar que μ é também a probabilidade de interacção dos fotões, ou de ocorrência de atenuação, por unidade de comprimento do absorvente.

Já vimos que μ tem as dimensões de L^{-1} ou L^2L^{-3} , multiplicando e dividindo por L^3 .

No sistema CGS exprimiríamos esta relação em cm^2/cm^3 . Significa isto que o coeficiente de atenuação linear pode ser encarado como secção eficaz de atenuação por cm^3 de absorvente, ou seja, a superfície efectiva no processo de atenuação por cm^3 de absorvente.

Da Eq. 2.26 tira-se que

$$\mu = \mu_0 n \quad 2.37$$

ou seja, a secção eficaz de atenuação por cm^3 é igual à secção eficaz de atenuação por átomo vezes n , número de átomos por cm^3 .

Podemos entrar com este valor de μ na equação da atenuação

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\mu_0 n x} \\ &= I_0 e^{-\mu_0 x_0} \end{aligned} \quad 2.38$$

onde n é o número de átomos/ cm^3 e o produto $n x = x_0$ é o número de átomos num prisma de base 1 cm^2 e altura x .

O expoente da exponencial da lei da atenuação pode exprimir-se por produtos de secções eficazes de diversas naturezas por quantidades com dimensões recíprocas das respectivas secções eficazes.

Já vimos os casos da secção eficaz de atenuação por cm^3 (ou coeficiente de atenuação linear) e o caso da secção eficaz de atenuação por átomo. Um outro exemplo é o coeficiente de atenuação de massa.

Definimos atrás este coeficiente de atenuação de massa, com dimensões L^2M^{-1} . O coeficiente de atenuação de massa é a área efectiva de atenuação por unidade de massa do absorvente ou seja, no sistema CGS, μ_m é a secção eficaz de atenuação por grama do absorvente.

Pode interessar considerar-se a secção eficaz de atenuação por electrão. O número de electrões por cm^3 do absorvente é $n_e = n Z$ onde n é o número de átomos por cm^3 e Z o número atómico do absorvente.

Raciocinando, para os electrões, de modo semelhante ao já efectuado para a colisão com átomos, chegaremos à igualdade

$$\frac{\mu}{n Z} = \mu_e \quad (\text{cm}^2/\text{electrão}) \quad 2.39$$

onde μ_e é a secção eficaz de atenuação por electrão, ou seja, a área efectiva de atenuação por electrão.

Mais uma vez, o módulo do expoente da expressão da lei da atenuação exponencial poderá escrever-se

$$\begin{aligned} \mu x &= \left(\frac{\mu}{n Z}\right) (n Z x) = \\ &= \mu_e x_e \end{aligned}$$

onde

$$\mu_e = \frac{\mu}{n Z} \quad 2.40$$

e

$$x_e = n Z x \quad 2.41$$

é o número de electrões num prisma de 1 cm^2 de secção recta e comprimento x .

As relações entre as diversas secções eficazes definidas são

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_o n = \mu_e n Z \quad 2.42$$

Para as relações entre x e as diversas densidades superficiais, vem

$$x = \frac{X_m}{\rho} = \frac{X_o}{n} = \frac{X_e}{n Z} \quad 2.43$$

III. EFEITO FOTOELÉCTRICO

Como discutimos na introdução, a atenuação do feixe é o resultado da interacção de fotões que o constituem com electrões do material que atravessa. Esta interacção ocorre segundo efeitos físicos bem conhecidos.

No efeito fotoeléctrico toda a energia E_i do fotão incidente é transmitida a um electrão de um átomo do absorvente (Fig. 2.11).

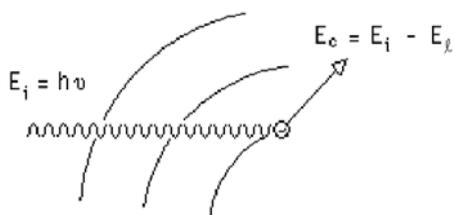


Fig. 2.11 – Efeito fotoeléctrico.

Em princípio, os níveis de energia que satisfaçam a condição

$$E_i > E_l \quad 2.44$$

onde E_i é a energia do fotão incidente e E_l a energia de ligação do electrão ao átomo, podem participar no efeito fotoeléctrico.

A energia cinética do fotoelectrão é

$$E_c = E_i - E_\ell \quad 2.45$$

A energia E_c é absorvida por sucessivas interacções do fotoelectrão com o meio. A contribuição dos diferentes níveis de energia no efeito foto-eléctrico é muito desigual, sendo muito maior aquela que corresponde aos electrões mais ligados, ou seja, os electrões das camadas K e L.

1 - Considerações energéticas

Após a emissão do fotoelectrão é criada uma camada não saturada com energia de ligação que designamos genericamente de E_{ℓ_1} . Um electrão orbital de ordem superior, por exemplo de energia de ligação E_{ℓ_2} , vem ocupar o lugar vago, criando, por sua vez, uma nova camada não saturada. É emitido um fóton de fluorescência com energia $h\nu'$ correspondente à diferença entre as energias de ligação dos dois níveis E_{ℓ_1} e E_{ℓ_2} (Fig. 2.12).

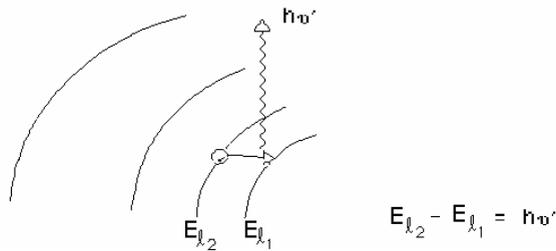


Fig. 2.12 – Emissão de radiação característica.

Este processo continua-se, com o preenchimento do nível de energia E_{ℓ_2} e, eventualmente, outros níveis e emissão de fótons, até que o nível sem electrão seja aquele com energia de ligação mais baixa no átomo em causa.

A energia total dos fótons de fluorescência emitidos é então

$$E_{Tf} = E_{\ell_1} - E_{\ell_n}$$

sendo E_{ℓ_n} a energia de ligação mais baixa do átomo. O salto quântico inicial mencionado neste exemplo não é necessariamente a única possibilidade, nada impedindo que seja emitido um só fóton de fluorescência de energia $E_{\ell_1} - E_{\ell_n}$.

Calculemos o valor da energia cinética dos fotoelectrões quando fótons de raios X de 100 KeV interagem com átomos de chumbo (Fig. 2.13).

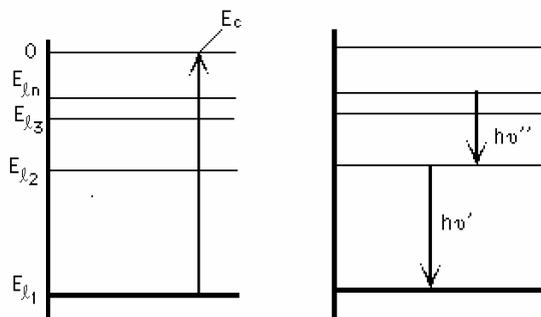


Fig. 2.13 – Alterações energéticas durante e após o efeito fotoelétrico.

A energia de ligação correspondente aos elétrons da camada K do chumbo é $E_l(K) = 88 \text{ KeV}$ e para a camada L é $E_l(L) = 15 \text{ KeV}$. As energias dos fotoelectrões emitidos quando ocorrem interações respectivamente com as camadas K e L, são:

$$E_{c,K} = 100 - 88 = 12 \text{ KeV} \quad (\text{camada K})$$

$$E_{c,L} = 100 - 15 = 85 \text{ KeV} \quad (\text{camada L})$$

O espectro de energia dos fotoelectrões é, como seria de esperar, discreto e apresenta duas riscas para as energias de 12 e 85 KeV (Fig. 2.14).

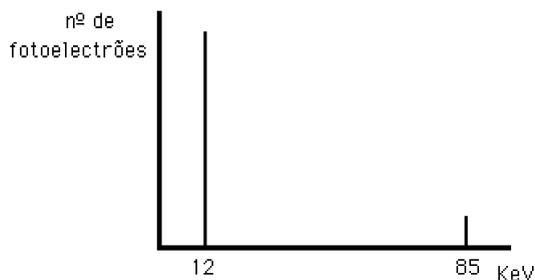


Fig. 2.14 – Espectro de energia dos fotoelectrões resultante da interação de raios X de 100 KeV com chumbo.

Após o efeito fotoelétrico, são emitidos fótons de fluorescência até a energia de excitação do átomo ser $E_{l,n}$.

2 - Distribuição angular dos fotoelectrões

Na Fig. 2.15, que é um corte da situação real, a três dimensões, por um plano contendo o fotão incidente, as intensidades dos vectores indicam a probabilidade de emissão de fotoelectrões segundo as diversas direcções.

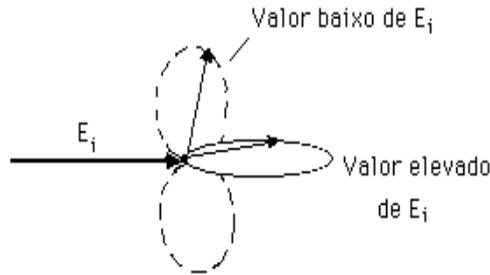


Fig. 2.15 – Distribuição angular dos fotoelectrões.

Para fotões de energia elevada, os fotoelectrões são emitidos com velocidades cuja direcção é próxima da dos fotões incidentes.

Para baixas energias os fotoelectrões são predominantemente emitidos com direcções próximas dos 90° relativamente à direcção dos fotões incidentes.

3 - Emissão de electrões Aüger

Um processo concorrente com a emissão de fotões de fluorescência é a emissão de electrões Aüger.

Tudo se passa como se o próprio fotão de fluorescência produzisse efeito fotoeléctrico sobre um electrão do próprio átomo donde provém.

A diferença entre as energias dos níveis entre os quais ocorre o salto quântico, após o efeito fotoeléctrico, pode não ser emitida sob a forma de um fotão de fluorescência, mas antes comunicada a um electrão mais periférico, com energia de ligação (E_{lp}) inferior àquela diferença. Nestas condições, este electrão é ejectado com energia cinética

$$E_{cp} = (E_{l_2} - E_{l_1}) - E_{lp} \quad 2.46$$

A energia E_{cp} é cedida rapidamente ao meio. O efeito descrito é o efeito de Aüger. O electrão expulso é chamado electrão Aüger (Fig. 2.16).

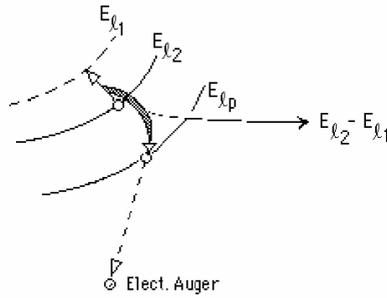


Fig. 2.16 – Efeito de Auger.

No caso dos elementos leves dos meios biológicos o efeito de Auger é largamente predominante sobre a emissão de fótons de fluorescência.

Numa perspectiva energética e quando comparado com a emissão de radiação de fluorescência, o efeito de Auger aumenta a relação energia absorvida/energia dispersa no efeito fotoelétrico.

4 - Balanço energético global no efeito fotoelétrico

Fazendo o balanço energético do efeito fotoelétrico verifica-se que: 1) é transferida a energia $E_i - E_{l_1}$ a um electrão (fotoelectrão); 2) produzem-se um ou vários fótons cuja energia total é inferior a E_{l_1} . A energia destes fótons é energia de radiação dispersa; 3) produz-se um átomo ionizado no menor nível de energia de ligação.

O balanço energético total do processo é

$$E_i = E_c + E_{\text{fotões}} + E_{\text{ioniz.}} \quad 2.47$$

5 - Atenuação e absorção no efeito fotoelétrico

Em termos técnicos, o coeficiente de atenuação devido ao efeito fotoelétrico τ é uma soma de dois termos

$$\tau = \tau_d + \tau_a \quad 2.48$$

onde τ_d é o coeficiente que contabiliza a radiação dispersa, e τ_a , a radiação absorvida. No caso dos tecidos moles e água, devido à baixa energia dos fótons de fluorescência emitidos é $\tau_d \approx 0$ e $\tau \approx \tau_a$.

O coeficiente de atenuação de massa ($\tau_m = \frac{\tau}{\rho}$), devido a efeito fotoeléctrico, está relacionado com o número atómico (Z), a massa atómica (A) do absorvente e a energia E_i dos fotões incidentes, pela expressão

$$\tau_m = b \frac{Z^4}{A} \frac{1}{E_i^3} \quad 2.49$$

onde b é uma constante. Como a razão Z/A é aproximadamente constante, vem

$$\tau_m = \frac{\tau}{\rho} = k \frac{Z^3}{E_i^3} \quad 2.50$$

O coeficiente de atenuação de massa devido a efeito fotoeléctrico varia directamente com a terceira potência do número atómico e inversamente com a terceira potência da energia.

Deste modo, a probabilidade de ocorrência de efeito fotoeléctrico aumenta para baixas energias e elevados números atómicos.

Para um dado absorvente, τ decresce rapidamente com a energia e apresenta descontinuidades correspondentes às energias de ligação $E_{\ell i}$ dos electrões dos átomos do alvo.

Quando se considera a energia dos fotões a aumentar, ao ser ultrapassado um dado valor E_{ℓ} , o coeficiente de atenuação τ aumenta bruscamente, pois passarão a poder ocorrer interacções com os electrões de energia E_{ℓ} .

A Fig. 2.17 é a curva $\log \tau$ vs E , para o chumbo.

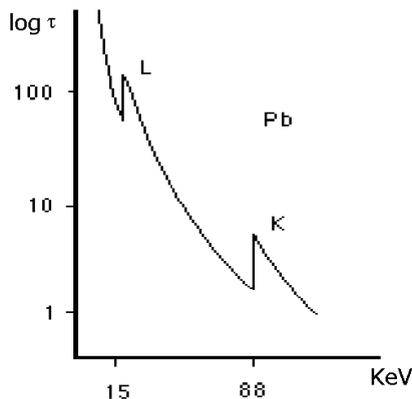


Fig. 2.17 – Logaritmo do coeficiente de atenuação linear, devido a efeito fotoeléctrico, em função da energia, para o chumbo.

A fracção da intensidade transmitida em função da energia dos fótons para o caso do Pb e para filtros com diversas espessuras pode ver-se na Fig. 2.18.

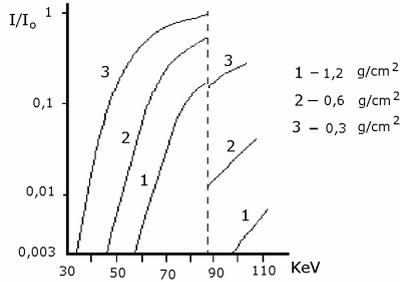


Fig. 2.18 – Frações da intensidade dos raios X transmitidas através de filtros de Pb de espessuras 1,2 g/cm², 0,6 g/cm² e 0,3 g/cm² em função da energia dos fótons.

A existência da descontinuidade de atenuação do Pb para 88 KeV explica as descontinuidades nas curvas.

As descontinuidades de atenuação de um filtro, com valores de energia dentro do espectro dos raios X em utilização, poderão introduzir importantes alterações no perfil desse espectro.

A utilização de um fino filtro de Pb no feixe de uma ampola de raios X sujeita a 150 KV introduz alterações como se representam na Fig. 2.19.

A curva 2 corresponde ao feixe emergente sujeito somente à filtração inerente e a curva 3 após atravessar um fino filtro de Pb.

Para as energias das descontinuidades do coeficiente de atenuação ocorrem descontinuidades no espectro.

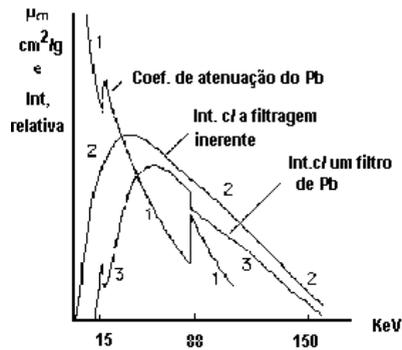


Fig. 2.19 – Efeito de um filtro fino de Pb no espectro de energia de um feixe de raios X de energia máxima 180 KeV. Na gama de energias do diagnóstico, μ diminui com o aumento da energia excepto nas descontinuidades de atenuação.

Exemplos de elementos para os quais as discontinuidades nos coeficientes de absorção poderão ser importantes na escolha da energia para condições radiológicas ótimas são o iodo ($Z=53$) e o bário ($Z=56$) que apresentam discontinuidades K a 33 e 37,4 KeV, respectivamente (Fig. 2.20).

Na Fig. 2.20 compara-se o coeficiente de atenuação médio do osso, em função da energia dos fótons, com os coeficientes de elementos usados como contraste radiológico (Ba e I) e como protecção (Pb).

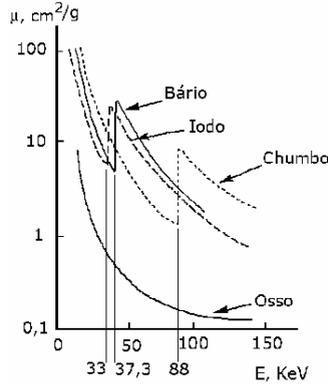


Fig. 2.20 - Coeficiente de atenuação de massa em função da energia dos fótons para os casos do iodo, bário, chumbo e osso. Notar as discontinuidades K dos três primeiros.

Poderá interessar conhecer o percurso médio dos electrões secundários nos tecidos. A curva da Fig. 2.21 apresenta os percursos médios dos electrões no tecido mole, calculados em função da energia. Para o caso das técnicas de diagnóstico os percursos médios são da ordem de 0,1 mm.

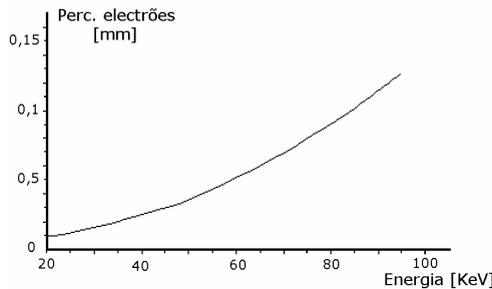


Fig. 2.21 – Percursos médios (mm) dos electrões no tecido mole vs. energia.

A curva da Fig. 2.22 apresenta os percursos médios dos electrões na H_2O e Pb em função da energia. Os percursos nestes dois meios, quando expressos em g/cm^2 , são muito próximos.

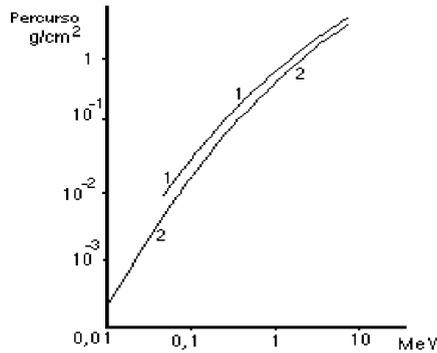


Fig. 2.22 – Percursos médios dos electrões na água (2) e chumbo (1), expressos em g/cm², em função da energia.

IV. EFEITO COMPTON

O efeito Compton ou dispersão Compton é a dispersão elástica de um fóton por um electrão com conservação do momento linear e da energia. O fóton cede uma parte da sua energia ao electrão, passando a existir um fóton disperso de menor energia que o incidente, com diferente direcção de propagação e um electrão secundário com energia cinética E_e , (Fig. 2.23).

O efeito Compton ocorre, com maior frequência, entre fótons de média energia e electrões de baixa energia de ligação.

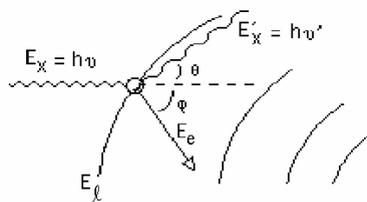


Fig. 2.23 – Efeito Compton.

1 - Considerações energéticas

A probabilidade de ocorrência de efeito Compton depende da probabilidade do fóton encontrar electrões frouxamente ligados no material absorvente. Nos materiais de baixo Z praticamente todos os electrões estão nestas condições, Quadro 2.2.

Quadro 2.2 - Propriedades físicas (Z, ρ e n_{el} .) de materiais constituintes do corpo humano e de elementos com interesse em radiologia.

Substância	Z	Densidade	(n° electrões/cm³)
Gordura	6,3	0,91	$3,16 \times 10^{23}$
Músculo	7,4	1,00	$3,36 \times 10^{23}$
Pulmão	7,4	0,32	$3,12 \times 10^{23}$
Osso	13,6	1,85	$5,55 \times 10^{23}$
Água	7,4	1,0	$3,34 \times 10^{23}$
Ar	7,6	0,0013	$3,80 \times 10^{20}$
Iodo	53	4,92	$12,3 \times 10^{23}$
Bário	56	3,5	$8,60 \times 10^{23}$
Alumínio	13	2,7	$5,31 \times 10^{23}$
Chumbo	82	11,35	$26,7 \times 10^{23}$

As contribuições em termos de percentagem de massa dos principais elementos constituintes do corpo humano encontram-se no Quadro 2.3.

Quadro 2.3 - Percentagem de massa de elementos em tecidos do corpo humano.

	H	C	N	O	Na	Mg	P	S	K	Ca
Tecido adiposo	11,2	57,3	1,1	30,3				0,06		
Tecido mole	10,2	12,3	3,5	72,9	0,08	0,02	0,2	0,5	0,3	0,01
Tecido ósseo	8,4	27,6	2,7	41,0		0,2	7,0	0,2		14,7

Os valores dos coeficientes de atenuação são proporcionais à massa específica dos materiais visto o número de electrões por cm³ depender directamente da última.

Na gama de valores que interessa ao diagnóstico a probabilidade de ocorrência de efeito Compton varia aproximadamente com o inverso da energia.

O balanço de energia do processo pode traduzir-se pela expressão

$$E_x = E'_x + E_e + E_\ell \quad 2.51$$

E_x é a energia do fóton incidente, E'_x é a energia do fóton disperso (ou fóton Compton), E_e a energia cinética do electrão secundário (ou electrão Compton) e E_l a energia de ligação do electrão orbital. Esta última é, em geral, desprezável, visto tratar-se de electrões de níveis de elevada energia potencial, ou seja, de pequena energia de ligação.

Usando os princípios de conservação do momento linear e da energia, na colisão do fóton com o electrão periférico, podemos escrever as equações que relacionam a energia do fóton disperso (bem como do electrão Compton) com a do fóton incidente, para um dado ângulo de dispersão θ . Podemos ainda obter uma expressão que relaciona o ângulo ϕ de emissão do electrão Compton, com θ para uma dada energia incidente, Fig. 2.24.

As equações a seguir são utilizadas na dedução proposta e têm a ver a) com a energia E_x do fóton incidente, b) com a quantidade de movimento p_x do fóton incidente, c) com a equivalência entre energia e massa em repouso do electrão, m_0 , d) com a massa m do electrão com a velocidade v e d) com a energia cinética do electrão em movimento e e) com o momento linear (ou quantidade de movimento) do electrão

a) $E_x = hv = hc/\lambda$ b) $p_x = hv/c = E_x/c = h/\lambda$ c) $E_0 = m_0c^2$

c) $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$ d) $E_e = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - 1 \right)$

e) e) $p_e = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$

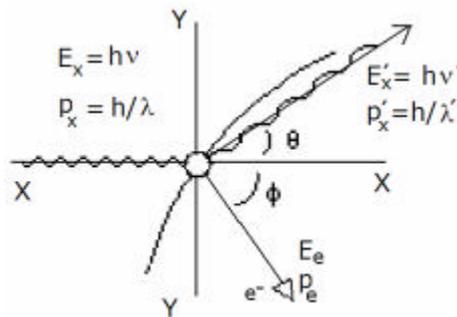


Fig. 2.24 – Colisão do fóton de energia E_x com um electrão periférico. O fóton disperso de energia E'_x faz o ângulo θ com o eixo dos xx e o ângulo de emissão do electrão Compton de energia cinética E_e é ϕ .

Considerando a conservação da quantidade de movimento segundo os eixos dos xx e dos yy vem, Fig. 2.24.

$$\mathbf{xx} - \quad p_x = p'_x \cos \theta + p_e \cos \phi \quad 2.52$$

$$\mathbf{yy} - \quad p'_x \sin \theta = p_e \sin \phi \quad 2.53$$

Elevando ao quadrado e subtraindo estas equações, vem

$$p_x^2 + p_x'^2 - 2 p_x p_x' \cos \theta = p_e^2 \quad 2.54$$

Considerando a conservação da energia, temos

$$E_x = E'_x + E_e \quad 2.55$$

$$E_x - E'_x = E_e \quad 2.56$$

$$c p_x - c p'_x = E_e \quad 2.57$$

As Eqs. de 2.52 a 2.57 que apresentámos permitem obter, para valores conhecidos de E_x e de θ , as expressões seguintes, respectivamente para a energia do fóton disperso (E'_x) a energia cinética do electrão Compton (E_e) e do ângulo entre as direcções do movimento do electrão e de incidência (ϕ):

$$E'_x = \frac{E_x}{1 + \frac{E_x (1 - \cos \theta)}{m_0 c^2}} \quad 2.58$$

$$E_e = \frac{E_x (1 - \cos \theta)}{\frac{m_0 c^2}{E_x} + 1 - \cos \theta} \quad 2.59$$

$$\cotg \phi = \left(1 + \frac{E_x}{m_0 c^2}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad 2.60$$

A mínima energia do fóton Compton ($E'_{x(\min)}$), é obtida para $\theta = \pi$ (retro dispersão) na Eq. 2.58, sendo:

$$E'_{x(\min)} = \frac{E_x}{1 + \frac{2E_x}{m_0 c^2}} \quad 2.61$$

Usando a Eq. 2.59 verifica-se que, nas condições de $E'_{x(\min)}$, a energia do electrão Compton (E_c) é máxima e de valor

$$E_{c(\max)} = \frac{E_x}{1 + m_0c^2/2E_x} \quad 2.62$$

A variação da energia electromagnética no efeito Compton, ou seja, a diferença $E_x - E'_x$ é obtida através da Eq. 2.58 e dada por

$$\Delta E = E_x - E'_x = \frac{E_x}{1 + \frac{m_0c^2}{E_x(1 - \cos\theta)}} \quad 2.63$$

A variação da energia do fóton no efeito Compton depende da energia do fóton incidente e do ângulo de dispersão. Se $m_0c^2 \gg E_x$ a diferença ΔE é praticamente independente de θ .

2 - Distribuição angular de fótons e electrões Compton

Usando as Eqs. 2.58 e 2.60 podemos calcular as distribuições angulares dos fótons dispersos e electrões de Compton que se encontram esquematizadas na Fig. 2.25.

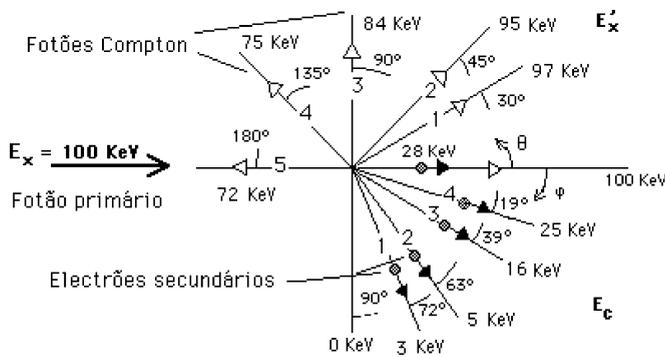


Fig. 2.25 – Distribuição angular de fótons e electrões no efeito Compton.

Para valores de E pequenos a dispersão angular é essencialmente isotrópica. Para valores de E elevados a dispersão ocorre com predomínio dos pequenos valores de θ tendo os fótons dispersos direcções predominantemente dirigidas para a frente e energias próximas dos fótons incidentes.

Podem representar-se, em termos qualitativos, as direcções de emissão dos fótons dispersos e dos electrões de Compton, como se vê na Fig. 2.26.

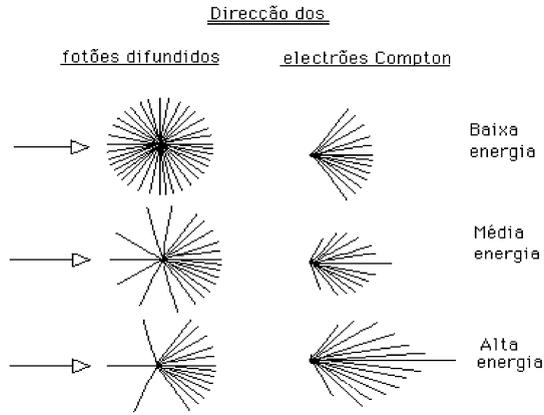


Fig. 2.26 – Representação qualitativa da direcção de emissão dos fótons e electrões Compton.

O aumento do comprimento de onda do fóton disperso, em relação ao comprimento de onda do fóton incidente obtém-se a partir da Eq. 2.63

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) \quad 2.64$$

Quando $\Delta\lambda$ é expresso em Å, o factor $\frac{h}{m_0c}$ toma o valor 0,0243 Å conhecido por comprimento de onda de Compton.

A partir da Eq. 2.64 concluímos que o aumento de comprimento de onda do fóton disperso, em relação ao fóton incidente, no efeito Compton, não depende da energia do fóton incidente mas unicamente de θ , ângulo de dispersão, de acordo com a função que pode ser observada na Fig. 2.27.

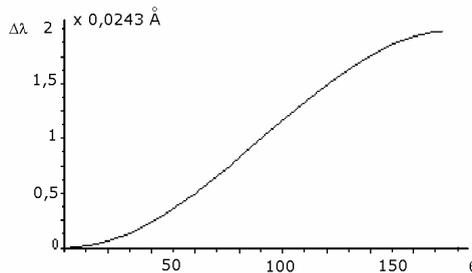


Fig. 2.27 – Aumento do comprimento de onda do fóton disperso, em relação ao do fóton incidente, em função do ângulo de dispersão θ , no efeito de Compton.

3 - Repartição de energia

As fracções médias da energia do fotão inicial transferidas para os electrões e retidas pelos fotões dispersos, em função da energia dos fotões X com interesse em diagnóstico, encontram-se na Fig. 2.28. A primeira aumenta com o aumento da energia dos fotões incidentes.

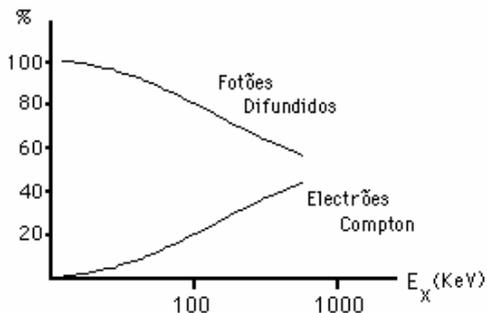


Fig. 2.28 – Percentagem da energia mantida pelo fotão disperso e da energia média transmitida aos electrões no efeito Compton.

Para um ângulo de dispersão $\theta = 90^\circ$ e para três diferentes energias, as variações de comprimento de onda e energia sofridas pelo fotão disperso encontram-se no Quadro 2.4 em baixo.

Quadro 2.4 – Variações do λ e da E sofrida pelo fotão disperso para $\theta = 90^\circ$.

E_x (KeV)	λ (Å)	λ' (Å)	$D\lambda$ (Å)	E'_x (KeV)	DE (KeV)	% variação
100	0,12	0,144	0,024	86	14	14
400	0,03	0,054	0,024	230	170	43
1000	0,012	0,036	0,024	350	650	65

A última coluna do Quadro 2.3 permite perceber que quanto maior é a energia do fotão incidente, maior é a fracção da energia perdida por este, ou seja, maior é a fracção da energia transferida para o electrão disperso.

4 - Atenuação e absorção no efeito Compton

Para o efeito de Compton, os coeficientes de absorção, difusão e atenuação estão relacionados pela equação

$$\sigma = \sigma_d + \sigma_a \quad 2.65$$

onde σ é o coeficiente de atenuação, σ_d o coeficiente de difusão e σ_a o coeficiente de absorção (transferência de energia), todos devidos exclusivamente a efeito de Compton.

O coeficiente σ engloba as perdas de energia dos fótons após efeito Compton e também as perdas resultantes de fótons que, por mudança de direcção, saem do feixe.

Os valores destes coeficientes em função da energia, dentro dos limites com interesse nas aplicações médicas, encontram-se no gráfico da Fig. 2.29.

Podemos definir um coeficiente total de atenuação μ como a soma dos 2 coeficientes estudados

$$\mu = \tau + \sigma \quad 2.66$$

onde τ representa o coeficiente de atenuação devido ao efeito fotoeléctrico, e σ o coeficiente de atenuação devido ao efeito Compton.

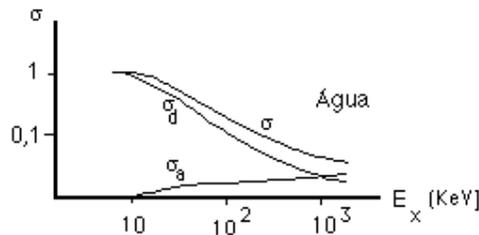


Fig. 2.29 – Variação com a energia dos coeficientes de absorção, difusão e atenuação devido e efeito Compton.

Para o caso dos tecidos moles em que $\tau = \tau_a$ podemos escrever para o coeficiente total de absorção

$$\mu_a = \tau + \sigma_a \quad 2.67$$

Para a gama de valores de energia com interesse em diagnóstico, e para o mesmo absorvente (água), mostram-se na Fig. 2.30 os coeficientes de absorção, atenuação e total para os efeitos estudados, em função da energia.

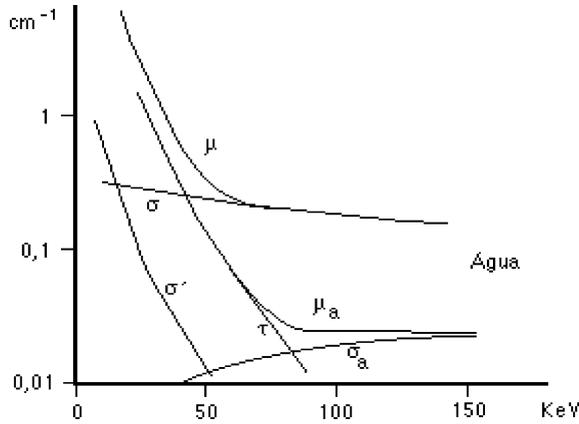


Fig. 2.30 – Variação com a energia dos coeficientes de atenuação e absorção, total e devidos aos efeitos já estudados. O coeficiente σ' refere-se à dispersão de Rayleigh-Thomson.

A Fig. 2.31 mostra as variações do coeficiente de atenuação linear em função da energia dos fótons e do material atravessado. Por ordem decrescente de atenuação encontramos o tecido ósseo, a água, o tecido adiposo e o ar. Os coeficientes de atenuação para o tecido muscular, e outros tecidos, são muito próximos do coeficiente da água.

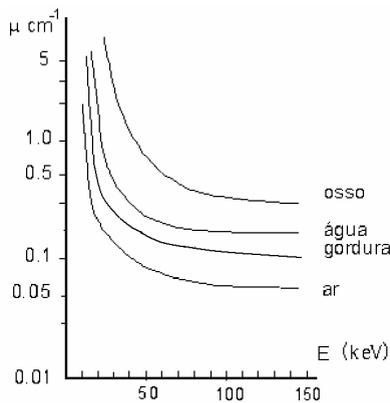


Fig. 2.31 – Variação de μ para diferentes meios, em função da energia dos fótons.

V. DISPERSÃO DE RAYLEIGH-THOMSON (TAMBÉM CONHECIDA POR DISPERSÃO CLÁSSICA, DISPERSÃO COERENTE E DISPERSÃO ELÁSTICA⁷)

Ocorre com fótons de baixa energia (< 10 keV). Estes colidem com um átomo que absorve o fóton incidente, libertando um novo fóton de igual energia mas com direcção diferente da incidente, geralmente com pequeno ângulo de dispersão.

A energia do fóton incidente (ou energia de excitação) pode ser cedida ou ao átomo como um todo, ou a um electrão periférico. Embora esta sub-divisão não tenha relevância, o primeiro caso corresponde mais exactamente à dispersão de Rayleigh e o segundo à dispersão de Thomson.

A ocorrência destes efeitos é mais provável com fótons de baixa energia e com materiais de baixo Z. A ocorrência deste efeito não tem qualquer contribuição para a dose no paciente. Nas condições da radiologia de diagnóstico a probabilidade de ocorrência deste efeito é de cerca de 5 % podendo, em condições especiais, como é o caso da mamografia ser da ordem dos 10 %.

VI. EFEITO RADIOLÓGICO. ABSORÇÃO DIFERENCIAL

Há situações em que uma percentagem muito elevada dos fótons que atingem o plano da imagem foram dispersos por efeito Compton, apresentando direcções diferentes das que teriam se permanecessem no feixe principal.

A partir dos gráficos da Fig. 2.32 podem conhecer-se as proporções relativas de ocorrência dos efeitos Compton e fotoeléctrico em função da energia, para tecido mole e osso.

É considerado o intervalo de energias com interesse em diagnóstico.

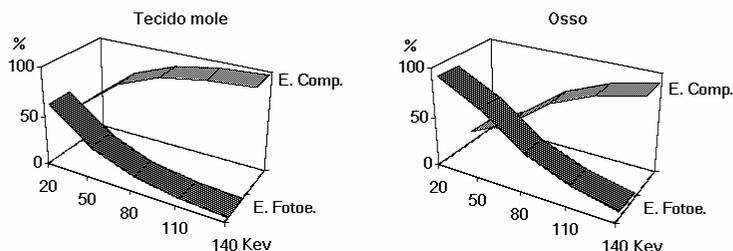


Fig. 2.32 – Proporções relativas de ocorrência dos efeitos Compton e fotoeléctrico para tecido mole e osso.

⁷ - Colisão elástica é aquela onde é conservada a energia cinética.

Noventa por cento dos fótons de 80 KeV que interagem com tecido mole sofre efeito Compton e somente dez por cento efeito fotoelétrico.

No osso, que apresenta um número atômico médio de valor intermediário, estas proporções alteram-se para 65% para o efeito Compton e 35% para o efeito fotoelétrico.

É mais informativo considerar as interações pelos efeitos Compton e fotoelétrico em separado e analisar as consequências no que se refere à produção da imagem radiológica.

Consideremos as curvas do coeficiente de atenuação de massa, em função da energia, que traduzem a probabilidade de interação da radiação, por estes efeitos, com osso ($Z \approx 20$), tecido mole ($Z \approx 7,4$) e iodo ($Z = 53$). Na Fig. 2.33, para os dois primeiros casos, o traço fino aplica-se ao efeito fotoelétrico e o traço grosso ao efeito Compton.

Da análise destas curvas podemos concluir: 1) as curvas de probabilidades de ocorrência de efeito Compton para o osso e tecido mole, para as energias dos raios X que interessam em diagnóstico, não diferem substancialmente, podendo considerar-se como praticamente iguais; 2) Para as mesmas energias, os valores de μ para o efeito fotoelétrico são uma, ou mais ordens de grandeza inferiores aos do efeito Compton, para tecido mole e cerca de uma ordem de grandeza inferior, para o osso.

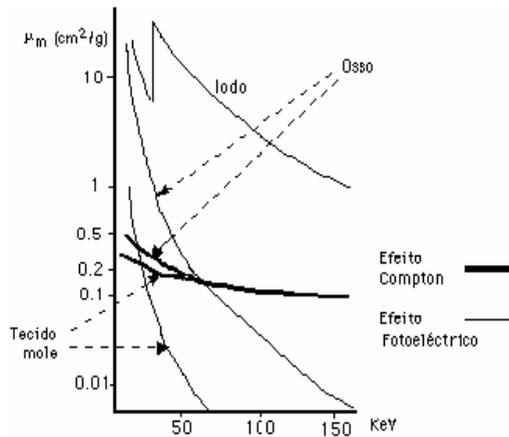


Fig. 2.33 – Probabilidades de interação para efeito Compton (traço grosso) e efeito fotoelétrico (traço fino) para osso ($Z \approx 20$), tecido mole ($Z \approx 7,4$) e iodo ($Z = 53$).

O efeito fotoelétrico é o mais provável nos tecidos moles para energias menores que 25 KeV e, nos ossos, para energias menores que 40 KeV; 3) Para qualquer dos efeitos a probabilidade de interação diminui com o aumento da energia; 4) Nestes casos, (osso e tecido mole), o efeito dominan-

te para energias maiores que 50 KeV é o efeito Compton; 5) O iodo apresenta uma curva de atenuação perfeitamente destacada das correspondentes curvas para o tecido e osso (soma das curvas para os dois efeitos), devendo ser um bom elemento de contraste radiológico.

Basicamente, uma imagem de raios X resulta das diferenças entre regiões onde fótons foram absorvidos, por efeito fotoelétrico, em maior ou menor número. São as diferenças entre as intensidades locais dos fótons primários emergentes do paciente que originam a imagem radiológica. Os fótons Compton não contribuem para a formação da imagem radiológica, sendo indesejáveis, visto não oferecerem informação de posição e contribuírem com fundo de cinzento, que degrada a informação.

A imagem radiológica resulta assim de um compromisso entre atenuação útil para a produção de imagem (efeito fotoelétrico) e transmissão. A este compromisso há que juntar um outro factor que é a fracção da radiação dispersa que vai atingir o filme. A probabilidade de ocorrer dispersão é maior para as baixas energias mas a absorção dos fótons dispersos pelos tecidos é também muito maior.

A sobreposição dos processos de atenuação e transmissão nos tecidos das quais resulta a formação da imagem radiológica e o aparecimento de contraste é chamada de absorção diferencial (Fig. 2.34). Interessa ter valores da intensidade emergente mensuráveis e suficientemente diferentes entre si.

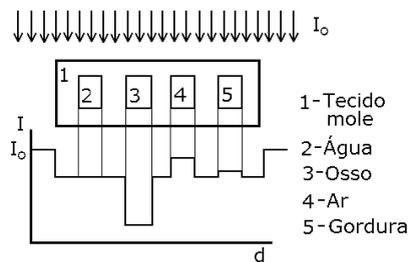


Fig. 2.34 – Intensidades emergentes produzidas pela absorção diferencial através de iguais espessuras de água, osso, ar e gordura imersos numa espessura de tecido mole.

Para se evidenciarem pequenas variações estruturais em tecido mole deve usar-se baixa tensão aceleradora de modo a possibilitar máxima absorção diferencial. Por outro lado, seria inútil tentar fazer uma radiografia com raios X de 1 MeV, para os quais a probabilidade de ocorrência de efeito Compton, no tecido, é de cerca de 100%.

O balanço entre qualidade de imagem e dose de Raios X consiste em obter um máximo de informação radiológica com um mínimo de energia libertada nos tecidos irradiados. As curvas da fracção primária transmitida

em função da espessura de tecido mole, para diversas energias de raios X monoenergéticos, encontram-se na Fig. 2.35. Nas baixas energias a ocorrência de efeito fotoelétrico é mais provável mas a transmissão é pequena. Nas energias mais altas a transmissão aumenta mas diminui a probabilidade de ocorrer efeito fotoelétrico.

Na gama de valores que interessa ao diagnóstico a probabilidade de ocorrência de efeito Compton varia aproximadamente com o inverso da energia.

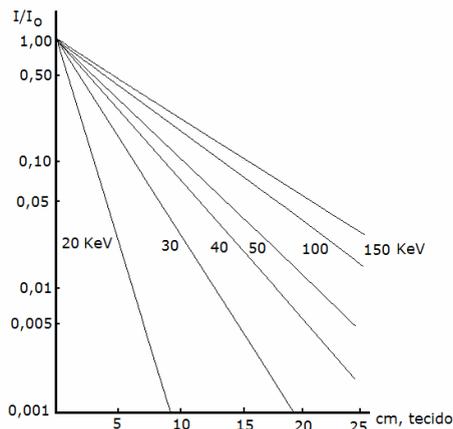


Fig. 2.35 – Curvas da intensidade primária transmitida de fótons X, monoenergéticos, em tecido mole para energias de 20, 30, 50, 100 e 150 KeV.

A transmissão através de 10 cm de tecido mole para diversos valores de energia encontra-se no Quadro 2.5

Quadro 2.5 – Percentagem da energia transmitida para 10 cm de tecido e várias energias.

Energia keV	% Transmitida
80	16
60	13
50	10
40	7
30	2
20	0,04
15	0,000008
10	10 ⁻²¹

A informação contida no feixe primário emergente do paciente é a que interessa ao radiologista. Esta informação está associada a ruído⁸, necessariamente presente e, além disso, não se encontra em suporte apropriado. Terá de ser transferida para um sistema onde surja como imagem observável (filme ou monitor de um sistema, digital ou não).

VII. GERAÇÃO DA RADIAÇÃO DISPERSA. EFEITOS EM RADIOLOGIA

1 - Aspectos gerais

Para a maior parte das radiografias médicas, o volume irradiado do paciente é a principal fonte de radiação dispersa. A velocidade de exposição dos lados da cama, sem protecção e a um metro da superfície de entrada no paciente, é reduzida por um factor de cerca de mil. Ocorre mais radiação dispersa no lado do paciente próximo do tubo de raios X do que no lado mais afastado (junto do intensificador de imagem).

Entretanto, deve notar-se que outros materiais no percurso do feixe de raio X, tais como a mesa, e o compartimento do filme (chassis), também actuam como origens de radiação dispersa. A radiação que emerge de tais pontos pode atingir o plano da imagem.

Por outro lado, durante uma radiografia, devido à diferença entre o contorno do corpo e os limites do feixe, uma fracção do feixe incidente atinge o detector com intensidade igual à original. Uma considerável quantidade de radiação dispersa pode ser gerada na superfície da mesa e em outro material irradiado por esta fracção do feixe não atenuado.

Durante um exame radiológico a radiação que atinge o filme pode ser primária, quando os fotões do feixe incidente atravessam o objecto sem ocorrer interacção, ou radiação dispersa, quando ocorre interacção, sem cedência total de energia. A informação útil é produzida pela atenuação do feixe primário enquanto que a radiação dispersa tende a mascarar esta informação. Em radiologia convencional, a radiação dispersa é quase exclusivamente originada por efeito Compton. Para se obterem imagens com um máximo de informação deve eliminar-se, tanto quanto possível, a radiação dispersa, também chamada de radiação difundida, radiação difusa ou ainda

⁸ - Ruído é a incerteza com que um particular sinal é registado.

radiação secundária. Diversos factores podem degradar a definição numa imagem radiológica influenciando o sinal ou acrescentando ruído. Os principais factores que determinam a qualidade e intensidade do sinal são o contraste no objecto, a tensão e corrente anódicas, a filtragem, os dispositivos limitadores do feixe, o detector e o suporte da imagem (filme radiológico ou monitor). Em radiologia, o ruído pode ter várias origens sendo os componentes que o constituem, o ruído quântico, o ruído do sistema, o ruído anatómico ou estrutural, a dispersão no objecto, os artefactos e o ruído do observador. Existe ruído estatístico associado às flutuações do número de fótons X incidentes numa dada área do objecto, bem como no número de grãos de prata revelados em áreas iguais do filme para idênticas condições de exposição. Para um corpo absolutamente homogéneo a intensidade do feixe emergente sofre variações de ponto para ponto. O ruído estatístico associado ao processo obedece à lei de Poisson pelo que o número de fótons N detectado numa dada área, em diferentes posições da imagem, apresentam um desvio padrão relativo de $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Nesta área é comum identificar o desvio padrão com o nível do ruído presente embora aquele exprima simplesmente limites de variação para valores bem definidos de probabilidade.

No caso de uma radiografia há novos factores a considerar, os tecidos atravessados pelos RX nos seus trajectos são heterogéneos apresentando variações de densidade em torno, antes e depois da lesão que se pretende observar, assim como flutuações na própria área da lesão, originando ruído estrutural do próprio objecto. O ruído estrutural é a principal causa de erro em radiologia planar convencional. Na TAC, como cada elemento é observado um grande número de vezes e, segundo um elevado número de direcções, este factor de ruído é minimizado.

A radiação dispersa é um factor importante de degradação do sinal e iremos considerar os meios disponíveis para minimizar os seus efeitos.

A intensidade da radiação dispersa no feixe emergente do paciente é, nas condições usuais, muito superior à primária (5 a 10 vezes maior). A radiação dispersa produz deterioração do contraste, como facilmente se comprova. De facto, considere-se um objecto com baixo coeficiente de absorção mas apresentando uma zona de elevada absorção, a escuro na Fig. 2.36. A variação da intensidade do feixe emergente em função da distância, no plano da figura e segundo uma direcção normal ao raio central do feixe de raios X, encontra-se na parte inferior da figura Fig. 2.36 a) e b).

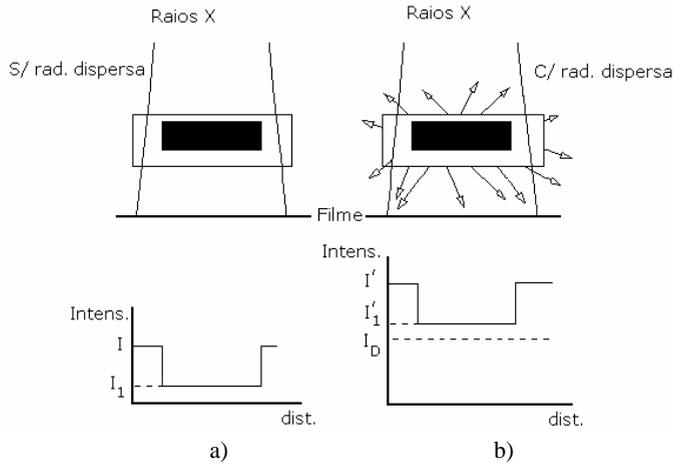


Fig. 2.36 – Efeito da radiação dispersa no perfil da intensidade do feixe emergente.

As figuras da esquerda, a), referem-se à situação teórica de não existência de radiação dispersa. As figuras da direita, b), consideram o efeito de radiação dispersa. A curva a cheio em b) representa a intensidade da radiação primária + dispersa emergente do objecto em função da distância. A curva a cheio em a) representa a participação da intensidade da radiação primária, na ausência da radiação dispersa. A recta a tracejado com ordenada I_D em b), representa a contribuição da radiação dispersa.

Evidentemente que na Fig. 2.36 b)

$$I' = I + I_D \quad \text{e} \quad I'_1 = I_1 + I_D \quad 2.68$$

Na ausência de radiação dispersa, caso da Fig. 2.36 a), usando a definição de contraste C entre as intensidades em duas regiões, I e I' , vem

$$C = \frac{I - I_1}{I + I_1} \quad 2.69$$

O contraste para as intensidades I' e I'_1 , no caso da Fig. 2.36 b) e considerando, a seguir, a Eqs. 2.68 é

$$C' = \frac{I' - I'_1}{I' + I'_1} = \frac{I - I_1}{I + I_1 + 2I_D} \quad 2.70$$

O valor de C é superior ao de C' acentuando-se a diferença entre estas quantidades com o aumento de I_D , ou seja, o contraste entre as estruturas na radiação emergente diminui com o aumento da radiação dispersa.

Consideremos a situação anterior noutra perspectiva e, para tal, admitamos que (Fig. 2.37) a intensidade I_0 incide sobre um absorvente e que I_D é a intensidade da radiação dispersa.

Vamos introduzir uma nova quantidade, o factor de dispersão⁹, f . É definido como a relação entre a intensidade total e a intensidade primária no feixe emergente. Na Fig. 2.37, I_1 é a intensidade primária emergente do objecto e I_1' a intensidade total, ou seja, a intensidade emergente incluindo a radiação dispersa. A intensidade da radiação dispersa é I_D , aproximadamente uniforme à saída do objecto e o seu valor pode ser obtido fora do feixe primário.

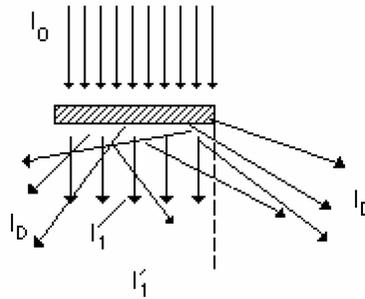


Fig. 2.37 – Intensidades incidente e emergente quando da irradiação de um absorvente.

A partir da definição de f ($f = I_1' / I_1$) podemos escrever

$$I_1' = f I_1 = I_1 + I_D$$

donde

$$I_D = I_1(f-1)$$

O contraste entre as duas zonas é, então

$$C = \frac{I_1' - I_D}{I_1 + I_D} = \frac{I_1 f - I_1 f + I_1}{I_1 f + I_1 f - I_1} = \frac{1}{2f-1} \quad 2.71$$

⁹ - ou factor de redução da relação sinal-ruído (S/R).

A relação sinal-ruído (S/R) é

$$S/R = \frac{I_1 f - I_1 f + I_1}{I_1 f} = \frac{1}{f} \quad 2.72$$

ou seja, a relação sinal-ruído é igual ao inverso do factor de dispersão (Fig. 2.38). No Quadro 2.6 podem observar-se valores de f, C e S/R e na Fig. 2.38 as curvas de C e S/R em função de f.

Quadro 2.6 - Valores de f, C e S/R

f	C	S/R
1	1	1
2	0,33	0,5
3	0,20	0,33
4	0,14	0,25
5	0,11	0,20
6	0,09	0,17
7	0,08	0,14
8	0,07	0,12

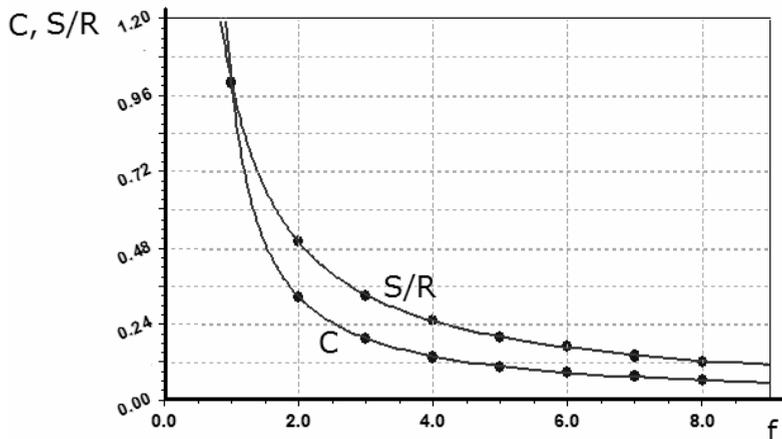


Fig. 2.38 – Curvas de contraste (C) e S/R em função de f.

Nestas condições quando a intensidade da radiação dispersa é três vezes superior à da primária ($f = 4$) a relação S/R é igual a 0,25 e o contraste 0,14. Em radiologia, os factores mais importantes que determinam o valor da intensidade relativa da radiação dispersa, no espaço imagem, são a tensão

aceleradora, as dimensões do campo, a espessura do paciente e a distância paciente-filme.

Em termos absolutos, para uma dada situação, a intensidade da radiação dispersa emitida é proporcional ao produto da intensidade anódica pelo tempo de disparo.

A exposição da radiação X dispersa pelo centro do corpo de um paciente, à distância de 1 m, é proporcional à exposição da radiação primária à superfície X_p e à área S do campo, ou seja

$$X_s = \sigma X_p S \quad 2.73$$

Como

$$X_p = \frac{E_f \times j}{d^2}$$

onde E_f é a eficácia do aparelho de raios X e j o número de mAs, vem

$$X_s = \frac{E_f \times \sigma \times j \times S}{d^2} \quad 2.74$$

Existem tabelas com valor da constante S para $S=100 \text{ cm}^2$ e $d=1 \text{ m}$ e diferentes condições dos outros parâmetros.

Analisemos em detalhe os factores que determinam o valor de X_s .

2 - Tensão aceleradora

Para um dado número atómico, a probabilidade de ocorrência de efeito Compton diminui com o aumento da energia dos fotões mas, em termos relativos, a intensidade da radiação dispersa aumenta com o aumento da tensão aceleradora. Por outro lado, a dose no paciente aumenta quando a tensão aceleradora diminui. Um compromisso, terá pois, de ser encontrado para se conseguirem condições para as quais sejam obtidas um mínimo de radiação dispersa e a menor dose possível no paciente.

A escolha da tensão aceleradora apropriada para uma dada técnica pode ser baseada em curvas como as da Fig. 2.39. Num recipiente de paredes não absorventes contendo uma espessura de 24 cm de água encontra-se uma lâmina de 2 mm de um material com propriedades de atenuação semelhantes a tecido ósseo típico. A dose média absorvida nos primeiros centímetros da água (dose na periferia), a dose absorvida média no recipien-

te (dose média), e o contraste da lâmina equivalente a osso, são estudados em função da tensão aceleradora. As doses, em Gy, encontram-se em escala logarítmica, à esquerda, e os contrastes em escala linear à direita.

Para baixas tensões aceleradoras, o contraste é mais elevado mantendo-se praticamente constante a partir dos 95 KVp. As doses nas baixas energias são elevadas continuando a diminuir, embora mais lentamente a partir dos 70 KVp.

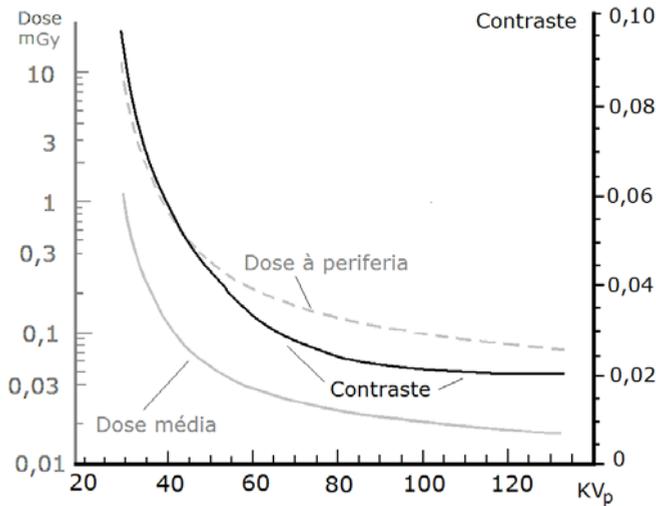


Fig. 2.39 – Dose média periférica, dose média e contraste para um modelo com água e uma lâmina de material análogo ao osso.

Em condições reais, devido às limitações de sensibilidade de contraste do olho humano, a lâmina equivalente a osso só seria detectada para tensões da ordem dos 50-60 KVp. Numa situação biológica equivalente, devido à presença de ruído estrutural, a detecção do objecto obrigaria a uma diminuição da tensão aceleradora com aumento das doses no paciente.

3 - Geometria do feixe

Nas diversas técnicas de diagnóstico radiológico utilizando raios X são, ou foram, utilizadas as seguintes geometrias de feixe: feixe fino, feixe em leque e feixe aberto.

O feixe fino, utilizado em tomografia computadorizada (TC) da primeira geração, faz um uso muito ineficiente dos raios X produzidos pela ampola mas possibilita uma rejeição quase total dos raios dispersos, já que estes não atingem o detector. No feixe em leque é utilizado um conjunto linear de detectores e um feixe divergente e plano de raios X. É a geometria mais utilizada em TC e em osteodensitometria. É detectada uma fracção dos raios dispersos no plano do feixe (cerca de 5% nos TC da 3ª geração). O feixe aberto é utilizado em radiologia convencional de projecção e poderá ser usado nas novas gerações de TC de feixe cónico. É a situação que corresponde à maior fracção de radiação dispersa em TC, que estudaremos mais tarde.

4 - Dimensão do campo

A intensidade relativa da radiação dispersa aumenta com o aumento das dimensões do campo irradiado (Fig. 2.40).

Para feixes com secções rectas iguais às dimensões dos filmes correntemente utilizados, a fracção da intensidade total correspondente à radiação dispersa varia de cerca de 0,6 para a área de 8×8'' até próximo de 1 para 14×17''.

A limitação a um mínimo possível de área do feixe emergente traz consigo, não só melhoria do contraste, como diminui a dose no paciente e trabalhadores.

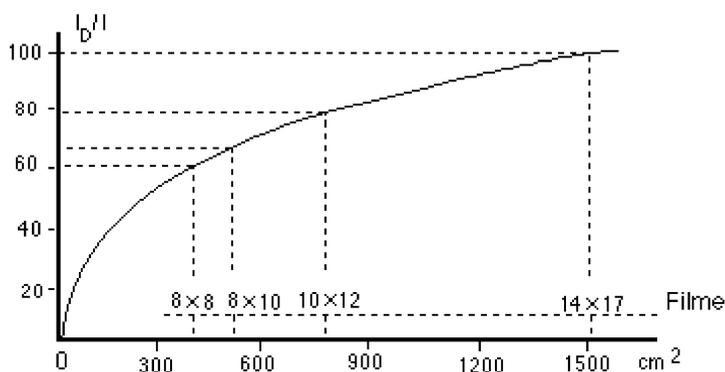


Fig. 2.40 – Intensidade relativa da radiação dispersa e área do campo.

5 - Espessura do doente

Quanto maior for a espessura da parte em exame, maior é a intensidade da radiação dispersa (Fig. 2.41).

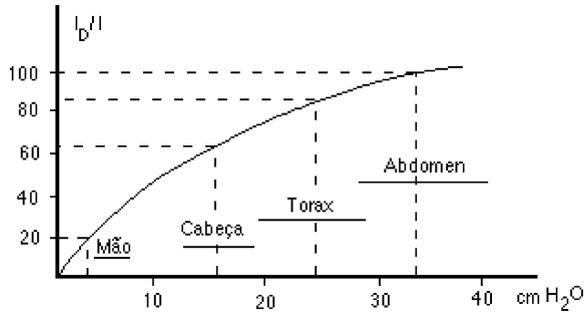


Fig. 2.41 – Intensidade relativa da radiação dispersa e espessura do doente.

Por exemplo, numa radiografia da mão, com 3 cm de espessura, utilizando 70 KVp, cerca de 45% dos fótons incidentes sofrem dispersão.

Num abdómen com 30 cm de espessura, com 70 KVp, uma grande percentagem dos fótons incidentes, próxima de 100%, sofre interacção.

6 - Distância doente-filme

Aumentando a distância do paciente ao filme diminui a radiação dispersa que atinge o filme. De facto, a radiação dispersa emergente do paciente tem trajetórias mais divergentes, em relação ao raio central, do que a radiação primária, pelo que, aumentando a distância doente-filme, uma fracção dos raios dispersos deixará de atingir o filme. Este procedimento é conhecido por técnica de Groedel.

Se a distância foco-filme é aumentada, a intensidade primária vai diminuir, de acordo com a lei do inverso do quadrado da distância, e a imagem fica ampliada pelo factor distância foco-filme sobre distância focopelícula.

Nas regulamentações federais dos EUA é requerida uma HVL mínima de 2,3 mm Al (para 80 kVp) quer em radiografia quer em fluoroscopia. Todavia é recomendado que a HVL mínima seja aumentada para 3,0 mm Al

(para 80 kVp) de modo a reduzir a dose nos pacientes, em particular em fluoroscopia.

7 - Compressão

A compressão de uma parte do corpo, por exemplo, de um abdómen obeso durante o exame radiológico, pode oferecer diversas vantagens:

1. Maior contraste: a espessura do tecido irradiado diminui com a compressão reduzindo a radiação dispersa. Isto produz aumento de contraste na imagem. A diminuição da espessura, quando se aplica compressão, é devida sobretudo ao deslocamento de tecido para fora do feixe pelo que a massa de tecido irradiado também diminui.

2. Redução das perdas de definição devido ao movimento: A parte do corpo sob compressão tem menor liberdade de movimento diminuindo o efeito de esborratamento devido a deslocamentos do paciente.

3. Redução da desfocagem geométrica. As estruturas de interesse podem ser comprimidas ficando mais próxima do filme, reduzindo assim a penumbra.

8. Radiação extra-focal

A radiação chamada de extra-focal tem efeitos semelhantes aos da radiação dispersa, e será aqui considerada. A radiação extra-focal é a radiação X primária emitida de qualquer ponto do tubo de raio X que não a área focal. É originada por electrões inadequadamente focados que interagem dentro da ampola. Os raios X produzidos por estes electrões são emitidos em todas as direcções, a maior parte das vezes fora dos limites do feixe proveniente do foco, aumentando a dose no paciente e somando, no detector, os seus efeitos aos da radiação dispersa. A adição ao feixe emergente da radiação extra-focal que atravessa o paciente vai diminuir o contraste na imagem do mesmo modo que a radiação dispersa. Se não for controlada, a radiação extra-focal pode ser uma fracção importante da energia X emitida (cerca de 20% em condições extremas). Há dois métodos de reduzir a radiação extra-focal, sendo o primeiro a utilização de um diafragma o mais próximo possível da ampola. O segundo é o uso de ânodos com a superfície anterior de grafite onde está alojada a área focal (coroa circular de liga de tungsténio). Devido ao baixo número atómico do carbono, a energia total dos raios X produzidos pelo impacto de electrões extra-focais é muito baixa.

VIII. DISPOSITIVOS LIMITADORES DO FEIXE

Para atenuar a radiação dispersa no feixe emergente e diminuir os seus efeitos no filme, existem dispositivos limitadores do feixe: colimadores (ou diafragmas), cones e cilindros, além das grelhas antidifusoras.

1 - Colimadores

Um colimador rectangular ajustável, com indicação luminosa está, normalmente, aplicado ao conjunto da ampola de modo a que o operador pode limitar a forma e dimensões do feixe de raios X à área de interesse clínico. A colimação do feixe reduz o volume de tecidos sujeito a exposição, originando redução da dose no paciente e na intensidade da radiação dispersa, com aumento do contraste na imagem. O colimador é constituído por lâminas de chumbo, colocadas num plano próximo da ampola que, deslizando umas sobre as outras, criam um orifício que limita o feixe às dimensões exactas do filme em uso ou a uma área específica, em dado estudo.

Podem existir dois conjuntos de lâminas nos colimadores destinadas a criar dois tipos de aberturas: rectangulares e circulares, estas pouco usadas.

Na Fig. 2.42, d_p e d_d são respectivamente as distâncias do foco ao filme (L) e ao diafragma (V) respectivamente. A e B são os lados do orifício rectangular do diafragma e C e D os correspondentes lados do rectângulo projectado no filme.

As relações entre os comprimentos d_p e d_d e os lados A e C ou B e D resultam de conhecidas relações de homotetia.

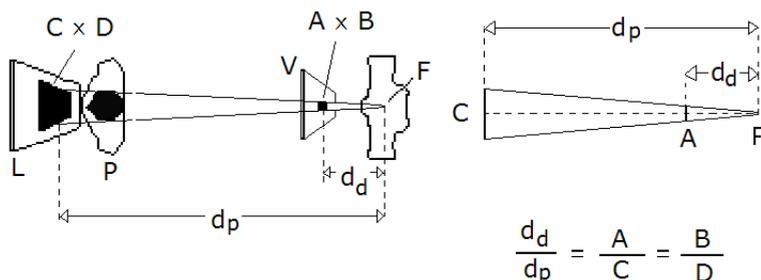


Fig. 2.42 – Efeito geométrico de um diafragma. P - paciente; F - foco.

Um diafragma bem desenhado projecta na radiografia uma imagem cujos limites distam 0,6 cm dos extremos do filme, nos quatro lados do rectângulo.

Por exemplo, para um filme de 8×8 polegadas, uma distância foco-filme de 1m e uma distância foco-diafragma de 10 cm, o lado do diafragma deverá ser

$$A = B = \frac{(8 \times 2,54 - 2 \times 0,6) 10}{100} = 0,215\text{cm}$$

2 - Cones e cilindros localizadores

Os cones e cilindros localizadores usados em radiologia destinam-se a alterar a forma do feixe determinada pelo diafragma.

O feixe limitado pelos cones e cilindros é de secção circular (Fig. 2.43).

Estes dispositivos, utilizados na maioria dos exames radiográficos dentários convencionais, estão limitados para além destes a um reduzido número de exames especiais de outros órgãos (cabeça e coluna).

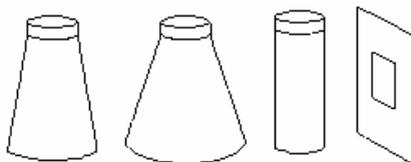


Fig. 2.43 – Limitadores do feixe. Cones, cilindro e diafragma.

Os diafragmas de abertura variável com indicação luminosa vieram destronar o uso dos cones e cilindros.

3 - Grelhas antidifusoras

Os efeitos da radiação dispersa, na deterioração do contraste da imagem radiológica, podem ser diminuídos utilizando grelhas antidifusoras.

As grelhas antidifusoras são dispositivos que são colocadas entre o paciente e o filme e permitem a passagem da maior parte da radiação primária eliminando grande parte da radiação secundária. São constituídas por finas lâminas de chumbo separadas entre si por camadas de material pouco absorvente.

Na Fig. 2.44 pode observar-se, em esquema, um fragmento de uma grelha antidifusora onde se observam as tiras de folha de chumbo (os septos) separadas por espessuras de baixo número atómico, os interceptos.

Uma fracção dos fótons emergentes do paciente atinge a superfície da grelha colidindo com o chumbo dos septos. A maioria destes fótons sejam primários ou secundários, vão ser absorvidos.

A fracção dos fótons que atinge a superfície correspondente a material não absorvente vai penetrar através da espessura da grelha, mas só a atravessarão inteiramente aqueles fótons com orientações tais que não atinjam os septos.

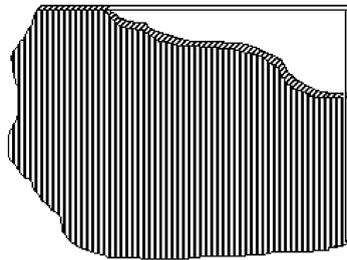


Fig. 2.44 – Fragmento de uma grelha antidifusora mostrando os septos.

Os fótons que atravessam a grelha são, predominantemente, fótons primários.

A fracção dos fótons que atinge a superfície da grelha e é absorvida é, aproximadamente, a relação entre a área de chumbo na superfície da grelha e a área total.

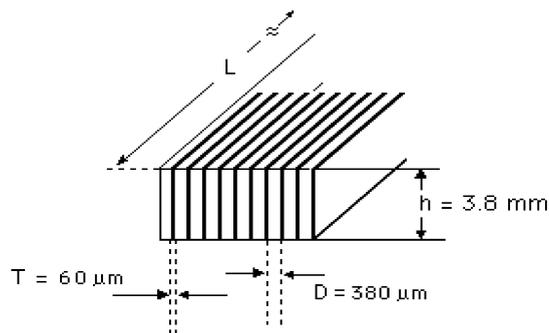


Fig. 2.45 – Parâmetros com interesse numa grelha, com indicação de valores possíveis.

Atendendo à Fig. 2.45, seja L o comprimento dos septos (e inter-septos), T a espessura dos septos, n o número de septos (e inter-septos) e D a espessura dos inter-septos, então a relação entre as áreas referidas é

$$r_a = \frac{nLT}{nL(T+D)} = \frac{T}{T+D} \quad 2.75$$

No caso da figura, teremos que tal fracção é

$$\frac{60}{60 + 380} = 0,1364$$

Neste caso 13,64% dos fotões vão colidir com os septos, logo à superfície.

Supondo que os raios primários são perpendiculares à grelha, a relação r_a é também a fracção absorvida destes raios. A fracção dos raios primários que é transmitida é

$$r_t = 1 - r_a = \frac{D}{T+D} \quad 2.76$$

Os raios dispersos que atinjam a grelha nos inter-septos com trajectórias que se situem em planos paralelos aos septos (ou próximos disso) não são retirados do feixe com o tipo de grelha da figura.

Quer isto dizer que, no exemplo acima, o ângulo máximo com a vertical que um fotão disperso pode apresentar, sem ser absorvido, depende da orientação do plano definido pela trajectória do fotão e pela vertical.

Pode também acontecer que fotões atinjam os septos tangencialmente e com orientações oblíquas atravessando mínimas espessuras de Pb, não sendo absorvidos.

Este facto conduz a um pequeno erro em r_a . Além das espessuras do septo (T) e inter-septo (D) são importantes, como parâmetros característicos, a altura da grelha (h) e a frequência da grelha (F).

A altura de uma grelha é a sua espessura ou, se quisermos, o percurso mínimo dos fotões no inter-septo.

3.1 - Relação de grelha

Relação de grelha, R_g é o cociente

$$R_g = \frac{h}{D} \quad 2.77$$

Grelhas com relações de grelha elevadas são mais eficazes na eliminação da radiação dispersa (Fig. 2.46). Contudo, para uma mesma tensão aceleradora, quanto maior for a relação de grelha maior terá de ser a dose no paciente, para se obter idêntica exposição no filme.

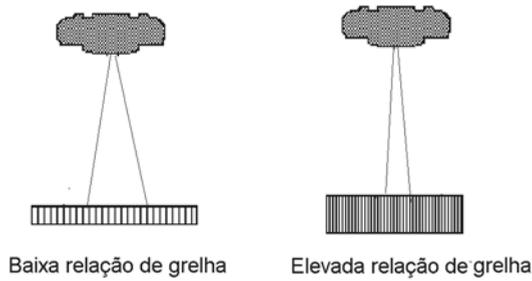


Fig. 2.46 – Grelhas com alta e baixa relação de grelha. Raios com menores ângulos de dispersão são eliminados pela grelha com relação de grelha elevada.

De um modo muito geral as relações de grelha utilizadas em radiodiagnóstico situam-se entre os limites de 5:1 e 16:1.

Uma grelha com relação de grelha 5:1 retira aproximadamente 85% da radiação dispersa. Com uma relação de 16:1 cerca de 97% da radiação dispersa é eliminada. Grelhas com R_g até 8:1 são satisfatórias para tensões até aos 90 KV. Os valores mais altos de relação de grelha (> 8:1) têm interesse, sobretudo, nas técnicas utilizando tensões elevadas (> 90 KV).

As relações de grelha de 8:1 e 10:1 são as mais utilizadas em rotina.

3.2 - Frequência de grelha

A frequência de uma grelha é o número de septos por unidade de comprimento (cm) segundo a normal aos referidos septos. Quanto maior for a frequência de uma grelha maior terá de ser a dose no paciente para uma mesma dose no filme.

Frequências entre 24 e 43 septos por cm são as mais usadas em radiologia.

3.3 - Factor de melhoria de contraste

O parâmetro que quantifica a actuação de uma grelha na sua função de melhorar o contraste é o factor de melhoria de contraste, K.

$$K = \frac{\text{contraste com grelha}}{\text{contraste sem grelha}} \quad 2.78$$

O factor de melhoria de contraste K depende das características do feixe de raios X e aumenta com o aumento da relação de grelha.

Os valores de K entre 1,5 e 2,5 são os mais correntes na prática da radiologia.

3.4 - Selectividade de grelha

Selectividade de uma grelha S é a relação entre as fracções das radiações primária e secundária transmitidas através da grelha

$$S = \frac{\text{frac. rad. primária transm.}}{\text{frac. rad. secundária transm.}} \quad 2.79$$

A selectividade de uma grelha depende sobretudo das características de construção da grelha, dependendo pouco da qualidade do feixe de raios X.

A selectividade depende da massa total de chumbo na grelha, dependendo também da relação de grelha.

Na Fig. 2.47 seja I_0 a intensidade dos raios X incidentes, I_1 e I_2 as intensidades dos feixes primários emergentes dos absorventes 1 e 2 e I_D a intensidade da radiação dispersa emergente, suposta, esta última uniforme em todo o campo da radiação emergente.

Sejam ainda f_p e f_s respectivamente as fracções transmitidas pela grelha da radiação primária e secundária.

Usando a definição de contraste, temos para contraste na situação teórica de ausência de radiação dispersa e sem grelha

$$C_1 = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

O contraste sem grelha é

$$C_2 = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2 + 2I_D} \quad 2.80$$

O contraste com grelha é

$$C_3 = \frac{I_1 f_p - I_2 f_p}{I_1 f_p + I_2 f_p + 2I_D f_s} \quad 2.81$$

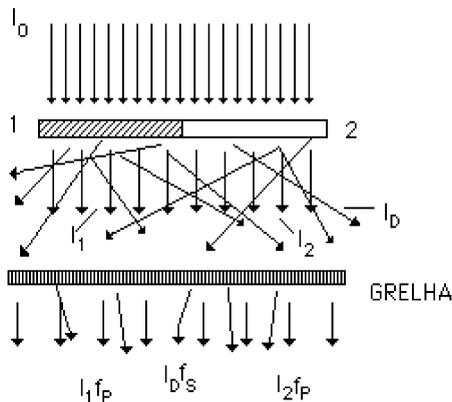


Fig. 2.47 – Esquema representativo da acção de uma grelha.

Por definição, a selectividade é

$$S = \frac{f_p}{f_s} \quad 2.82$$

Então

$$C_3 = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2 + 2I_D/S} \quad 2.83$$

Se aumentar S aumenta C_3 .

3.5 - Factor de grelha

Factor de grelha F_g é a relação entre a dose no paciente necessária para se obter uma imagem com grelha e a dose no paciente necessária para se obter a imagem sem grelha, com idênticos valores de densidade.

$$F_g = \frac{\text{Dose no paciente com grelha}}{\text{Dose no paciente sem grelha}} \quad 2.84$$

O factor de grelha ou factor de Bucky¹⁰ define as alterações que é necessário introduzir nos parâmetros da exposição, em relação aos valores da imagem sem grelha, para manter a mesma densidade na imagem mas com a grelha colocada.

Um outro parâmetro, também usado, com definição próximas de F_g é o Factor de Exposição do sistema de grelha que se define como o quociente do kerma no ar incidente no sistema de grelha colocado no seu lugar, pelo kerma no ar incidente sem o sistema de grelha. O factor de exposição do sistema de grelha depende do tipo de grelha, da qualidade da radiação, da dimensão do campo e da espessura do objecto. Recomendam-se medições a 28 kV e o uso de um fantoma PMMA¹¹ de 4 cm de espessura.

As grelhas obrigam a aumentar a exposição (com aumento da dose no paciente) por factores que vão de 2 a 5, só devendo ser usadas se for essencial para a qualidade da imagem. Quando usadas, deve ser mantido o valor de F_g o menor possível. Autores defendem que o uso de grelhas em radiografia convencional se deve restringir a situações que correspondam a uma espessura de tecido superior a 10 cm.

Na Fig. 2.48 observam-se as curvas do factor de grelha em função da tensão anódica para diversos valores da relação de grelha (12:1, 8:1 e 6:1).

Estas curvas mostram que o factor de grelha decresce com o aumento da tensão anódica kVp e que relações de grelha elevadas são mais efectivas a eliminar a radiação dispersa mas conduzem a factores de grelha maiores e consequentemente, a maiores doses. O factor de grelha cresce com o aumento da espessura do paciente.

¹⁰ - O factor de Bucky é, para alguns autores, o inverso de F_g .

¹¹ - PMMA – Polimetilmetacrilato.

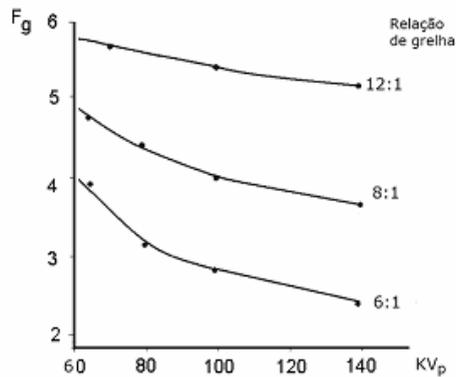


Fig. 2.48 – Factor de grelha vs. KVp para uma área do campo de 10×12 polegadas, espessura equivalente a 30 cm de tecido e três valores de relação de grelha 12:1, 8:1, e 6:1.

3.6 - Análise conjunta dos parâmetros das grelhas

No quadro, em baixo, podemos observar como variam os parâmetros, que definimos atrás, quando se aumenta o valor de uma das constantes h , T ou D , mantendo as outras duas sem alteração. Assim, na segunda coluna, quando se aumenta a espessura do septo (T), mantendo a espessura do inter-septo (D) e a altura da grelha (h) constantes, a frequência da grelha (F) diminui, a relação de grelha (R_g) não é alterada, a fracção da radiação primária (f_p) transmitida diminui, a fracção da radiação secundária (f_s) diminui, o factor de melhoria de contraste (K) poderá melhorar ligeiramente, assim como a selectividade (S) e, por fim, o factor de grelha (F_g) aumenta (Quadro 2.7).

Quadro 2.7 – Variações conjuntas dos parâmetros das grelhas.

h	Const.	Const.	↗
D	Const.	↗	Const.
T	↗	Const.	Const.
F	↖	↖	Const.
R_g	Const.	↖	↗
f_p	↖	↗	Const.
f_s	↖	↗	↖
k	Const.↗	↖	↗
s	Const.↗	↖	↗
F_g	↗	↖	↖

Há um conjunto de regras gerais sobre as grelhas que interessa referir: 1) grelhas com relação de grelha elevada têm factores de melhoria de contraste elevado; 2) grelhas com frequência elevada têm factores de melhoria de contraste baixos; 3) Grelhas pesadas têm geralmente alta selectividade e elevados factores de melhoria de contraste.

3.7 - Tipos de grelhas

a) Grelhas lineares

Estas grelhas têm os septos paralelos entre si e correspondem ao tipo que temos vindo a considerar até ao momento.

São utilizadas com frequência, mas têm o inconveniente de atenuar o feixe primário de maneira não uniforme e tanto mais quanto maior é a distância ao raio central da ampola, Fig. 2.49.

Distância de corte de uma grelha linear é a distância ao raio central para a qual ocorre a absorção total do feixe primário.

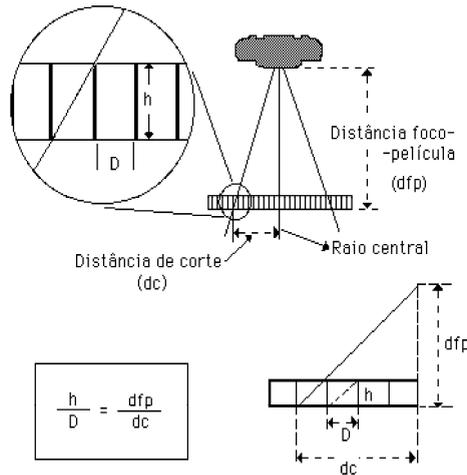


Fig. 2.49 – Distância de corte numa grelha linear.

Como se observa na Fig. 2.49 a distância de corte (dc) é dada pela relação

$$dc = \frac{dfp D}{h} \quad 2.85$$

onde dfp é a distância foco-película.

b) Grelhas cruzadas

Dissemos que os raios dispersos que atinjam uma grelha linear nos inter-septos com trajectórias que se situem em planos paralelos aos septos (ou próximos disso) não são retirados do feixe e que o ângulo máximo, com a direcção do raio central, que um fotão disperso pode ter, sem ser absorvido, depende da orientação do plano definido pela trajectória do fotão e pelo raio central. As grelhas cruzadas não apresentam esse inconveniente. Estas grelhas são como que duas grelhas lineares sobrepostas e com septos perpendiculares entre si (Fig. 2.50).

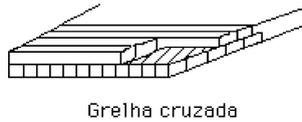


Fig. 2.50 – Esquema de uma grelha cruzada.

As grelhas cruzadas são mais eficazes a eliminar a radiação difusa do que as grelhas lineares.

Uma grelha cruzada com R_g de 6:1 é mais eficiente a eliminar a radiação dispersa do que uma linear com R_g de 12:1.

As grelhas cruzadas têm alguns inconvenientes que justificam a sua pouca utilização, pois requerem um perfeito alinhamento do raio central com o centro da grelha, não podem ser usadas com mesas inclinadas e têm os inconvenientes já referidos em relação à distância de corte.

c) Grelhas focadas

São grelhas que, num plano normal à grelha e contendo o raio principal, apresentam os septos orientados segundo a direcção dos raios primários (Fig. 2.51). As grelhas focadas são desenhadas para serem utilizadas a uma distância fixa. Há, contudo, um intervalo de utilização possível, com alguma degradação das características óptimas. Por exemplo, uma grelha focada para uma distância de trabalho de 100 cm, pode usar-se desde cerca de 90 cm a 110 cm, se não possuir elevada relação de grelha. As grelhas com elevada R_g têm pequenas distâncias de utilização.

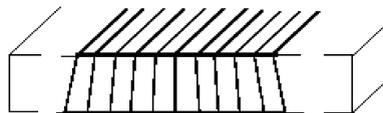


Fig. 2.51 – Corte esquemático de uma grelha focada.

Evidentemente, as grelhas focadas, quando bem utilizadas, não apresentam distância de corte.

As grelhas focadas têm grande utilização na rotina corrente do diagnóstico radiológico, obrigando a cuidados especiais para evitar as situações representadas na Fig. 2.52.

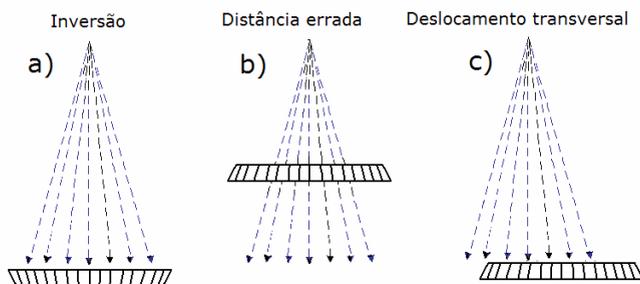


Fig. 2.52 – Erros possíveis na colocação de grelhas focadas: a) Inversão. b) Distância ao foco errada. c) Deslocamento transversal do raio central do feixe e o eixo da grelha.

d) Grelhas móveis

Destinam-se a evitar o inconveniente, inerente às grelhas estáticas, de produzirem no filme, uma imagem dos septos, constituída por um conjunto de linhas paralelas. Esta imagem pode evitar-se, sem prejuízo do efeito de eliminação da radiação dispersa, fazendo mover a grelha.

Diversos movimentos são utilizados: movimento único, movimento de vai e vem e movimento vibratório.

O dispositivo constituído pela grelha e mecanismo de movimento é chamado de «Potter-Bucky»¹² ou simplesmente «Bucky».

Alguns aspectos devem ser consideradas no uso das grelhas móveis. As dimensões do Potter-Bucky fazem aumentar a distância entre o paciente e o filme o que aumenta a desfocagem geométrica da imagem. O tempo de exposição não pode ser muito curto ou a grelha não será capaz de se mover o suficiente para evitar o aparecimento de listras de densidade no filme. Os septos da grelha móvel não devem ser visíveis na imagem para o tempo de exposição mais curto usado na prática. No caso de alimentação pulsada o

¹² - Homenagem aos Drs. Gustav Bucky e Hollis Potter pelo trabalho desenvolvido nesta área.

movimento da grelha não pode estar sincronizadas com os impulsos de tensão pois se o estiver, os septos aparecem na imagem.

Nos exames do adulto devem ser utilizadas grelhas móveis com uma relação de grelha mínima de 10:1 e frequência 32 septos/cm.

É boa prática fazer uma imagem das grelhas com uma baixa tensão (50 kVp) e verificar se são visíveis artefactos perturbadores.

3.8 - Análise de algumas propriedades

Consideremos que a quantidade de radiação dispersa no centro do inter-septo, junto do detector, é proporcional ao volume do objecto dispersor visto directamente por esse ponto (Fig. 2.53). O objecto encontra-se encostado à grelha. Sendo a a distância da grelha ao extremo do objecto, o volume da região referida é a diferença entre o volume do cone de revolução cuja secção é o grande triângulo $\overline{123}$ e o volume do pequeno cone de revolução de secção cinzento escuro, inscrito no septo, é

$$V = \frac{\pi}{12} \frac{1}{R_g^2} [(a+h)^3 - h^3] \quad 2.86$$

ou seja, o volume V é uma função da relação de grelha e da altura de grelha. Mas, como $a \gg h$ e h é pequeno, vem

$$V = \frac{K}{R_g^2} \quad \text{com} \quad K \approx \frac{\pi}{12} a^3 \quad 2.87$$

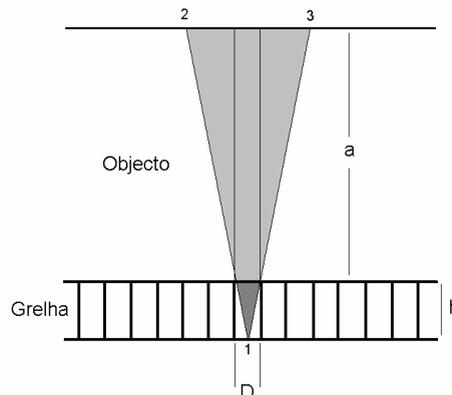


Fig. 2.53 – O volume do dispersor visto do centro do inter-septo é o tronco de cone de altura a e cuja secção recta é a área a cinzento claro.

No caso da radiação primária é evidente que variando R_g à custa de h e considerando os raios primários paralelos aos septos, a intensidade desta radiação transmitida através da grelha mantém-se constante. Contudo, se R_g variar à custa de D , a intensidade da radiação primária transmitida já varia.

Deste modo, para uma dada espessura do objecto tanto a radiação primária como a dispersa que são transmitidas através da grelha dependem da relação de grelha mas, também de h ou D , isoladamente, ou seja, são funções de R_g e h (ou D).

Para as grelhas geralmente utilizadas, a intensidade do feixe primário transmitida é da ordem dos 65%.

Consideremos grelhas com o mesmo valor de T e a mesma área total, mas com alturas e inter-septos diferentes.

Na Fig. 2.54 temos as duas hipóteses de obter uma R_g dupla da de uma grelha com altura h e inter-septo D

$$R_g = \frac{2h}{D} = \frac{h}{D/2} \quad 2.88$$

Apesar da relação de grelha ser a mesma nos dois casos, em b) onde o inter-septo (i.s.) é igual a $D/2$, o número de septos é maior do que em a). A relação entre a área de chumbo na superfície da grelha e a área total para os dois casos da Fig. 2.54 é diferente

$$r_a = \frac{T}{T + D} \quad e \quad r_b = \frac{T}{T + D/2} \quad 2.89$$

T é a espessura do septo que supomos constante.

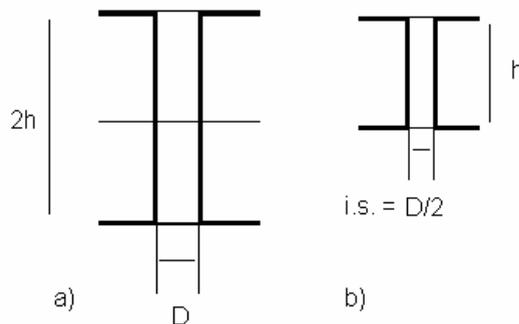


Fig. 2.54 – Grelhas com relações de grelha idênticas mas com diferentes parâmetros.

Uma expressão geral para R_g , é

$$R_g = \frac{1}{1 + kD} \quad 2.90$$

com $k = \frac{c}{T}$ e c a relação (i.s./D).

Se R_g aumentar unicamente à custa de h , a intensidade primária que atinge o filme não vai, praticamente, sofrer variação.

Se $h = C^{te}$ e D variar, a intensidade primária transmitida vai variar aproximadamente com a equação

$$\frac{I_t}{I_o} = 1 - \frac{1}{1 + kD} = \frac{kD}{1 + kD} \quad 2.91$$

IX. INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO COM OS DETECTORES

Em radiologia é importante conhecer as propriedades dos detectores para tornar possível prever a qualidade e o interesse dos diversos sistemas de detecção disponíveis. As propriedades dos sistemas de imagem são expressas em termos físicos usando parâmetros definidos para o efeito e geralmente aceites. As quantidades físicas mais utilizadas para caracterizar as propriedades relevantes dos detectores são:

- Abertura de campo
- Características geométricas estruturais
- Eficiência
- Resolução espacial (Função de resposta a um ponto (PSF) e a uma linha (LSF) e função de transferência de modulação (MTF), a estudar no Cap. III.
- Gama dinâmica
- Contraste do detector
- Uniformidade
- Velocidade de aquisição
- Número de imagens por segundo
- Outras características físicas intrínsecas do detector
- Estatística dos processos
- Características do ruído

Consideremos brevemente estes itens:

1. Abertura de campo

O sistema de imagem deve permitir a detecção dos raios X emergentes da região anatómica em estudo. Existem dimensões de filme disponíveis de acordo com as necessidades gerais da radiografia: 18×24 cm, 24×30 cm, 35×43 cm (radiografia do tórax) que, de um modo geral, inspiram as dimensões de todos os detectores. Os tubos intensificadores de imagem obrigam a campos circulares com diâmetros de 15 a 40 cm.

É importante não esquecer que as imagens radiológicas têm sempre uma ampliação inerente (2-10%) que depende das distâncias foco-filme e objecto-filme.

2. Características geométricas estruturais

Existem regiões mortas nos detectores: nas bordas dos detectores ou entre detectores unitários, quando em associação. Nos detectores de grande área de detecção obtida por formação de painéis de pequenos detectores unitários, o último efeito é muito importante. Nestes casos, define-se o factor de preenchimento como a relação entre a área de detecção efectiva e a área total (Fig. 2.55 a)). Nos circuitos integrados dos detectores dos sistemas da radiografia digital, juntamente com a área fotosensível é necessário ocupar espaço para a colocação de componentes electrónicos e ligações entre estes, com diminuição do factor de preenchimento.

A espessura do detector é causa de degradação da resolução espacial particularmente quando são usados detectores de luminescência, Fig. 2.55 b).

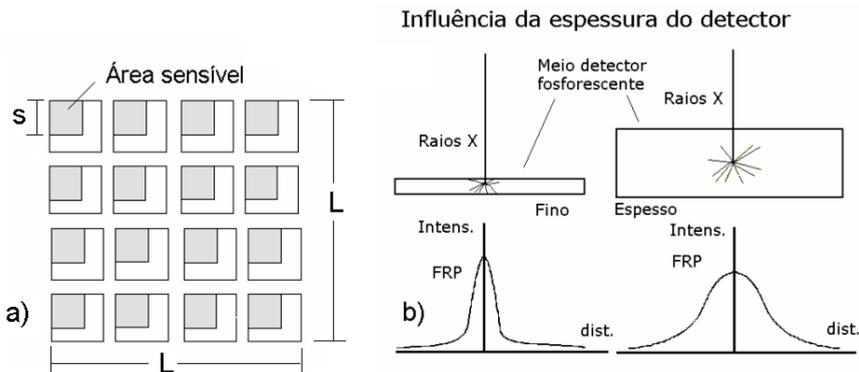


Fig. 2.55 – a) O factor de preenchimento no detector da figura é $16 \times s^2 / L^2$. b) Influência da espessura na função de resposta de um detector fluorescente.

3. Eficiência do detector

Aplica-se ao tipo de energia específico utilizado e mede a fracção da energia emitida pelo objecto que é, efectivamente, usada pelo detector para produzir a imagem. Em termos gerais a eficiência de um detector pode ser dividida em três componentes: eficiência geométrica, eficiência quântica (ou intrínseca) e eficiência de conversão (ou extrínseca). A primeira é a relação entre o ângulo sólido visto pelo detector e o ângulo sólido de emissão. A segunda é a fracção da energia incidente no detector que é absorvida. A terceira mede o rendimento no processo de transformação da energia absorvida pelo detector em sinal útil. Consideremos as duas últimas com algum pormenor.

a) *Eficiência quântica*, E_Q , mede a probabilidade de interacção, i.e., a fracção da energia dos fotões incidentes que é absorvida pelo detector

$$E_Q = 1 - e^{-\mu x_d} \quad 2.92$$

onde x_d é a espessura do detector e μ o coeficiente de atenuação linear do material que o constitui.

A eficiência quântica depende de μ do material detector, da espessura do detector e da energia dos fotões. A eficiência quântica é modificada pelos materiais absorventes colocados no trajecto dos raios incidentes, como as protecções que envolvem os detectores tais como janelas de entrada (alumínio, vidro, titânio, etc.), grelhas e colimadores.

Na região do visível do espectro electromagnético (1 de 400 a 700 nm) o olho humano, como detector, tem uma E_Q de cerca de 1%. Para a mesma região do espectro, o filme fotográfico tem, tipicamente, E_Q de 5 - 20% e os CCDs, de 50 - 90%.

b) *Eficiência de conversão*, E_c , é a fracção da energia dos fotões absorvida pelo detector que é convertida num sinal mensurável, eléctrico ou luminoso.

c) *Eficiência total de um detector* (ou sensibilidade) é o produto das eficiências quântica e de conversão, $E_t = E_Q \times E_c$.

Adicionalmente, a eficiência total do detector depende do tempo morto do sistema, ou seja, do intervalo de tempo, depois de uma detecção, no qual o detector é incapaz de uma nova detecção.

Um sistema com sensibilidade elevada incorpora mais informação nas imagens, num mesmo tempo, que um sistema de pequena eficiência.

Num ecrã intensificador com eficiência quântica 0,4 e eficiência de conversão 0,5 a eficiência total é 0,2.

4. Uniformidade de resposta

Uniformidade significa igual sensibilidade do sistema em todo o campo de visão do detector. A não uniformidade espacial é comum na maioria dos sistemas de imagem. Como consequência desta deficiência a imagem de objectos uniformes não é uniforme, ou seja, a sensibilidade em todos os pontos da área de detecção de um detector não é constante (Fig. 2.56).

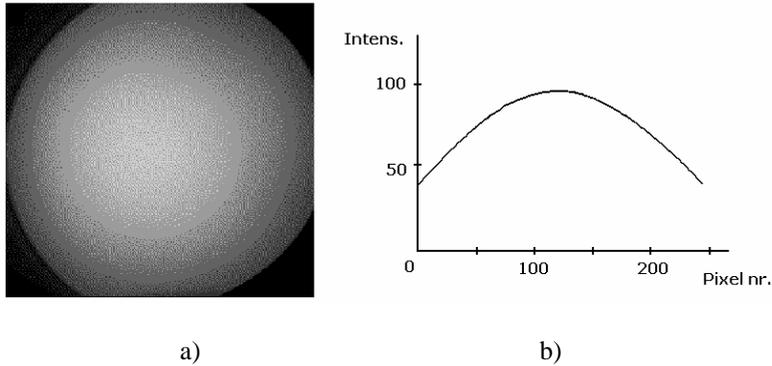


Fig. 2.56 – Resposta não uniforme de um sistema detector a um disco homogêneo (vignetting).

Num sistema digital podem analisar-se os elementos de imagem individualmente e proceder a correcções por software.

5. Intervalo de resposta e resposta dinâmica de um detector

O intervalo de resposta de um detector (ou latitude no caso do filme) é o intervalo entre os valores de exposição da radiação incidente, desde o mínimo ao máximo, que produzem respostas tratáveis como sinal útil pelo detector (ou como densidades utilizáveis, no caso do filme) determinando o número de níveis de cinzento que são representáveis na imagem. Tem dimensões de uma exposição sendo referida em mR ou C/Kg.

A resposta dinâmica (RD) ou gama dinâmica (diferente do intervalo de resposta) quantifica a capacidade de um detector de medir, registar e permitir visualizar grandes diferenças da quantidade em avaliação e caracteriza o intervalo de resposta do detector. Uma gama dinâmica larga e uma curva de resposta linear são sempre desejáveis num detector. A resposta dinâmica (RD) é medida pela relação entre o maior e o menor sinal detectáveis pelo detector, ou seja, para os sistemas de raios X, pela relação entre a intensida-

de incidente no paciente I_i e o valor mínimo da intensidade emergente I_e (máximas condições de atenuação), ou seja,

$$RD = I_i / I_e = 1/e^{-\mu x} \quad (\text{pois } I_e = I_i e^{-\mu x}) \quad 2.93$$

onde x é a espessura equivalente do absorvente para o máximo de atenuação e μ o coeficiente de atenuação efectivo. A RD não tem dimensões sendo usualmente expressa por uma relação em que se considera a intensidade emergente unitária, por exemplo 20:1, 50:1, etc.

Num estudo particular a resposta dinâmica do detector deve ajustar-se ao intervalo de variação da intensidade emergente do paciente de modo a abranger o intervalo total de contrastes.

Em mamografia para $E_{ef} = 20 \text{ KeV}$, $\mu \approx 0,7613 \text{ cm}^{-1}$ e supondo $x = 4,5 \text{ cm}$

$$RD = 1/e^{-3,42585} = 30,75 \sim 30:1$$

Para $E_{ef} = 20 \text{ KeV}$, $\mu \approx 0,7613 \text{ cm}^{-1}$ e supondo agora $x = 6 \text{ cm}$

$$RD = 1/e^{-4,5678} = 96,33 \sim 100:1$$

A gama dinâmica típica de um filme radiológico estende-se de 10:1 a 100:1 dependendo da latitude do filme.

A resposta dinâmica de alguns dos detectores dos novos sistemas da radiologia digital é de cerca de 10000:1. As curvas de resposta relativa em função do logaritmo da exposição dum filme radiológico típico, de um tubo intensificador de imagem e de um detector digital típico, em termos de resposta relativa vs. logaritmo da exposição são apresentadas na Fig. 2.57.

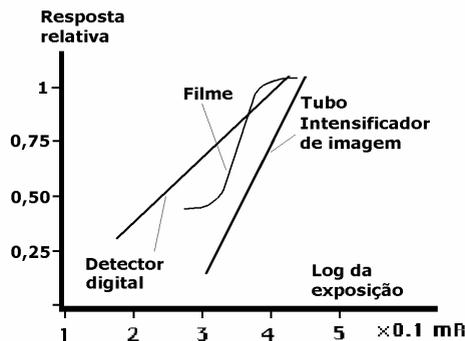


Fig. 2.57 – Resposta dinâmica para um detector digital típico, filme radiológico+ecrã e tubo intensificador de imagem.

Como se observa o intervalo de resposta do detector digital é substancialmente maior do que o do filme e algo maior do que o do tubo intensificador de imagem.

6. Contraste do detector

No feixe de raios X emergente de um absorvente onde definimos duas intensidades I e I' o contraste entre estas é, por definição

$$C_i = \frac{I - I'}{I + I'} \quad 2.94$$

ou, se I e I' são próximos

$$C_i \approx \frac{\Delta I}{2I} \quad 2.95$$

e, para a relação sinal/ruído temos

$$S/R_i = \frac{\Delta I}{I} \quad 2.96$$

Vamos admitir que as intensidades I e I' vão originar, num detector luminâncias B e B' , respectivamente. Podemos definir o contraste C_B ou a relação sinal ruído S/R_B , correspondentes a estas luminâncias e comparar com os valores C_i e S/R_i , obtidos para a intensidade do feixe emergente.

Se, para um particular detector, utilizando a Eq. 2.95 ou 2.96 temos

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta I}{I} \quad 2.97$$

184

a função $B(I)$ é uma recta que passa pela origem. O detector tem resposta linear. O tubo intensificador de imagem+câmara de televisão e os sistemas de radiografia digital satisfazem esta condição.

Se,

$$\frac{\Delta B}{B} > \frac{\Delta I}{I} \quad 2.98$$

e

$$\frac{\Delta B}{\Delta I} > \frac{B}{I} \quad 2.99$$

para um ponto qualquer da curva $B(I)$, isso significa que há ampliação de contraste. É o caso da curva 2 da Fig. 2.58 a). A tangente T à curva $B(I)$ num ponto qualquer da curva tem uma inclinação $(\Delta B/\Delta I)$ maior do que a inclinação média da curva até ao ponto considerado, (inclinação da corda). Este é o caso do filme+ecrã intensificador.

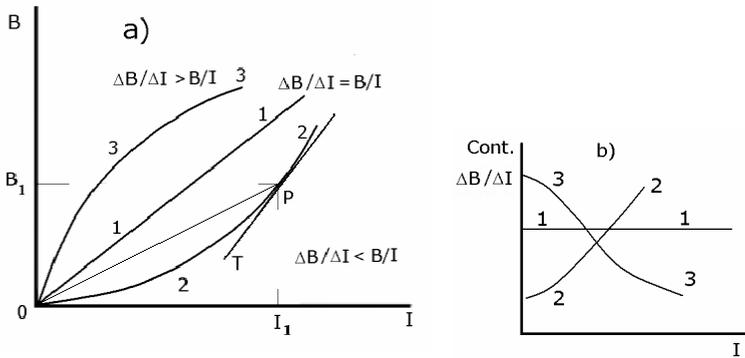


Fig. 2.58 – a) Respostas $B(I)$ dos detectores. Curva 1 - resposta linear. Curva 2 - ampliação do contraste. Curva 3 - compressão do contraste. b) Variação do contraste vs. I ponto a ponto nas três curvas.

No caso da curva 3 há compressão do contraste. A tangente à curva num ponto tem uma inclinação menor do que a inclinação média da curva até ao ponto considerado. Esta é uma curva logarítmica que corresponde aos casos da radiologia computadorizada e à digitalização do filme radiológico. A Fig. 2.58 b) mostra a variação do contraste vs. I , ponto a ponto, nas três curvas.

7. Distorção

Ocorre distorção nos sistemas de imagem como resultado de aberrações na óptica das associações de lentes, de mapeamento não linear (que pode ser dependente da posição ou do ângulo) e de escalamento não linear. Manifesta-se por distorções do tipo alfineteira («pincushion») onde as imagens de linhas rectas paralelas aparecem com concavidade para o exterior (Fig.5.29) ou do tipo barril («barrel») onde a curvatura é oposta à anterior, como ocorre, por exemplo, nos tubos intensificadores de imagem e «vignetting» onde a imagem perde brilho na periferia. Estes efeitos revestem-se de especial importância nos sistemas de imagem dinâmica.

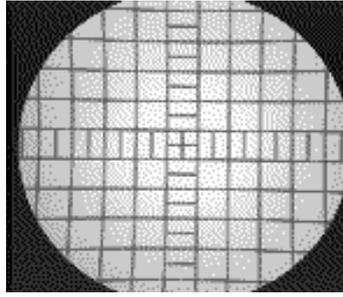


Fig. 2.59 – Distorção do tipo «pincushion» onde as imagens de linhas rectas paralelas aparecem com concavidade para o exterior.

8. Outras características físicas dos detectores

Características físicas como a abertura efectiva do detector, a frequência de amostragem espacial efectuada e os efeitos de dispersão do sinal estão associadas aos detectores e poderão influenciar substancialmente a qualidade da resposta.

a) *Abertura efectiva* - aplica-se a detectores discretos e é a porção activa do elemento detector cuja dimensão vai determinar a resposta espacial de máxima frequência.

b) *Frequência de amostragem espacial* - segundo uma direcção - inverso da distância que corresponde ao elemento de amostragem segundo a direcção considerada. Não deve ser inferior à frequência de Nyquist¹³ para a situação em causa sob pena de ocorrer aliasing.

Outros factores, independentes do detector, como as dimensões efectivas da área focal, o tempo de aquisição da imagem, a ampliação e o movimento relativo entre paciente e detector, afectam a qualidade ou as características da imagem.

9. Ruído

As flutuações estatísticas na intensidade dos raios X emergentes da ampola constituem ruído de Poisson.

¹³ - As definições de frequência de Nyquist e de aliasing encontram-se no Cap. VII, II, 2.

A estatística da interacção dos fótons X com o detector pode ser considerada binomial com uma probabilidade de sucesso EQ, mas o número dos quanta que interagem têm uma distribuição de Poisson com desvio padrão

$$\sigma = (N_0 EQ)^{1/2} \quad 2.100$$

onde N_0 é o número dos fótons incidentes. Se a detecção é seguida por um processo com ampliação de ganho médio g , a amplitude média do sinal¹⁴ é

$$S = N_0 EQ g \quad 2.101$$

O desvio padrão desta quantidade deve incorporar o ruído do sinal e o ruído do processo de amplificação σ_g . Com a contribuição das duas fontes vem para ruído total¹⁵,

$$\sigma_S = \{N_0 EQ [g^2 + \sigma_g^2(1 + N_0 EQ)]\}^{1/2} \quad 2.102$$

Para definir por completo o ruído temos de considerar a dependência do sinal e do ruído na frequência espacial.

O ruído pode ser descrito por completo pelo espectro de potência ou espectro de Wiener.

X. PRODUTOS DE CONTRASTE

Um processo corrente de aumentar o contraste é a utilização de produtos de contraste (PCs). Estes produtos provocam um aumento da atenuação pelos tecidos atravessados pelos RX, permitindo uma melhor definição dos contornos das estruturas visualizadas ou seja, um reforço do contraste.

O poder opacificante de uma substância define-se a partir da noção de massa por unidade de superfície, M_S :

¹⁴ - Sinal neste contexto é a quantidade que interessa conhecer e se coloca em confronto com o ruído, indesejável.

¹⁵ - Pode provar-se que a variância do produto de duas variáveis aleatórias independentes A e B é

$$\text{Var}[AB] = \text{Var}[A] \text{Var}[B] + \text{Var}[A] \bar{B}^2 + \text{Var}[B] \bar{A}^2$$

onde $\text{Var}[A]$ é a variância de A e B o valor médio de B, donde se (N_0EQ) e g são as variáveis vem

$$\text{Var}[S] = \text{Var}[N_0EQ] \text{Var}[g] + \text{Var}[N_0EQ] \bar{g}^2 + \text{Var}[g] (N_0EQ)^2.$$

$$M_s = C \times \Delta x$$

2.103

com C , a concentração em átomos de Z elevado (iodo ou bário) e Δx , a espessura dessa mesma substância de contraste. Isto significa que lâminas de dois PCs de espessura, respectivamente, 1 e 5 cm são equivalentes se as concentrações de iodo forem de $0,01 \text{ g/cm}^3$ e $0,002 \text{ g/cm}^3$. Vejamos os contrastes produzidos e, para tal, retomemos o caso da Fig. 2.6 b) e suponhamos que nesta, para cada um dos prismas com soluções de iodo, se justapunham prismas iguais mas de água, sem PC, Fig. 2.60 a) e b). As intensidades do feixe transmitidas através dos prismas de água são

$$I_1 = I_0 \times e^{(-1 \times 0,184)} = I_0 \times 0,832$$

$$I_1' = I_0 \times e^{(-5 \times 0,184)} = I_0 \times 0,398$$

os contrastes entre os feixes emergentes dos prismas justapostos são

$$C = \frac{I_0(0,832 - 0,803)}{I_0(0,832 + 0,803)} = 0,018$$

$$C' = \frac{I_0(0,398 - 0,384)}{I_0(0,398 + 0,384)} = 0,018$$

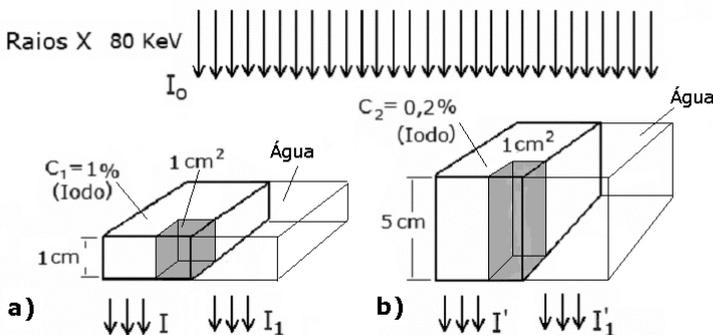


Fig. 2.60 – Equivalência em massa do PC para o iodo.

Ou seja, o contraste é igual nos dois casos, só dependendo da quantidade de iodo encontrada. A espessura e composição dos meios terá de ser a mesma para esta conclusão ser verdadeira.

O contraste obtido após a administração de um meio de contraste depende ainda da energia do feixe de RX utilizado, existindo um valor energético óptimo com o qual se obtém um coeficiente de atenuação linear máximo. No caso do iodo, este valor situa-se abaixo dos 77 KeV.

A utilização de produtos de contraste permite, não só aumentar o contraste entre diferentes estruturas, mas possibilita também os estudos funcionais dinâmicos e morfológicos de determinados órgãos como, por exemplo, no caso da urografia intra-venosa.

Os produtos de contraste dividem-se em positivos e negativos. Os primeiros, muito atenuantes, são substâncias de número atómico elevado, como é o caso do sulfato de bário ou dos compostos iodados. Os produtos de contraste negativo, são, pelo contrário, muito pouco atenuantes, como por exemplo, o ar ou o CO₂, Fig. 2.61.

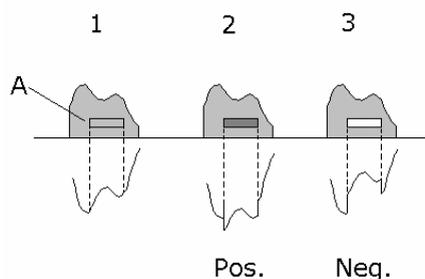


Fig. 2.61 – Contraste artificial negativo e positivo: O objecto A não é radiologicamente visível sem contraste (1). Pode, no entanto visualizar-se com contraste positivo (2) (se for possível impregná-lo com um produto com grande poder opacificante) ou com contraste negativo (3) (se o seu conteúdo for preenchido por um gás).

A escolha de um produto de contraste depende de factores como a estrutura a visualizar, a técnica a usar e a toxicidade do próprio PC.

Os PCs utilizados pela TC são hidrossolúveis e hidrófilos e, hiperosmolares ou isoosmolares, não sofrem metabolização e são eliminados, quase exclusivamente, por ultra-filtração glomerular. Em geral são complexos triiodados, tratando-se de sais de um ácido benzénico, onde todos os átomos de carbono do anel benzénico devem ser substituídos, de modo a que os riscos de intolerância sejam diminuídos.

Actualmente são já disponíveis PCs não iónicos que permitem reduzir os efeitos secundários em virtude de possuírem uma osmolaridade bastante inferior à dos PCs convencionais.

1. A composição química dos PCs

Actualmente há quatro tipos distintos de contrastes iodados usados em radiologia. Os PCs têm uma estrutura básica orgânica com um anel benzênico, Fig. 2.62, onde se encontram 3 átomos de iodo, nas posições 2, 4 e 6.

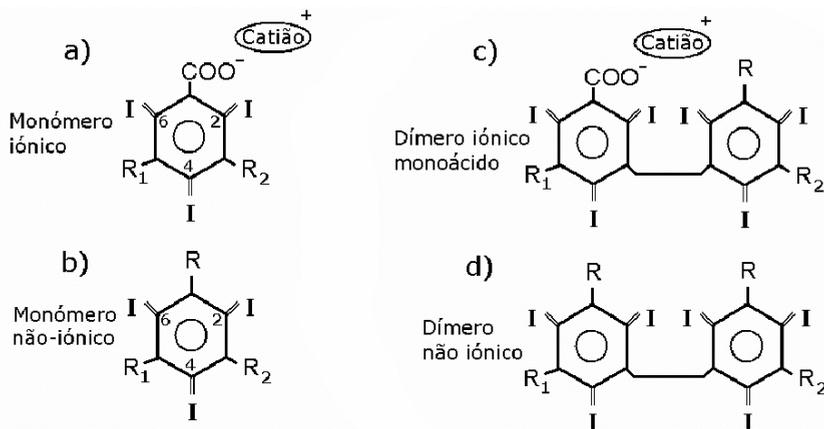


Fig. 2.62 – Principais classes de meios de contraste radiológico.

Na posição 1 encontra-se uma função ácida salificada.

Os átomos de carbono na posição 3 e 5 são portadores de radicais responsáveis pelas propriedades específicas da molécula.

Os produtos tri-iodados e iónicos da primeira geração apareceram na década de 50, com a função salina a ser assegurada pelo sódio (Na⁺), pela meglumina¹⁶ (MgI⁺) e mais frequentemente pela combinação Na⁺/MgI⁺

Em solução, estes sais contendo três átomos de iodo ionizam-se, duplicando a pressão osmótica, com uma relação iodo/partícula de 3/2=1,5.

Devido à ionização a osmolalidade resultante é bastante elevada (1500-2200 mOsm/Kg de H₂O), comparativamente com a osmolalidade plasmática (300 mOsm/Kg H₂O).

Os produtos de contraste acima descritos são designados de alta osmolalidade (PCAO) ou HOCM («high osmolality contrast média»).

Duas novas formas químicas permitiram baixar os valores de osmolalidade: Na primeira (Fig. 2.63 a)) juntam-se duas estruturas de base por

¹⁶ - Meglumina é uma designação abreviada da metilglucosamina.

forma a criar um dímero hexa-iodado iónico mantendo uma função ácida na posição 1 do primeiro anel benzénico.

Em solução este composto contém 6 átomos de iodo, decompondo-se em duas partículas (relação iodo/partícula $6/2 = 3$).

Na segunda Fig. 2.63 b) é substituída a função ácida da posição 1 dum produto tri-iodado por um radical R (função amida CNOH) que assegure a solubilidade. Estes produtos são então monómeros não iónicos.

Em solução este composto contém 3 átomos de iodo, apenas com uma partícula (relação $3/1 = 3$).

A osmolalidade desta geração de produtos situa-se entre os 600 e 800 mOsm/Kg H₂O.

Estes são produtos de contraste de baixa osmolalidade (PCBO) ou LOCM («low osmolality contrast media»).

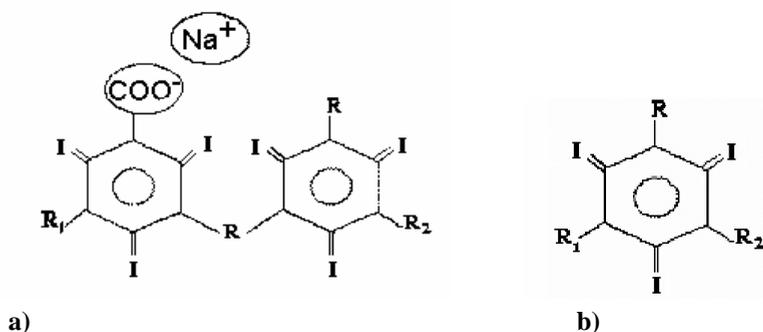


Fig. 2.63 – Formas químicas de PCs com baixa osmolalidade.

A redução da osmolalidade dos meios de contraste continuou, estando já disponíveis, produtos, que à custa da criação de um dímero com 6 átomos de iodo, se tornaram praticamente iso-osmolares, Fig. 2.64. Em solução este composto contém 6 átomos de iodo, com apenas uma partícula (relação $6/1 = 6$). A osmolalidade destes produtos é quase igual à do plasma. Por esse facto estes são produtos de contraste chamados iso-osmolares (PCIO) ou IOCM (Iso osmolar contrast media)

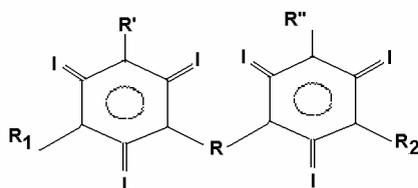


Fig. 2.64 – Formas químicas de um PC iso-osmolar.

A evolução dos produtos de contraste em termos da diminuição da osmolalidade, com as diversas melhorias, pode ser observada na Fig. 2.65.

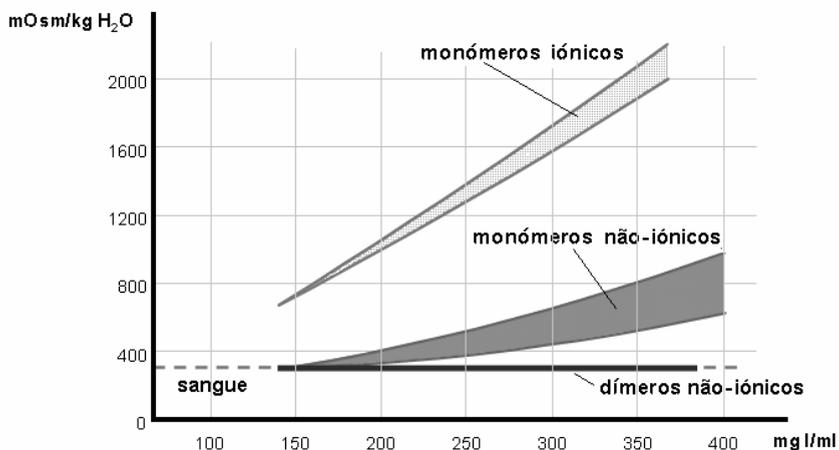


Fig. 2.65 – Osmolalidade em função da massa de iodo/ml para os diversos tipos de PCs.

O uso de meios de contraste não-iônicos diminuiu substancialmente a ocorrência de reacções adversas severas e representa o meio mais eficaz de serem efectuados os exames utilizando meios de contraste com risco reduzido.

A melhoria das propriedades dos PCs a partir dos produtos iônicos foi obtida por eliminação de grupos carboxílicos para diminuir a neurotoxicidade, por eliminação de iões de modo a diminuir a osmotoxicidade e por adição de grupos hidroxílicos a fim de diminuir a quimotoxicidade.

2. Propriedades físico-químicas dos PCs

O conceito de meio de contraste ideal está presente em toda a investigação e desenvolvimento de produtos de contraste não só em radiologia como em outras áreas da imagiologia. Trata-se de um conceito simples e refere-se aos atributos de um produto que forneça um máximo de informação de diagnóstico sem quaisquer reacções adversas.

Um produto de contraste para se aproximar deste ideal necessita de possuir um conjunto de propriedades físico-químicas específicas. No caso da radiologia uma propriedade óbvia é o contraste possuir um coeficiente de

atenuação suficientemente elevado de modo a uma pequena massa do mesmo ser identificada, no corpo humano.

Exemplos de elementos para os quais as descontinuidades nos coeficientes de atenuação são importantes na sua selecção como produtos de contraste são o iodo ($Z=53$) e o bário ($Z=56$) que apresentam descontinuidades K a 33 KeV e 37,4 KeV, respectivamente (Figs. 2.20 e 2.33).

A maioria dos PCs iodados apresenta uma boa solubilidade na água. Nos contrastes iónicos a boa solubilidade deve-se à formação de sais de sódio ou meglumina (os últimos mais solúveis do que os primeiros) e nos contrastes não iónicos às cadeias laterais hidrofílicas e em especial, aos grupos hidroxialquilos.

A viscosidade representa o factor mais limitativo na velocidade de injeção e tem de ser tomada em conta na escolha dos PCs.

Uma baixa afinidade às proteínas é importante para diminuir eventuais reacções.

Os PCI são administrados, na maior parte das situações, por injeção intra-vascular. São biocompatíveis. São eliminados (95 a 99 %) por via renal e por simples filtração glomerular, sem secreção tubular nem reabsorção. A eliminação é ainda aumentada pela diurese osmótica induzida pela hiperosmolalidade.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • III

•

ÓPTICA RADIOLÓGICA E TEORIA DA IMAGEM

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

Em geral, as imagens médicas são representações num plano de propriedades (ou parâmetros) das regiões em estudo (que são objectos muito complexos) e podem conter informação morfológica, topográfica e funcional.

O interesse das imagens médicas está relacionado com a maior ou menor probabilidade com que, face a aspectos relevantes, estas nos informam com rigor sobre as variações dos parâmetros que avaliam.

Em termos gerais, o valor de uma imagem depende do seu conteúdo de informação, da acessibilidade dessa informação e da sua adaptação aos factores individuais do observador.

Nas técnicas radiológicas, dentro de limites impostos pela resposta do detector e, em muitos casos, pela protecção do doente, a informação depende do número de fotões emergentes dos diversos pontos do objecto.

Factores geométricos condicionam fortemente a imagem radiológica convencional. Uma característica intrínseca do método radiológico de projecção é a severa distorção que pode ser introduzida na imagem pela simples localização e orientação dos corpos no espaço objecto. Uma imagem radiológica convencional é um conjunto complexo de pontos, num plano que contém a sobreposição das projecções, aproximadamente cónicas, de informações de posição e de propriedades de atenuação de pontos de objectos tridimensionais. A imagem é, assim, muito influenciada pela posição dos pontos objecto no espaço tridimensional.

Em geral, em radiologia de projecção e sem dados adicionais, é impossível identificar um objecto a partir de uma única imagem. Uma dada imagem pode ser produzida por uma infinidade de objectos e, por sua vez, consoante a posição e orientação, um único objecto poderá ter uma infinidade de imagens. A análise das imagens radiológicas pelo médico é a procura de diferenças em relação a um elaborado padrão, conjunto de referências normais ou patológicas típicas, existentes na mente do observador.

Qualquer imagem radiográfica de projecção possui dimensões superiores às do objecto. Para uma dada situação, pode definir-se um factor de ampliação, como a relação entre uma dimensão linear da imagem e a dimen-

são correspondente do objecto, suposto num plano paralelo ao filme. Esta relação é diferente para estruturas de um mesmo objecto situadas em planos diferentes. Para se determinar com rigor a ampliação, é necessário conhecer a posição do foco, normalmente referenciada com rigor pelo fabricante na cúpula. Mantendo a distância objecto-filme, quanto maior for a distância foco-filme, menor é o factor de ampliação da imagem.

Por outro lado, diversos factores contribuem para que a imagem de um objecto apresente o mínimo de distorção nas vizinhanças do raio central do feixe de raios X.

Um conjunto de conhecimentos acumulados sobre o processo radiológico mostra que se pode otimizar a qualidade das imagens se, ao ajustarem-se as condições geométricas e físicas, algumas regras forem tomadas em conta.

Por exemplo, considerações geométricas simples permitem tirar conclusões sobre as projecções produzidas pelo feixe de raios X, no plano do filme, quando se trata de objectos em diversas posições características.

Este tipo de análise tem semelhanças com a óptica geométrica e é chamada de óptica radiológica.

Outro exemplo, a lei do inverso do quadrado da distância, aplicada frequentemente em fotometria, tem plena aplicação em óptica radiológica.

Contudo, a analogia com a óptica é bastante restrita pois com os raios X ou γ não se verificam os fenómenos da refacção e reflexão pelo que não existem lentes e espelhos. Não sendo possível a focagem, as dimensões dos detectores terão de corresponder às do objecto ou zona em estudo, na realidade até maiores, já que nas técnicas radiológicas ocorre sempre ampliação.

II. LEI DO INVERSO DO QUADRADO DA DISTÂNCIA

Supondo conservação da energia num feixe cónico de raios X proveniente de um foco pontual, é possível obter a relação entre as exposições para as diferentes distâncias onde se irão situar o objecto e o filme.

As áreas das calotes esféricas subentendidas pelo cone de revolução de semiângulo de abertura θ em duas esferas de raios h e h' , Fig. 3.1, são respectivamente¹

$$S = 2\pi h^2(1 - \cos \theta) \quad \text{e} \quad S' = 2\pi h'^2(1 - \cos \theta) \quad 3.1$$

¹ - Nada impede que, neste problema, se considere a energia emitida para todo o espaço, ou seja, se faça $\theta = \pi$, vindo $S = 4\pi h^2$ e $S' = 4\pi h'^2$.

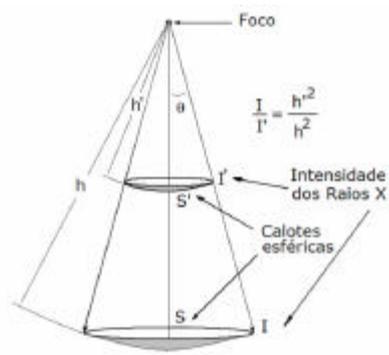


Fig. 3.1 – Variação da intensidade com o inverso do quadrado da distância, lei do inverso do quadrado da distância. Supõe-se que não há atenuação do feixe.

Supondo que W é a energia emitida, por segundo, a partir do foco e que não ocorre atenuação, as intensidades I e I' são respectivamente

$$I = \frac{W}{2\pi h^2(1-\cos \theta)} \quad \text{e} \quad I' = \frac{W}{2\pi h'^2(1-\cos \theta)} \quad 3.2$$

Dividindo membro a membro as duas últimas equações temos

$$\frac{I}{I'} = \left(\frac{h'}{h}\right)^2 \quad 3.3$$

Então, a intensidade do feixe de raios X varia inversamente com o quadrado da distância - lei do inverso do quadrado da distância.

Numa situação teórica I , I' , h e h' poderão ser a intensidade no filme, a intensidade num ponto do espaço objecto (na ausência deste), a distância foco-filme e a distância foco-ponto, respectivamente.

III. AMPLIAÇÃO RADIOGRÁFICA PARA FOCOS PONTUAIS

Para focos pontuais a ampliação radiográfica A_r é a relação entre segmentos correspondentes da imagem e objecto, por exemplo, os raios R' e R da Fig. 3.2. Supondo conhecidas as distâncias h e h' , vem

$$A_r = \frac{R}{R'} = \frac{h}{h'} \quad 3.4$$

Utilizando as Eqs. 3.3 e 3.4 e supondo desprezível a atenuação no meio vem

$$I' = I \left(\frac{h}{h'} \right)^2 = I A_r^2 \quad \text{e} \quad \frac{I'}{I} = A_r^2 \quad 3.5$$

Ou seja, a relação entre as intensidades para as distâncias foco-objecto e foco-imagem, iguala o quadrado da ampliação para aquelas condições.

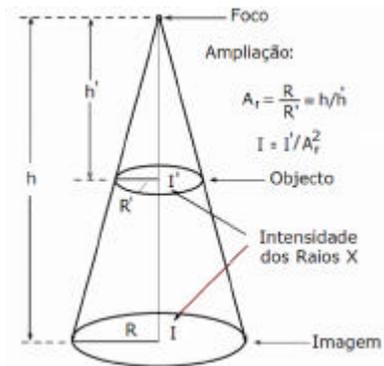


Fig. 3.2 – Cone contendo o objecto e a imagem para definição da ampliação.

Consideremos, como exemplo, um exame do tórax de um paciente com uma espessura de 25 cm. Se a distância entre o foco e a parte média do doente é $h' = 145$ cm e a distância foco-filme é $h = 162,5$ cm, vem pela Eq. 3.4 que $A_r = 1,12$ no centro do paciente. Aplicando de novo a Eq. 3.2 vê-se que a ampliação no interior do doente vai variar de 1,03 a 1,23.

1. Objectos num plano paralelo ao filme

O teorema dos triângulos semelhantes de Thales mostra que a forma e a dimensão de um objecto projectado sobre um plano são invariáveis se a fonte e o objecto se mantiverem a distâncias fixas do plano.

Assim, quando objectos planos se situam num plano paralelo ao filme, como na Fig. 3.3, eles são projectados igualmente ampliados e sem distorção, qualquer que seja a sua posição no plano BC.

Do triângulo AFB da Fig. 3.3 tiramos

$$\frac{\overline{OF}}{oF} = \frac{\overline{BF}}{bF} = \frac{\overline{OB}}{ob} = \frac{\overline{AB}}{ab}$$

A ampliação A_r é, então

$$A_r = \frac{\overline{AB}}{\overline{ab}} = \frac{\overline{OF}}{\overline{oF}} = \frac{h}{h - e}$$

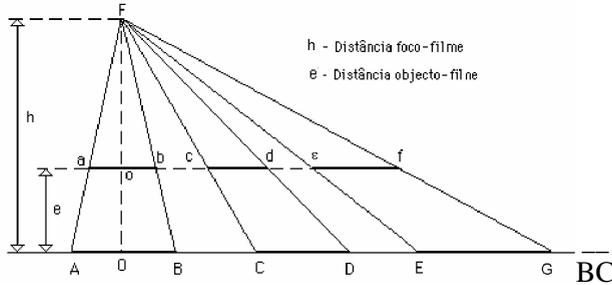


Fig. 3.3 – Projecção de objectos situados num plano paralelo ao filme.

ou

$$A_r = \frac{1}{1 - e/h} \quad 3.6$$

Se \overline{ab} , \overline{cd} e \overline{ef} forem iguais e estiverem num plano paralelo ao filme vamos provar que

$$\overline{AB} = \overline{CD} = \overline{EG}$$

ou seja, a ampliação para os segmentos situados num plano paralelo ao filme é igual, estejam estes centrados ou não em relação a FO.

Da Fig. 3.4, vem

$$\frac{\overline{Oa}}{\overline{OA}} = \frac{\overline{Ob}}{\overline{OB}} = \frac{\overline{Oc}}{\overline{OC}} = \frac{\overline{Od}}{\overline{OD}} = \frac{\overline{ab}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{bc}}{\overline{BC}} = \frac{\overline{cd}}{\overline{CD}}$$

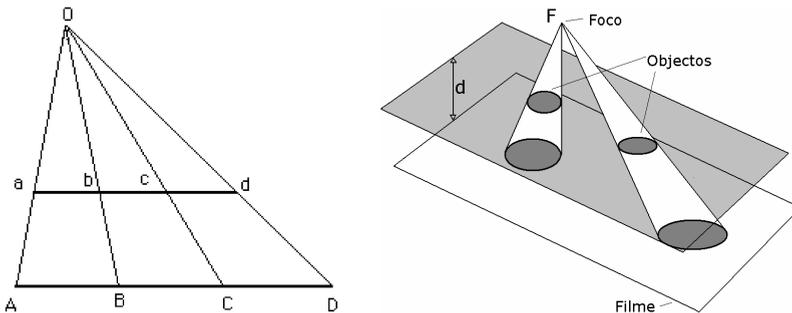


Fig. 3.4 – Ampliação de objectos de um plano paralelo ao filme.

Sendo $\overline{ab} = \overline{bc} = \overline{cd}$

temos o que se pretendia demonstrar,

$$\overline{AB} = \overline{BC} = \overline{CD} \quad 3.7$$

2. Objectos em planos quaisquer

Objectos planos situados em planos não paralelos ao filme são projectados reduzidos e com distorção (Fig. 3.5).

Sendo

$$\overline{ab} = \overline{cd} = \overline{ef} \quad \text{será} \quad \overline{AB} \neq \overline{CD} \neq \overline{BC} \quad 3.8$$

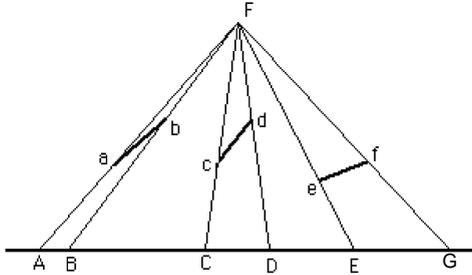


Fig. 3.5 – Projecção de um objecto para diferentes inclinações em relação ao filme.

Concluimos que projecções de idênticos objectos planos em diferentes posições em relação ao filme são diferentes quer em dimensões quer em forma.

Podemos generalizar para objectos tridimensionais.

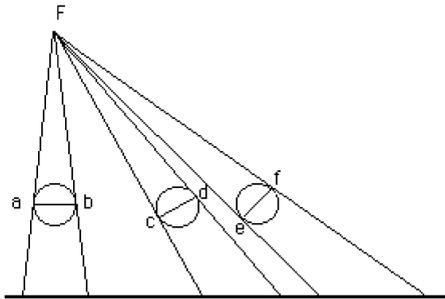


Fig. 3.6 – Projecções de esferas a diferentes distâncias do raio central.

As três esferas da Fig. 3.6 não se projectam no plano como círculos, mas como elipses. Os diâmetros das esferas assentes nos cones de projecção, ou sejam, os segmentos \overline{ab} , \overline{cd} e \overline{ef} , embora iguais, apresentam inclinações diferentes em relação ao filme. Só não ocorre distorção na projecção, quando o raio normal ao plano passa pelo centro da esfera em projecção.

IV. DISTORÇÃO DE POSIÇÃO

Objectos planos iguais situados em planos paralelos ao filme, mas diferentemente distanciados deste, são projectados com diferentes ampliações (Fig. 3.7).

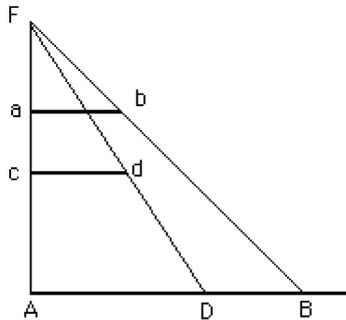


Fig. 3.7 – Variação de ampliação devido à posição do objecto.

Como

$$\overline{AB} = \overline{ab} \frac{\overline{FA}}{\overline{Fa}} \quad \text{e} \quad \overline{AD} = \overline{ab} \frac{\overline{FA}}{\overline{Fc}} \quad 3.9$$

Vem, dividindo membro a membro as Eqs. 3.9

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{AD}} = \frac{\overline{Fc}}{\overline{Fa}} \quad 3.10$$

A relação entre as dimensões das projecções de dois segmentos iguais situados em planos paralelos ao filme é igual à relação inversa das distâncias dos planos ao foco.

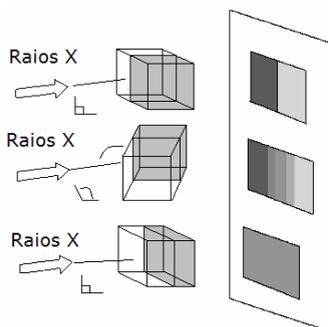


Fig. 3.8 – Três projecções diferentes de um paralelepípedo, constituído por duas metades com diferentes coeficientes de atenuação, para três diferentes posições do mesmo, após rotação em torno de um eixo normal à face superior.

A influência da posição de um objecto na detecção de contraste na imagem pode ver verificada no exemplo da Fig. 3.8. Considera-se o movimento de rotação do objecto, no caso um paralelepípedo, em torno de um eixo normal à sua face superior.

Um outro aspecto que pode ser de interesse, em termos da preservação do contraste nas imagens radiológicas, tem a ver com as variações nos percursos dos raios no objecto, em função do seu afastamento ao raio central, quer para o caso deste ser normal, quer oblíquo, (Fig. 3.9 a)) (Fig. 3.9 b)) ao plano da imagem.

Campos largos e inclinações severas da ampola, necessários em diversos estudos, podem originar consideráveis diferenças nas distâncias percorridas pelos raios X no objecto.

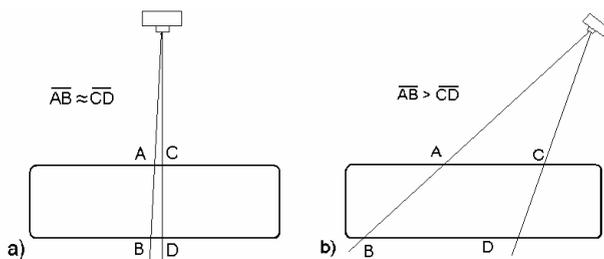


Fig. 3.9 – Variação, em relação à incidência normal, no percurso dos fotões de um feixe de raios X, para grandes inclinações da ampola e feixes largos.

Nestas condições, em rigor, só para regiões situadas na parte central da imagem podem as variações de densidade ser comparadas.

V. FUNÇÕES DE RESPOSTA A UM PONTO E A UMA LINHA

A resolução² espacial, cuja definição física é a distância mínima entre dois pontos objecto observáveis como imagens separadas, está associada a qualidades, por vezes invocadas na apreciação das imagens, como detalhe, definição, pormenor, etc. Todas estas e a própria resolução espacial estão contidas na resposta do sistema radiológico a um único absorvente pontual.

Consideremos um cubo de chumbo (muito pequeno, com lado $< 0,1$ mm) colocado numa fina placa de poliestireno expandido (esferovite), como se evidencia na Fig. 3.10 a). A variação do coeficiente de atenuação linear segundo uma direcção xx' que inclui o cubo é a que se evidencia através da Fig. 3.10 b),

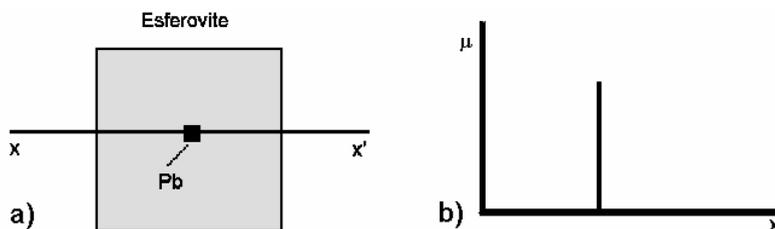


Fig. 3.10 – a) Aproximação prática de um objecto pontual. b) Coeficiente de atenuação linear do objecto da Fig.3.9 em função da distância x .

Se fizermos uma radiografia do objecto da Fig. 3.9 e medirmos a luminância através do filme ao longo da direcção correspondente a xx' obteremos não uma risca mas uma curva do tipo da Fig. 3.11c).

Na Fig. 3.11 encontra-se a representação do objecto a) e da imagem b) como funções bidimensionais das duas variáveis espaciais x e y .

A curva da Fig. 3.11 c) é a secção da superfície da Fig. 3.11 b) pelo plano XOZ. Esta é designada de função de resposta a um ponto (FRP), uma função que descreve a imagem quando o objecto é um ponto absorvente.

² - Além da *resolução espacial* é corrente considerarem-se a *resolução de contraste*, que reflecte a capacidade do sistema em detectar contrastes e que pode dividir-se em resolução de alto contraste (capacidade de distinguir pequenos objectos adjacentes) e resolução de baixo contraste (capacidade de distinguir regiões com níveis de cinzento próximos), a *resolução temporal*, que reflecte a capacidade do sistema de visualizar estruturas variáveis no tempo e a *resolução de energia*, que reflecte a capacidade do sistema de seleccionar as energias que detecta.

A FRP referida acima é uma aproximação porque o objecto utilizado não é verdadeiramente pontual e, além disso, só representa o sistema se a resposta deste é homogénea. Não sendo, a variação da luminância da imagem com a distância é representada por uma função de duas variáveis, ou seja, aproximadamente, pela superfície da Fig. 3.11 b).

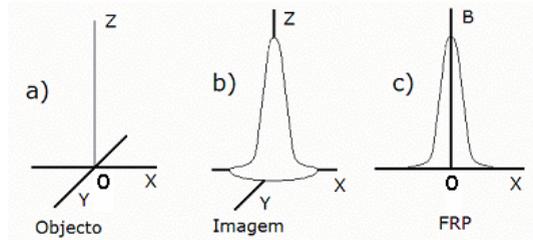


Fig. 3.11 – a) Objecto. b) Imagem. c) Variação da luminância de imagem com a distância segundo a direção x.

A largura a meia altura da FRP é, por definição, a distância de resolução d do sistema (Fig. 3.12 a)).

Dois pontos-objecto à distância d são dificilmente separados na imagem. Pontos a distâncias menores do que d são vistos como um único ponto (Fig. 3.12 b)). Quanto maior for d mais difícil será observar o detalhe fino nas imagens.

O inverso de d é a resolução espacial R do sistema.

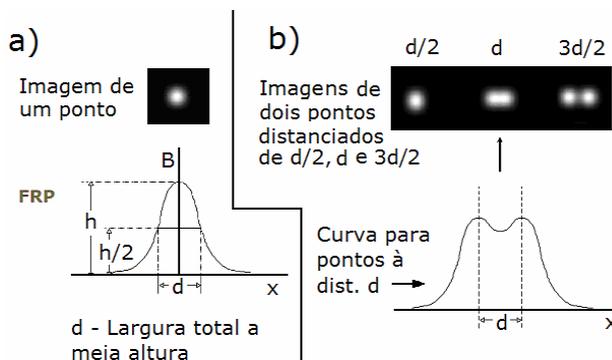


Fig. 3.12 – Um ponto absorvente dá uma imagem esborratada como se vê em a). A curva $B(x)$ (função de resposta a um ponto, FRP) é o valor da luminância ao longo dos xx a passar pelo centro da imagem. A distância de resolução d é a largura a meia-altura da curva $B(x)$. b) Dois pontos-objecto à distância d são dificilmente separados na imagem, à distância $d/2$ são vistos como um só ponto e à distância $3d/2$ são facilmente separados.

É frequente utilizar-se em vez da função de resposta a um ponto, a função resposta a uma linha (FRL) que, para um sistema radiológico, é a função que descreve a imagem quando o objecto é uma linha absorvente. Na Fig. 3.13 a) encontra-se a representação de uma função de resposta a uma linha (luminância vs. distância)

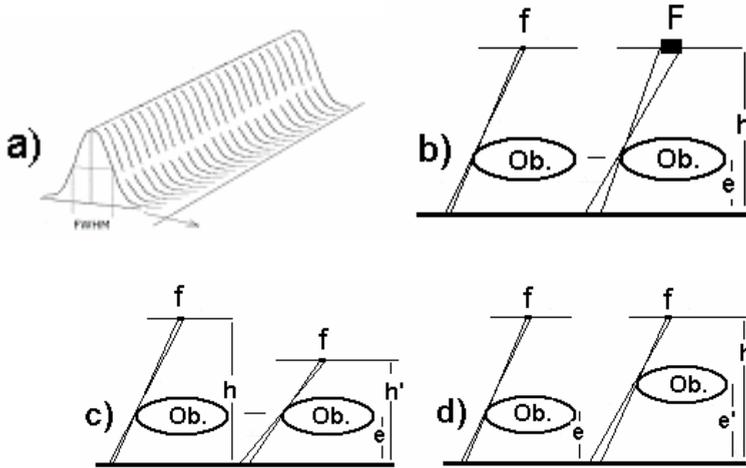


Fig. 3.13 – a) Função de resposta a uma linha absorvente expressa em termos de luminância em função da distância. b) Degradação da função de resposta por aumento da área focal. c) Degradação da função de resposta por diminuição da distância foco-filme. d) Degradação da função de resposta por aumento da distância objecto-filme.

Se a FRP é conhecida pode obter-se a FRL. Demonstra-se que, se a FRP é uma curva de Gauss, a FRL é do mesmo tipo e com idênticas características. A largura a meia altura da FRL é também igual à distância de resolução d .

No caso da radiologia convencional, a distância de resolução depende das dimensões do foco, Fig. 3.13 b), da distância foco-filme, Fig. 3.13 c) e da distância objecto-filme, Fig. 3.13 d). Ocorre degradação da função de resposta (devida a ampliação da região de penumbra) por aumento da área focal, por diminuição da distância foco-filme e por aumento da distância objecto-filme.

A distância de resolução para uma radiografia com filme simples é $<0,01$ mm. Como veremos no Cap. IV, os ecrãs intensificadores utilizados em contacto com os filmes, para aumentar a eficiência de detecção, originam um aumento da distância de resolução que vem para valores de cerca de 0,1 mm.

VI. RESOLUÇÃO ESPACIAL DE UM APARELHO DE RAIOS X

A dimensão finita dos focos das ampolas de raios X origina indefinição na imagem que aumenta com o aumento da ampliação. As dimensões do foco limitam a resolução espacial e reduzem o contraste de pequenos objectos. Para objectos de grandes dimensões o contraste máximo não é afectado de modo significativo mas a definição dos seus contornos é degradada.

Consideremos a Fig. 3.14 onde se encontra a representação geométrica da produção de uma projecção radiográfica. Os pontos A e A' de um plano do doente encontram-se à distância δ .

As relações que se seguem são evidentes:

$$\frac{F}{\overline{OA}} = \frac{r}{\overline{AB}} \quad \text{ou} \quad \frac{F}{r} = \frac{\overline{OA}}{\overline{AB}}$$

mas

$$\frac{\overline{OA}}{\overline{AB}} = \frac{h-e}{e} \quad \text{então} \quad \frac{F}{r} = \frac{h-e}{e}$$

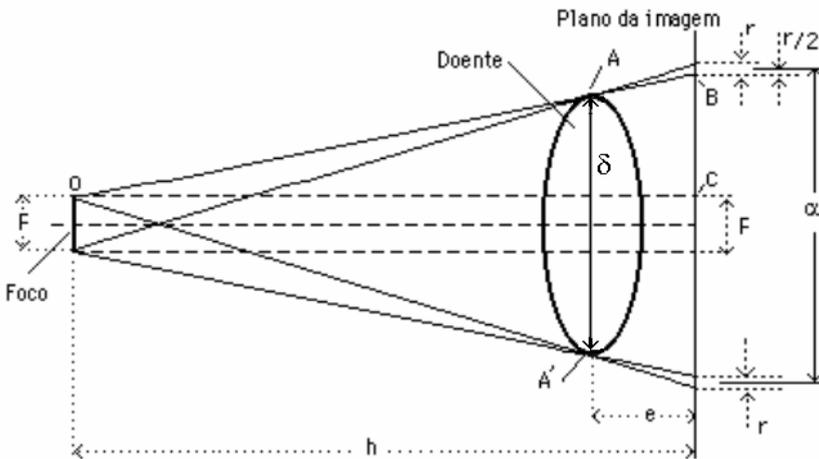


Fig. 3.14 – Esquema mostrando o foco, o doente, o plano da imagem e os raios dos extremos do foco, nos limites do paciente.

mas r é a largura da região de penumbra, donde

$$r = \frac{eF}{h - e} \quad 3.11$$

pelo que

$$\frac{h}{h - e} = \frac{\overline{BC}}{\delta/2 - F/2}$$

e

$$\overline{BC} = \frac{(\delta/2 - F/2)h}{h - e} \quad 3.12$$

A distância α entre os centros das imagens, quando os objectos estão à distância δ , é

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 \overline{BC} + F + 2 r/2 \\ &= 2 \frac{(\delta/2 - F/2)h}{h - e} + \frac{F(h - e)}{h - e} + \frac{eF}{h - e} \\ &= \frac{\delta h}{h - e} \end{aligned} \quad 3.13$$

As imagens dos pontos A e B não ficam separadas se a distância a for igual ou menor do que $2 \times r/2$, ou seja, duas vezes o raio da imagem de um ponto extremo do objecto.

A menor distância δ entre os pontos A e B que aparecem separados na imagem (distância de resolução, d) ocorre quando

$$\alpha = r$$

ou seja, usando as Eqs. 3.11 e 3.13

$$\frac{\delta h}{h - e} = \frac{eF}{h - e} \quad 3.14$$

donde, a distância de resolução d vem dada por

$$d = \frac{eF}{h} \quad 3.15$$

com F diâmetro do foco, e distância objecto-imagem e h distância foco-imagem.

Por exemplo, se o diâmetro do foco de uma ampola é 2 mm e $e/h = 0,25$ a distância de resolução é $d = 0,5$ mm.

Resolução é o inverso da distância de resolução, ou seja, o inverso da distância mínima entre dois pontos do objecto que são observáveis separadamente na imagem, ou

$$R = \frac{h}{eF} \quad 3.16$$

Da expressão acima vemos que, para melhorar a resolução do sistema, ou seja, diminuir a distância de resolução, devemos: 1) diminuir F; 2) diminuir e; 3) aumentar h.

O ponto 3) poderá ser considerado discutível se não for acompanhado de outras acções. De facto, aumentar a distância foco-filme, simplesmente, implica diminuir a intensidade do feixe de raios X no filme. Assim, para se manter a dose exposição, temos de aumentar o tempo de exposição em proporção com o quadrado da distância foco-filme. A probabilidade de ocorrerem movimentos do paciente e, conseqüentemente degradação na qualidade da imagem, é maior.

Muitas vezes, na prática, a distância foco-filme é estabelecida face à espessura do doente. Para que as proporções correctas se mantenham numa imagem radiológica a distância foco-filme deve ser pelo menos, cinco vezes maior do que a espessura do objecto. Estas condições vão originar um factor de ampliação de cerca de 1,2.

Notemos que as considerações que fizemos são baseadas no pressuposto de homogeneidade da intensidade dos raios X emitidos por todos os pontos na área do foco, o que sabemos ser incorrecto. Como vimos na Fig. 1.55 a), Cap. I, a intensidade da emissão aumenta da periferia para o raio central, pelo que, na prática o efeito de penumbra é menos pronunciado do que referimos.

VII. PENUMBRA. AMPLIAÇÃO RADIOGRÁFICA PARA FOCOS NÃO PONTUAIS

Vimos já, Eq. 3.9, uma expressão para r, a largura da região de penumbra (ou véu geométrico) observável na Fig. 3.14.

210

$$r = \frac{e F}{h - e} = \frac{F}{h/e - 1} \quad 3.17$$

A zona de penumbra origina indefinição dos contornos, dificulta a visualização de detalhes e a detectabilidade das imagens de pequenos objectos. A resolução espacial diminui com o aumento da zona de penumbra.

As medidas a tomar para diminuir a penumbra são as mesmas que para aumentar a resolução espacial, ou seja, aumentar h e diminuir e e F.

A ampliação para um foco não pontual e considerando a totalidade da penumbra geométrica é dada por (Fig. 3.14)

$$\begin{aligned}
 A_r &= \frac{\alpha + 2xr/2}{\delta} = \frac{\delta h}{h-e} + \frac{eF}{h-e} \\
 &= \frac{h}{h-e} + \frac{eF}{\delta(h-e)} = \beta + \frac{r}{\delta} \\
 &= \beta + \frac{F}{\delta} (\beta - 1)
 \end{aligned}
 \tag{3.18}$$

com $\beta = \frac{h}{h-e}$

VIII. FREQUÊNCIA ESPACIAL. FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO. FREQUÊNCIA DE CORTE

O total da informação contida na função de resposta a um ponto não é facilmente utilizado de maneira directa. É da prática corrente usar outra função, a função de transferência de modulação (FTM).

Para entendermos o significado desta função suponhamos que fazíamos radiografias de peças de plástico com a forma descrita na Fig. 3.15.

Vamos supor que a equação do contorno superior da peça em relação ao eixo x' é

$$y_1(x) = y_0 \sin(Kx) \tag{3.19}$$

isto é, uma função sinusoidal da distância com frequência espacial $f = \frac{K}{2\pi}$.

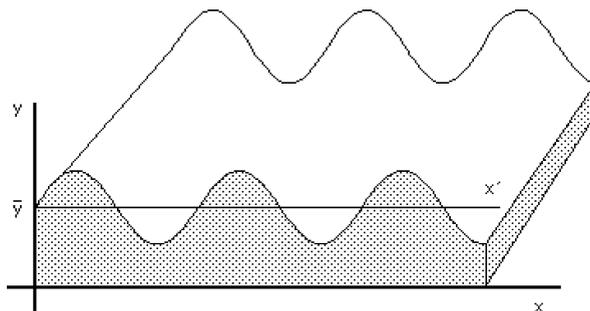


Fig. 3.15 – Objecto cuja espessura segundo x é a soma de uma constante com um função sinusoidal.

Podemos dizer que a espessura da peça é a soma da espessura constante \bar{y} com a função $y_1(x)$, ou seja, a espessura $y(x)$ é

$$y(x) = \bar{y} + y_0 \sin(Kx) \quad 3.20$$

Fazendo a radiografia da peça, o filme depois de processado apresentará uma modulação (sinónimo de contraste) de densidade óptica constituída por zonas, normais à direcção dos xx no espaço imagem, alternadamente mais densas e menos densas.

Colocado no negatoscópio, o filme apresenta, segundo o eixo dos xx , a seguinte variação de luminâncias (Fig. 3.16):

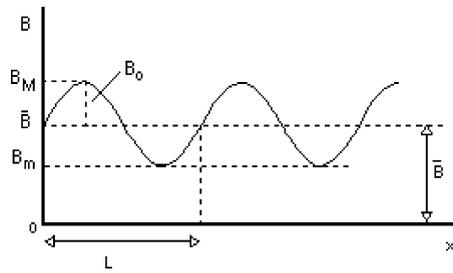


Fig. 3.16 – Variação segundo os xx da luminância na imagem do objecto da Fig. 3.15.

A função obtida pode considerar-se como a soma do valor médio \bar{B} com a variação sinusoidal da luminância $B_1(x) = B_0 \sin(Kx)$. A luminância do filme segundo o eixo dos xx é então dada por

$$B(x) = \bar{B} + B_0 \sin(Kx) \quad 3.21$$

Na função $B_1(x)$, B_0 é a amplitude ou valor máximo e $K = 2\pi/L$ é a frequência angular espacial. O valor \bar{B} é a luminância média. Como a luminância não pode ser negativa, \bar{B} é sempre maior ou igual a B_0 .

A função $B_1(x)$ pode, por outro lado, estar deslocada em relação à origem dos espaços escolhida de modo a representar-se pela equação $B_1(x) = B_0 \sin(Kx + \alpha)$, onde α é a fase na origem. Isto significa que a função $B_1(x)$ não se anula na origem mas sim à distância α/K da origem.

Para caracterizarmos por completo a função $B(x)$ teremos também de saber a orientação de x . Por exemplo, na área da moderna radiologia, a FTM dos detectores digitais pode não ser isotrópica. Será então diferente em direcções normais entre si, obrigando a estudos bidimensionais.

O interesse das modulações sinusoidais reside no facto de qualquer imagem ser susceptível de ser obtida à custa de uma soma de componentes sinusoidais com amplitudes, frequências espaciais, fase e orientações apropriadas, somadas a um termo constante (análise de Fourier, ver Apêndice 3.1).

Deste modo, teoricamente, se soubermos como um sistema responde aos componentes sinusoidais, individualmente, sabemos como o sistema responde a qualquer estímulo.

Convém aprofundar aqui a noção de contraste ou modulação.

Consideremos um campo de radiação luminosa emergente a duas regiões contíguas de um absorvente, as quais transmitem luminâncias diferentes B e B' . Já definimos contraste³ C entre duas regiões como a relação

$$C = \frac{B - B'}{B + B'} \quad 3.22$$

Quanto maior for o valor do contraste C entre as duas regiões, mais facilmente se diferenciam estas numa imagem. Se B e B' forem próximos, a Eq. 3.22 pode escrever-se

$$C = \frac{\Delta B}{2 B} \quad 3.23$$

Sem o factor 2 no denominador a Eq. 3.23 é a relação sinal/ruído para o objecto em causa.

Para cada valor de luminância B o olho humano só detectará o contraste para um valor de C superior a um certo limiar.

Qual é o contraste da função $B(x)$? Será

$$C_i = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}} = \frac{B_o}{\bar{B}} \quad 3.24$$

ou seja, a modulação da função da Eq. 3.21 é igual à amplitude a dividir pelo valor médio. Evidentemente, a modulação de $B(x)$ é a modulação na imagem da peça de plástico. Podemos também considerar a modulação do objecto, ou seja, da própria peça, através da relação

³ - Contraste é uma propriedade intrínseca de objectos ou imagens. Resolução de contraste é a grandeza que exprime a capacidade de um detector detectar pequenas variações de contraste.

$$C_o = \frac{y_{\max} - y_{\min}}{y_{\max} + y_{\min}} = \frac{y_o}{\bar{y}} \quad 3.25$$

Se admitirmos que o sistema de imagem não altera a frequência espacial, a transferência de modulação para uma dada frequência virá dada pela relação C_i/C_o . A função de transferência de modulação (FTM) dá-nos C_i/C_o em função de frequência:

$$\text{FTM} = \frac{C_i}{C_o} = \frac{B_o \bar{y}}{\bar{B} y_o} = \frac{\text{Modulação Imagem}}{\text{Modulação Objecto}} \quad 3.26$$

A modulação da imagem reflecte o efeito de todos os agentes de degradação, incluindo os do próprio filme.

Considerando então os valores de C_i/C_o para todas as frequências f obtemos a função de transferência de modulação, ilustrada na Fig. 3.17:

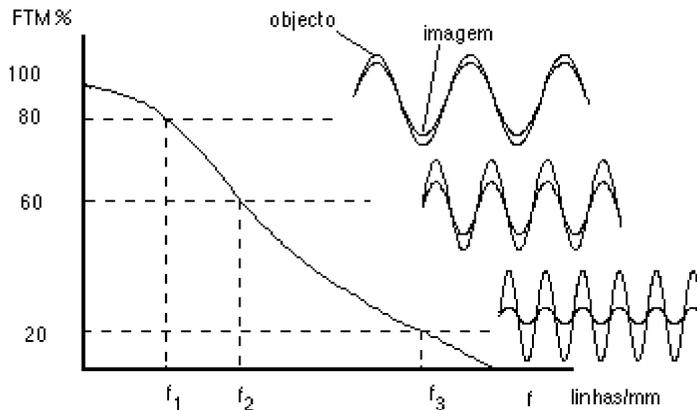


Fig. 3.17 – Significado da função de transferência de modulação.

A frequência espacial é frequentemente referida em pares⁴ de linhas/mm. Um par de linhas significa a linha mais o espaço entre linhas e corresponde a um período espacial ou, se quisermos, ao período da respectiva função sinusoidal. A FTM é uma função decrescente da frequência, com valores entre 0 e 1, que quantifica a capacidade de um sistema de reproduzir as frequências espaciais presentes na imagem.

⁴ - É frequente falar-se em linhas /mm significando pares de linhas/mm.

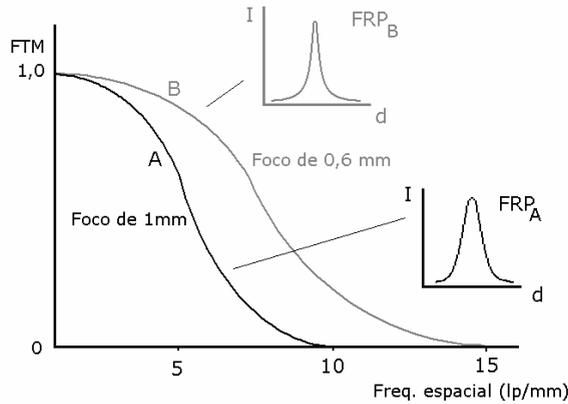


Fig. 3.18 – FTM para dimensões da área focal de 1 e 0,6 mm.

A FTM é usada para informar sobre resolução espacial, contraste em função da frequência e sensibilidade em função da frequência.

Na Fig. 3.18 observa-se a melhoria na resposta de um sistema radiológico como resultado da diminuição da área do foco, na ampola de raios X, quando são mantidas todas as outras variáveis.

O resultado da incapacidade dos sistemas de imagem transferirem a modulação dos objectos é observado correntemente. Para três objectos planos distintos (1, 2 e 3) constituídos por fios paralelos equidistantes, com frequências espaciais f , $(1,4 \times f)$ e $(2,4 \times f)$, (Fig. 3.19 a)) a mostra-se a variação do coeficiente de atenuação segundo a direcção normal aos fios.

Na Fig. 3.19 b) observa-se a variação das luminâncias, obtidas num negatoscópio, das radiografias dos objectos 1, 2 e 3, segundo a mesma direcção de a). O contraste nos três objectos é o mesmo e igual a:

$$C_0 = \frac{A - a}{A + a}$$

Os contrastes nas luminâncias das imagens radiográficas dos objectos 1, 2 e 3 são, respectivamente

$$C_1 = \frac{H - h_1}{H + h_1}$$

$$C_2 = \frac{H - h_2}{H + h_2}$$

$$C_3 = \frac{H - h_3}{H + h_3}$$

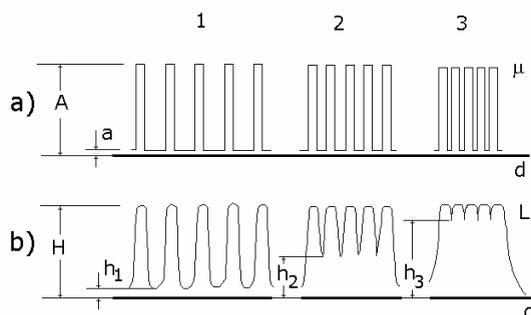


Fig. 3.19 – a) Variação do coeficiente de atenuação de objectos constituídos por fios paralelos de secção quadrada embutidos em plástico pouco absorvente, segundo a direcção normal a uma face destes e para três frequências espaciais distintas 1, 2 e 3 (f , $1,4f$ e $2,4f$). b) Luminâncias (normalizadas), das radiografias dos fios de a) obtidas num negatoscópio.

Com o aumento da frequência espacial aumenta o valor de h ($h_3 > h_2 > h_1$) e diminui o valor do contraste, já que diminui o numerador e aumenta o denominador.

A partir de um certo valor limite de frequência espacial, f_c , a FTM anula-se. O valor f_c é a frequência de corte e a partir desta frequência deixa de haver transferência de modulação, é nulo o contraste na imagem.

A resolução espacial é expressa em pares de linhas/mm (lp/mm). O período espacial correspondente (par de linhas) é a largura do fio mais o espaçamento entre os fios.

Para fios de 0,2 mm e espaçamento com metade deste valor (próximo do corte na Fig. 3.19) a frequência espacial é $1/(0,2+0,1) = 3,3$ lp/mm.

As frequências de corte características de alguns suportes de imagem e de métodos de diagnóstico pela imagem em medicina são indicadas a seguir:

- Filme sem ecrã intensificador: 100 lp/mm
- Filme + ecrã intensificador: 8 -14 lp/mm
- Intensificador de imagens: 1 – 2 lp/mm
- Tomógrafo TC: 1-2 lp/mm
- Câmara gama: 0,2 lp/mm

É importante referir que o contraste também depende das dimensões do objecto diminuindo para objectos com dimensões cujo inverso corresponda a valores da frequência espacial para os quais há perda de transferência modulação. Na Fig. 3.20 a) encontra-se o paralelepípedo com as

massas a escuro 1 e 2 (esta de pequenas dimensões). As massas têm igual μ , superior ao do meio homogéneo envolvente a branco. Na Fig. 3.2 c) observa-se o menor contraste de luminâncias do pequeno prisma 2. A radiação dispersa e a imperfeição da resposta do sistema de imagem são os principais causadores deste efeito.

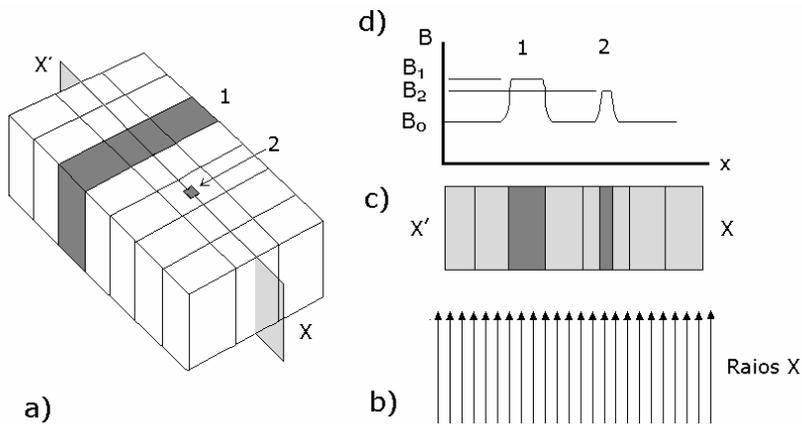


Fig. 3.20 – a) Incluídas no paralelepípedo encontram-se as massas 1 e 2 (esta de pequenas dimensões) de igual μ , superior ao do meio envolvente. b) Feixe de raios X. c) Corte do paralelepípedo pelo plano xx'. d) Contrastes radiológicos de 1 e 2 (luminância).

IX. DEGRADAÇÃO DE UMA IMAGEM EM RELAÇÃO AO OBJECTO

A capacidade de um sistema de imagem atingir os objectivos a que se destina, ou seja, contribuir para o diagnóstico, depende da qualidade da informação que transmite. Num sistema radiológico existem sempre causas potenciais de indefinição na imagem podendo dizer-se que a qualidade de uma imagem radiológica assenta em características como: contraste, resolução espacial, ruído, distorção e artefactos.

Analisemos, em termos muito gerais, os factores determinantes destas características.

1 - Contraste - O contraste entre duas regiões do feixe radiológico, emergente do paciente, depende de: a) Contraste no objecto – resulta da diferença entre os coeficientes de atenuação médios nestas regiões, para os raios X em uso, bem como dos diferentes trajectos através do objecto em estudo; b) Ruído - tratado a seguir, pode ser determinante do contraste em radiologia; c) Presença de radiação dispersa – que pode considerar-se ruído,

e cuja degradação do contraste já foi estudada no Cap. II; d) Contraste do detector - O detector tem uma função de transferência de modulação própria que vai manter, ou variar a modulação do sinal à entrada e transmitir estas características para a imagem; e) Factores técnicos - O contraste de um particular órgão ou estrutura, numa imagem radiológica, depende de características técnicas como a qualidade da radiação utilizada, a exposição, a posição e imobilidade do doente e o processamento fotográfico, ou outro.

2 - Resolução espacial - A separação entre estruturas numa imagem radiológica depende essencialmente de: a) Separação das estruturas no objecto e da sua posição em relação ao detector; b) Resolução geométrica do sistema, ou seja, o inverso da largura a meia altura da função de resposta a um ponto, como se definiu no sub-capítulo V; c) Movimentos do paciente que constituem um factor de deterioração da resolução espacial.

3 - Ruído - O ruído numa imagem radiológica pode ser: a) Ruído estrutural - que resulta de variações imprevisíveis na resposta local associadas à própria constituição do objecto; b) Ruído estatístico da radiação, associado à natureza aleatória da produção dos raios X (efeito de bremsstrahlung); c) Ruído do detector, associado às propriedades do detector (como por exemplo a não homogeneidade na distribuição dos grãos no filme e diferenças de enegrecimento de grão para grão, para a mesma energia libertada); d) Ruído no feixe incidente, isto é, variações de intensidade no feixe função da direcção de emissão, resultantes, por exemplo, do efeito anódico; e) Radiação dispersa que origina um fundo sensivelmente uniforme nas imagens.

4 - Distorção - Distorção numa imagem pode ocorrer devido a: a) Variações na resposta com a posição do objecto em relação ao detector; b) Não linearidade da resposta do sistema de visualização, alterando as proporções relativas dos componentes da imagem ou variando a eficiência relativa de ponto para ponto.

5 - Artefactos - Resultam de insuficiências dos métodos utilizados, em situações específicas, traduzindo-se por adição de elementos à imagem que não correspondem a estruturas do objecto.

Em radiologia o número de fotões/cm² que emerge do paciente e atinge o plano da imagem é um parâmetro determinante na qualidade da imagem final. Sem um número apropriado de fotões o ruído estatístico degrada por completo a qualidade da informação pretendida. A imagem contida no feixe de raios X pode ser descrita localmente por uma grandeza como por exemplo a fluência energética, a intensidade ou a dose exposição. É esta imagem

que vai determinar o enegrecimento do filme após a revelação. As diferenças de enegrecimento elucidam sobre a presença de estruturas mais ou menos absorventes, situadas no trajecto dos raios, sendo o maior enegrecimento sinal de maior intensidade dos raios X, ou seja, menor absorção no paciente.

X. TEORIA DA IMAGEM RADIOLÓGICA

As ciências biomédicas têm evoluído com uma crescente aplicação de recursos usualmente utilizados em física e engenharia. Desde a década de sessenta que a teoria dos sistemas é um exemplo desses recursos.

Sistema significa uma entidade, com a maior latitude na sua complexidade, com meios de fornecer uma resposta a um dado estímulo, teoricamente linear, deslocável e invariante no tempo. As maiorias das metodologias da investigação biológica são equivalentes a procedimentos da teoria dos sistemas. A função biológica cria uma relação entre estímulo e resposta comportando-se como um operador matemático.

Em termos gerais, um sistema biológico representa um conjunto de partes materiais (organismos, órgãos, tecidos) e de funções metabólicas com eles relacionadas, com vista a realizar uma dada tarefa ou um conjunto de tarefas.

A teoria dos sistemas permitiu desenvolver, por exemplo, métodos de abordagem de processos fisiológicos com inegável interesse diagnóstico.

Para interpretar fenómenos ou facilitar a sua compreensão, usam-se modelos. Estes são representações físicas, matemáticas, ou conceptuais, que descrevem o comportamento dos sistemas, utilizando as mesmas variáveis.

Em teoria de sistemas, modelos e análogos são ferramentas comuns de análise dos processos em investigação.

O análogo é uma aproximação física, alternativa do modelo, descrito por variáveis diferentes das do objecto mas que, apesar de não identificável com o sistema em estudo, é regido por leis formalmente idênticas.

Em biomedicina podem criar-se cenários análogos aos sistemas da engenharia e das comunicações. Condições de linearidade, deslocamento e invariância no tempo são obtidas, no tempo de estudo e com o estímulo apropriado. Recursos matemáticos desde a convolução à análise factorial podem ser utilizados de modo idêntico ao da engenharia.

Existe a possibilidade de traduzir matematicamente algumas das propriedades que mencionámos neste capítulo. Teremos de começar por referir alguns conceitos fundamentais.

1. Descrição matemática de um sistema

1.1 - Sistemas lineares e invariantes no tempo

Na Fig. 3.21 considera-se a função $f(u,v,\dots)$ que se apresenta à entrada de um sistema, representado por $H\{ \}$ e supõe-se que o sistema opera sobre a função gerando uma nova função à saída, $g(x,y,\dots)$.

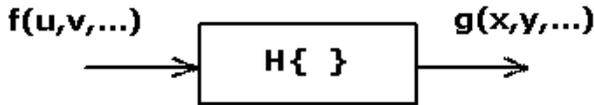


Fig. 3.21 – Representação esquemática da acção de um sistema.

De um modo geral, a actuação do sistema é traduzida por:

$$g(u,v,\dots) = H\{f(x,y,\dots)\} \quad 3.27$$

onde (u,v,\dots) e (x,y,\dots) são coordenadas nos espaços da função de entrada e da função de resposta, respectivamente.

A Eq. 3.27 indica que o sistema $H\{ \}$ actua como um operador sobre a entrada $f(u,v,\dots)$ e actua de modo a gerar $g(x,y,\dots)$, ou que esta é uma função $H\{f(u,v)\}$ do sinal de entrada.

Assim, um sistema biológico pode ter o mesmo significado que um operador. Ambos tornam inteligível o processo que transforma a entrada em saída. Num sistema de visualização, para um objecto plano, $f(u,v)$ é o objecto e $g(x,y)$ é a imagem.

Interessam-nos particularmente duas propriedades dos sistemas: a linearidade e a invariância no tempo.

A linearidade de um sistema obriga a execução de duas operações: o escalamento e a adição.

A última é óbvia e o escalamento implica que, se a entrada aumenta ou diminui, a saída aumenta ou diminui na mesma proporção, ou seja

$$H\{a f(u,v)\} = a g(x,y) \quad 3.28$$

Se considerarmos em simultâneo as duas operações, escalamento e adição, para um sistema linear, temos

$$H\{a_1 f_1(u,v) + a_2 f_2(u,v)\} \quad 3.29$$

$$= a_1 H\{f_1(u,v)\} + a_2 H\{f_2(u,v)\}$$

$$= a_1 g_1(x,y) + a_2 g_2(x,y) \quad 3.30$$

A invariância no tempo obriga a que todas as características do sistema se mantenham inalteradas independentemente do instante em que analisarmos o sistema, ou seja

$$H\{f(u,v,t-t_0)\} = g(x,y,t-t_0) = g(x,y) \quad 3.31$$

Neste tratamento considerámos objecto e imagem referidos a eixos rectangulares diferentes mas nada impede que os referimos ao mesmo sistema de eixos.

1.2 - Transformada de Fourier monodireccional da função g(x)

No Apêndice 3.1 são referidos conceitos gerais sobre análise de Fourier.

A transformada de Fourier da função g(x) é, por definição,

$$G(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{-j\omega_x x} dx \quad 3.32$$

ω_x é a frequência espacial angular segundo a dimensão x.

A transformada de Fourier da função g(x) existe se se verificarem as condições de Dirichelet, isto é, se

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(x) dx < \infty \quad 3.33$$

e g(x) tiver um número finito de descontinuidades e um número finito de extremos em qualquer intervalo finito do seu campo de existência.

1.3 - Transformada de Fourier bidimensional da função g(x,y)

A transformada de Fourier da função g(x,y) é, por definição,

$$G(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad 3.34$$

e existe se
$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y) dx dy < \infty \quad 3.35$$

e g(x,y) tiver um número finito de descontinuidades e um número finito de extremos em qualquer intervalo finito do seu campo de existência.

A transformação de Fourier efectua a passagem de uma função do domínio dos espaços para o domínio das frequências espaciais.

1.4 - Função delta monodimensional, d(x)

É uma função definida pelas relações

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1 \quad 3.36$$

e

$$\delta(x) = 0 \text{ para } x \neq 0 \quad 3.37$$

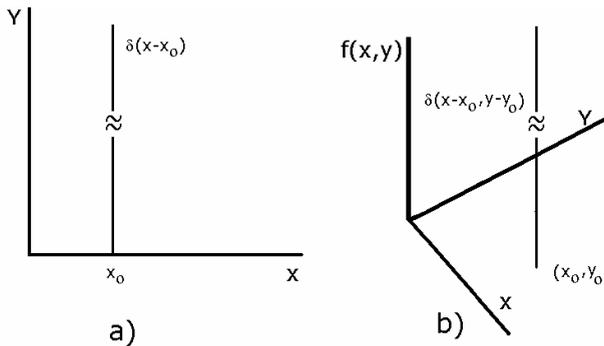


Fig. 3.23 – Funções delta monodimensional a) e bidimensional b).

1.5 - Função delta bidimensional, $\delta(x,y)$

É uma função definida pelas relações

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x,y) dx dy = 1 \quad 3.38$$

e

$$\delta(x,y) = 0 \quad \text{para} \quad x^2 + y^2 \neq 0 \quad 3.39$$

1.6 - Convolução de duas funções no espaço a duas dimensões⁵

A actuação de sistemas lineares e invariantes no tempo é susceptível de ser descrita por convolução de funções.

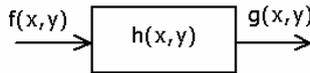


Fig. 3.24 – Diagrama do sistema de convolução bidimensional.

Considerando duas funções reais de variáveis reais $f(x,y)$ e $h(x,y)$ contínuas, a convolução, ou produto de convolução, destas duas funções, é dada pelo integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - x', y - y') h(x', y') dx' dy' \quad 3.40$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x - x', y - y') f(x', y') dx' dy'$$

⁵- No Cap. VI, Apêndice 6.5 é considerada a definição de convolução para funções de uma variável e considerada a sua versão discreta.

ou

$$g(x,y) = f(x,y) * h(x,y) \quad 3.41$$

As variáveis x' e y' são variáveis fictícias, auxiliares no cálculo.

Podemos provar-se que a transformação de Fourier transforma convolução em produto, ou seja, a transformação de Fourier da Eq. 3.41 dá

$$G(\omega_x, \omega_y) = F(\omega_x, \omega_y) \times H(\omega_x, \omega_y) \quad 3.42$$

Através da Eq. 3.41 vemos que a convolução de uma função de entrada $f(x,y)$, com a função $h(x,y)$, característica de um sistema (linear e invariante no tempo) é a resposta do sistema. Reportando-nos às Eqs. 3.27 e 3.41, as duas representações de $g(x,y)$ na Eq. 3.43 são equivalentes

$$g(x,y) = H\{f(x,y)\} = f(x,y) * h(x,y) \quad 3.43$$

De modo formal, esta equivalência pode exprimir-se por: $* h(x,y) \leftrightarrow H\{\}$.

1.7 - Função de resposta a um ponto

Já considerámos esta função, numa abordagem qualitativa, no n° V deste capítulo. Vejamos a sua definição numa outra perspectiva.

À semelhança do que sucede na situação monodimensional, qualquer função de entrada bidimensional pode ser decomposta numa sobreposição de funções delta bidimensionais, Fig. 3.25 b)

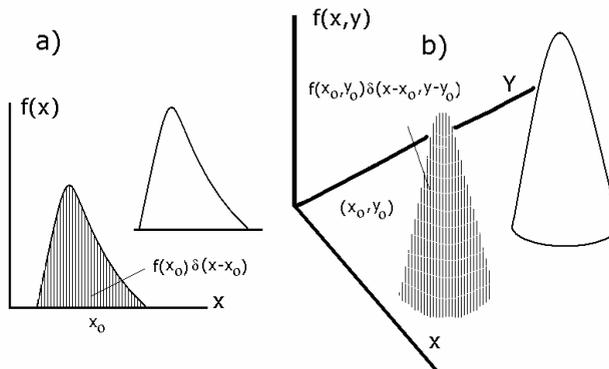


Fig. 3.25 – Decomposição de funções monodimensionais a) e bidimensionais b) em somas de funções delta.

Para uma função $f(u,v)$, podemos então escrever

$$f(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(u - u', v - v') f(u', v') du' dv' \quad 3.44$$

que corresponde à decomposição de $f(u,v)$ numa soma de funções delta deslocadas no plano e com amplitude igual ao valor de $f(u,v)$ no ponto.

Por outro lado, atendendo às Eqs. 3.42 e 3.43 vem

$$g(x,y) = H\{f(u,v)\}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u', v') H\{\delta(u - u', v - v')\} du' dv'$$

mas

$$g(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u', v') h(u - u', v - v') du' dv'$$

ou seja

$$H\{\delta(u - u', v - v')\} = h(u - u', v - v') \quad 3.45$$

Se a resposta do sistema a um ponto é independente da posição do ponto, no plano do objecto, podemos escrever

$$\begin{aligned} H\{\delta(u - u', v - v')\} &= H\{\delta(u,v)\} \\ &= h(u - u', v - v') = h(x,y) \end{aligned} \quad 3.46$$

onde $h(x,y)$ é a resposta do sistema, no plano da imagem, a uma função $\delta(u,v)$, função de resposta a um ponto (FRP).

Este resultado estava, aliás, já implícito na Eq. 3.43.

Chamaremos função de transferência à transformada de Fourier da função $h(x,y)$.

1.8 - Função de resposta a uma linha

No processo de obtenção de uma imagem radiológica, consideremos um objecto (função de entrada) constituído por uma recta $\delta(u,v)$, totalmente absorvente ($\mu=1\text{cm}^{-1}$), fazendo um ângulo θ com o eixo dos uu no plano objecto (Fig. 3.26). Para facilitar vamos considerar um sistema de eixos rodado de θ em relação ao primeiro e designaremos a recta por $\delta(u',\theta)$.

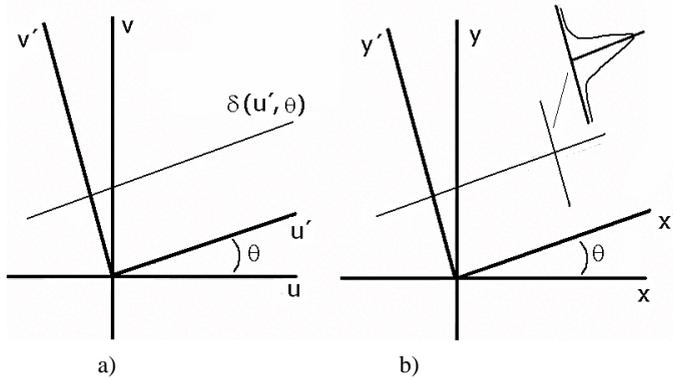


Fig. 3.26 – a) Linha absorvente fazendo o ângulo θ com o eixo dos uu . b) Função de resposta a uma linha.

Supondo que não ocorre ampliação, a imagem dada pelo sistema a esta entrada pode ser representada, no plano imagem (x',y') , por

$$g(x',\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(u',\theta) h(x' - u', y' - v', \theta) du' dv' \quad 3.47$$

226

ou

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(u',\theta) \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x' - u', y' - v', \theta) dv' \right] du'$$

e atendendo à Eq. 3.44

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{\infty} h(x', y' - v', \theta) d(y' - v') \\
&= h_L(x', y')
\end{aligned}$$

que é a função de resposta a uma linha absorvente.

1.9 - Entrada monodireccional

Consideremos agora uma linha com coeficiente de absorção variável segundo a direcção θ , $f(u', \theta)$.

A resposta do sistema será

$$\begin{aligned}
g(x', u) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u', \theta) h(x' - u', y' - v', \theta) du' dv' \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} f(u', \theta) \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x' - u', y' - v', \theta) dv' \right] du' \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} f(u', \theta) h_L(x' - u', \theta) du' \qquad 3.48
\end{aligned}$$

A transformada de Fourier da LSF é a função de transferência para objectos monodireccionais.

2. Sistemas de imagem

Se um particular sistema radiológico fornece uma imagem de um ponto absorvente, com atenuação unitária, descrito pela função $h(x, y, z)$ (função de resposta a um ponto), se os pontos de um objecto têm propriedades de atenuação dos raios X, descritas em coordenadas cartesianas por $f(x, y, z)$, a imagem produzida após uma exposição pode exprimir-se matematicamente pela convolução das funções $f(x, y, z)$ e $h(x, y, z)$. Estamos a admitir a linearidade e a invariância no tempo do sistema considerado. Se supusermos que imagem e objecto têm iguais dimensões (não ocorre ampliação) vem

$$g(x,y,z) = \int_{-\infty-\infty-\infty}^{\infty \infty \infty} f(x - x', y - y', z - z') h(x', y', z') dx'dy'dz' \quad 3.49$$

onde $g(x,y,z)$ é a função imagem.

Para um particular sistema com uma função de resposta a um ponto $h(x',y',z')$ a imagem $g(x,y,z)$ de um dado objecto é unicamente uma função das suas coordenadas volumétricas.

Na Eq 3.49 é suposto que $h(x,y,z)$ é invariante para todos os pontos do volume do objecto. Em geral esta suposição não é válida na prática, excepto em circunstâncias muito especiais.

Em regra, para planos perpendiculares ao raio central a função $h(x,y)$ é aproximadamente invariante e então para um objecto bidimensional à distância z da foco a Eq. 3.49 transforma-se em

$$g(x,y) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty \infty} f(x - x', y - y') h(x', y') dx'dy' \quad 3.50$$

Como os objectos volumétricos se podem decompor num conjunto de planos perpendiculares ao raio central, a Eq. 3.50 pode também aplicar-se à situação tridimensional considerando o $h(x,y,z)$ correspondente.

Nestas equações a natureza estatística dos objectos, das funções de resposta a um ponto e das imagens não foram consideradas. A teoria completa do comportamento dos sistemas de imagem toma em consideração a natureza estatística dos elementos que constituem as imagens. Este aspecto do problema foi já brevemente referido. Entretanto, supõe-se que a teoria não estatística acima apresentada se aplica aos valores médios das quantidades aleatórias consideradas.

A informação total contida em $h(x,y)$ descrita acima, não é facilmente utilizada de maneira directa. Assim, e como referimos anteriormente, é prática comum usar a função de transferência de modulação (FTM) que, para alguns fins, é uma função mais conveniente.

Como vimos a FTM é baseada no princípio de que qualquer objecto absorvente pode ser expresso como uma soma de componentes absorventes sinusoidais com diferentes frequências espaciais. As distribuições com variações bruscas de coeficiente de absorção ou exibindo detalhe fino contêm, altas- frequências na sua constituição espectral, enquanto que imagens grosseiras têm predominantemente componentes de baixa frequência.

A FTM exprime a resposta do sistema, ou componentes do sistema, a distribuições absorventes modulados sinusoidalmente quando a frequência espacial é variada. Para cada valor da frequência espacial a FTM é a relação entre as modulações ou contrastes da imagem e objecto. A partir da definição de contraste vimos que, para variações sinusoidais de densidade, a FTM é a relação entre o componente variável ou AC (metade da diferença de densidades pico a pico) e a densidade média ou componente DC (Eq. 3.26).

É suposto também que a imagem de um objecto modulado sinusoidalmente é uma imagem modulada sinusoidalmente com a mesma frequência, embora a amplitude e fase possam ser diferentes. Calculando a transformada de Fourier bidimensional de ambos os membros da Eq. 3.50 pode obter-se directamente uma expressão geral para a FTM.

Como a transformada de Fourier da convolução de duas funções é o produto das transformadas de Fourier das duas funções, vem

$$G(\omega_x, \omega_y) = F(\omega_x, \omega_y) H(\omega_x, \omega_y) \quad 3.51$$

onde G e g , F e f , H e h são os pares de transformadas de Fourier das funções. G representa o espectro espacial complexo da saída, F o espectro espacial complexo da entrada e H uma função característica do sistema no domínio das frequências. A transformada de Fourier de $h(x,y)$, a que chamamos $H(\omega_x, \omega_y)$, é a função de transferência do sistema de imagem. As frequências espaciais angulares ω_x e ω_y estão relacionados com ν_x e ν_y , as frequências segundo as direcções dos x e y , respectivamente por

$$\omega_x = 2 \pi \nu_x \quad 3.52$$

$$\omega_y = 2 \pi \nu_y$$

A contribuição DC para o espectro de frequência de f e g são os valores de F e G quando $\omega_x = \omega_y = 0$, ou seja $F(0,0)$ e $G(0,0)$. Então

$$G(0,0) = F(0,0) H(0,0) \quad 3.53$$

A transformada de Fourier de $h(x,y)$, função de transferência é

$$H(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x,y) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad 3.54$$

Quando $\omega_x = \omega_y = 0$

$$H(0,0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x,y) dx dy = \eta \quad 3.55$$

$H(0,0)$ é o número total de pontos no plano da imagem quando o objecto é um absorvente pontual, de coeficiente de absorção unitário, ou seja, é uma medida da eficiência do sistema.

Dividindo membro a membro as Eqs. 3.51 e 3.53 e isolando o cociente da função de transferência $H(\omega_x, \omega_y)$ por $H(0,0)$ obtém-se

$$\frac{H(\omega_x, \omega_y)}{H(0,0)} = \frac{G(\omega_x, \omega_y)/G(0,0)}{F(\omega_x, \omega_y)/F(0,0)} \quad 3.56$$

Para um dado par (ω_x, ω_y) os valores de G, H e F são as amplitudes dos correspondentes termos sinusoidais, então a Eq. 3.56 é o valor da FTM do sistema, ou seja

$$FTM = \frac{G(\omega_x, \omega_y)/G(0,0)}{F(\omega_x, \omega_y)/F(0,0)} \quad 3.57$$

O segundo membro desta equação é a relação entre os contrastes da imagem e do objecto para o par de frequências ω_x e ω_y .

Considerando as Eqs. 3.54 e 3.55 a FTM é também

$$FTM = \frac{\text{Função de transferência do sistema}}{\text{Eficiência do sistema}} \quad 3.58$$

Como a função de resposta a um ponto varia, por vezes, com a direcção é, muitas vezes, preferível usar a função de resposta a uma linha (FRL) ao longo de um eixo de um sistema de eixos ortogonais.

A função de resposta a uma linha $h_L(x)$ pode ser calculada a partir da função de resposta a um ponto, se esta for simétrica e independente da direcção. Considere-se a linha totalmente absorvente y_L no espaço objecto e suponha-se conhecida a função de resposta a um ponto $h(r)$, no espaço ima-

gem. A participação do elemento de linha absorvente dy na função de resposta a uma linha $h_L(x)$ no ponto O pode calcular-se da relação

$$\frac{dh_L(x)}{dy} = h(r) \quad 3.59$$

mas como $y = \sqrt{r^2 - x^2}$ vem

$$dy = \frac{1}{\sqrt{r^2 - x^2}} r \, dr \quad 3.60$$

e

$$h_L(x) = 2 \int_x^\infty h(r) \frac{r}{(r^2 - x^2)^{1/2}} \, dr \quad 3.61$$

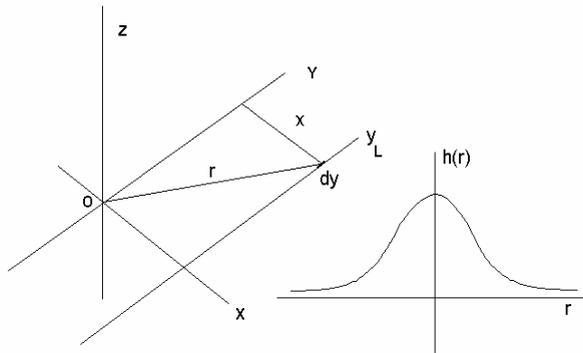


Fig. 3.27 – Obtenção da função de resposta a uma linha a partir da função de resposta a um ponto.

Na prática a FRL determina-se através da imagem de um absorvente rectilíneo. Pode deduzir-se uma equação para a FTM utilizando a FRL, do modo seguinte: se a função de entrada é um absorvente modulado sinusoidalmente ao longo do eixo dos xx a entrada e saída terão a forma, respectivamente

$$f(x,y) = A_1 + B_1 \sin \omega_x x \quad 3.62$$

e

$$g(x,y) = A_2 + B_2 \sin (\omega_x x + \varphi) \quad 3.63$$

A modulação do objecto é então

$$M_f = \frac{B_1}{A_1} \quad 3.64$$

e a modulação da imagem

$$M_g = \frac{B_2}{A_2} \quad 3.65$$

Considerando as Eqs. 3.62 e 3.63 e supondo que $h_L(x,y)$ é uma função simétrica e $\omega_x \neq 0$ a Eq. 3.51 transforma-se em

$$B_2 = B_1 \int_{-\infty}^{\infty} h_L(x,y) \cos(\omega_x x) dx \quad 3.66$$

Quando $\varphi = 0$ e $\omega_x = \omega_y = 0$ a Eq. 3.51 toma a forma

$$A_2 = A_1 \int_{-\infty}^{\infty} h_L(x,y) dx = A \eta \quad 3.67$$

Da divisão das Eqs. 3.66 e 3.67 membro a membro resulta

$$\frac{B_2/A_2}{B_1/A_1} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} h_L(x,y) \cos(\omega_x x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} h_L(x,y) dx} \quad 3.68$$

O primeiro membro desta equação é a relação entre as modulações ou contrastes da imagem e objecto, como se definiu anteriormente, ou seja, a FTM. A função de transferência de modulação pode ser expressa como a transformada de Fourier normalizada da função de resposta a uma linha.

$$\text{FTM} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{B_2/A_2}{B_1/A_1} \quad 3.69$$

A Eq. 3.68 escrita em forma de somatório é geralmente utilizada na prática para o cálculo da FTM, ou seja

$$FTM(\omega_x) = \frac{\sum_{n=-M}^M h_L(x_n) \cos \omega_x x_n}{\sum_{n=-M}^M h_L(x_n)} \quad 3.70$$

onde n é um índice inteiro dos valores incrementais de x e M o valor limite de x a partir do qual $h_L(x)$ é suposta ser desprezável.

Uma propriedade importante da FTM que surge imediatamente da aplicação das transformadas de Fourier a sistemas convoluídos em série é que a FTM global de qualquer sistema complexo é o produto das FTM dos componentes do sistema. A FTM de um sistema de imagem pode ser obtida combinando as FTM de cada componente, começando pela ampola de raios X e terminando no olho do observador que examina a imagem resultante.

Na Fig. 3.28 estão as FTM dos componentes de um sistema de fluoroscopia. A FTM com curva A refere-se ao sistema óptico, câmara de televisão e monitor, a curva B ao tubo intensificador de imagem e a curva C ao foco da ampola.

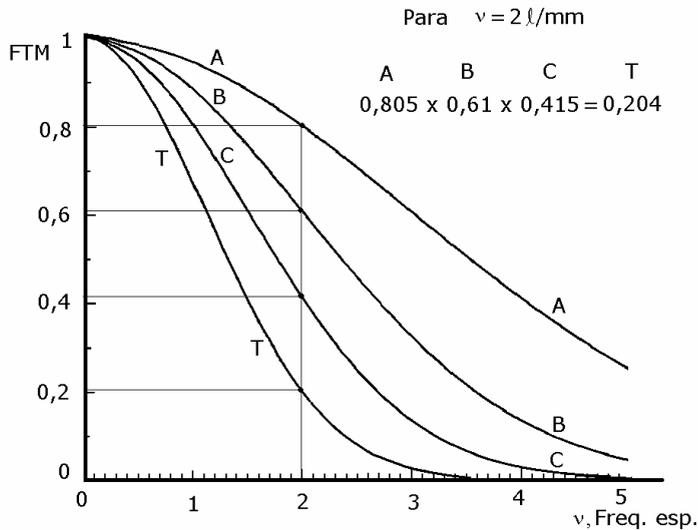


Fig. 3.28 – FTM dos componentes de um sistema de fluoroscopia. A FTM **A** refere-se à óptica, câmara de televisão e monitor, **B** ao tubo intensificador de imagem e **C** ao foco da ampola. **T** é a FTM global do sistema de fluoroscopia.

O valor da FTM do sistema de fluoroscopia, para um dado valor de frequência espacial, obtém-se através do produto dos valores individuais das FTM dos componentes do sistema para essa frequência. No caso da Fig. 3.28 para a frequência espacial de 2 linhas/mm a FTM do sistema de fluoroscopia é

$$0,805 \times 0,61 \times 0,415 = 0,204$$

Por vezes é conveniente utilizar o espectro de potência em vez do espectro de frequências. O espectro de potência (ou de Wiener) é o quadrado do valor da transformada de Fourier para cada valor da frequência. A relação entre os espectros da imagem e objecto, para cada valor da frequência, é chamada de transmissão. A área sob o espectro de potência é proporcional ao conteúdo de informação para cada intervalo de frequência. Por outro lado, a transmissão está relacionada com a eficiência de transferência de informação.

XI. CARACTERIZAÇÃO MATEMÁTICA DO FEIXE RADIOLÓGICO

1 - Intensidade no detector

Consideremos um feixe de raios X de intensidade I_0 a incidir num objecto absorvente e o feixe emergente de intensidade I . O espectro ($N_0(E)$ vs. E) do feixe de intensidade I_0 para os fótons emitidos durante um segundo (Fig. 3.29) obedece à relação

$$I_0 = \int_0^{\infty} N_0(E) dE \quad 3.71$$

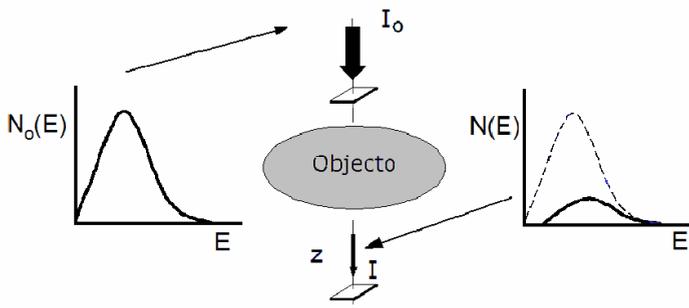


Fig. 3.29 – Espectros incidente e emergente primário da energia dos raios X.

O coeficiente de atenuação do feixe, a incidir no objecto com direcção z , varia com a energia sendo a intensidade emergente dada por

$$I = \int_0^{\infty} N_0(E) e^{-\int \mu(z,E) dz} dE \quad 3.72$$

Com $\mu(z,E)$, o coeficiente de atenuação linear em cada ponto do objecto segundo a direcção do feixe (eixo dos zz), para a energia E . De facto o coeficiente de atenuação linear depende além de E , do número atómico $Z(z)$ e da massa específica $\rho(z)$, no ponto z do objecto, pelo que podemos escrever

$$\mu(z,E) = \mu[\rho(z),Z(z),E] \quad 3.73$$

Contudo a contribuição da radiação dispersa tem de ser tomada em consideração. Consideremos um feixe de raios X transportando N fotões por segundo e por unidade de área, a incidir num objecto, (Fig. 3.30).

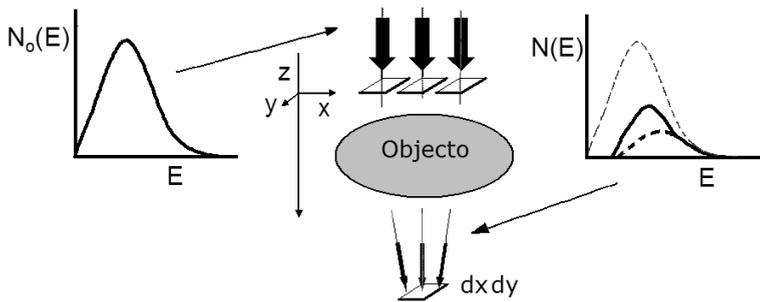


Fig. 3.30 – Espectros incidente e emergente total da energia dos raios X.

Seja $I(x,y)dx dy$ a energia total, emergente da fonte, a atingir, por segundo, a área elementar $dx dy$ do detector, E a energia dos fotões primários, $\epsilon(E,\theta)$ a eficiência de absorção de energia do detector e $S(x,y,E_s,\Omega)$ o número de fotões dispersos de energia E_s no ponto (x,y) , por unidade de ângulo sólido, e $\mu(x,y,z)$ o coeficiente de atenuação linear.

Considerando as componentes primária e dispersa a incidir no detector (Fig. 3.31), temos

$$\begin{aligned}
I(x,y) &= I_{\text{rad. primária}} + I_{\text{rad. dispersa}} = \\
&= N \varepsilon(E,\theta) E e^{-\int e^{-\mu(z,E)dz]} + \int \varepsilon(E_S,\theta) E_S S(x,y, E_S, \Omega) d\Omega dE_S \quad 3.74
\end{aligned}$$

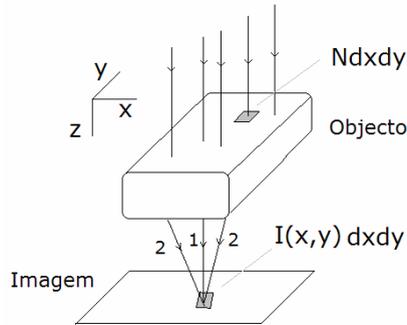


Fig. 3.31 – Modelo de formação da imagem radiológica. A incidirem no elemento $dx dy$ da imagem, raios dispersos (2) e raios primários (1).

O integral linear, no primeiro termo, aplica-se aos fótons primários ao longo do percurso até atingirem o ponto de coordenadas (x,y) .

A finalidade das técnicas de projecção com raios X é calcular os integrais lineares dos coeficientes de atenuação para os percursos a partir do foco que atravessam o objecto em estudo.

2 - Intensidade dispersa média

A função da radiação dispersa $S(x,y,E_S,\Omega)$ tem uma dependência complexa da posição e da distribuição dos tecidos no interior do paciente. Para muitas aplicações, é suficiente tratar o problema como uma função de variação lenta e substituir a segunda parcela da Eq. 3.74 pelo seu valor no centro da imagem. Visto a radiação dispersa diminuir com o afastamento do centro, isto fornece a estimativa máxima do efeito de degradação de contraste da radiação dispersa. A Eq. 3.74 pode, então, ser simplificada para

$$I(x,y) = N \varepsilon(E,\theta) E e^{-\int e^{-\mu(x,y,z)dz]} + \bar{S} \bar{\varepsilon}(E) E \quad 3.75$$

com

$$\bar{S} = \int S(0,0,E_S,\Omega) d\Omega dE_S$$

e

$$\bar{\epsilon}(E) E = \int \epsilon(E_s, \theta) E_s S(0, 0, E_s, \Omega) d\Omega dE_s / \bar{S}$$

Na prática, é a relação R das intensidades das radiações dispersa e primária que é medida ou calculada, pelo que uma forma apropriada para a Eq. 3.75 é

$$I(x, y) = N \epsilon(E, \theta) E e^{-[\int e^{-\mu(x, y, z)} dz]} (1 + R) \quad 3.76$$

3 – Contraste

Deduzida uma equação para a intensidade da imagem radiográfica (Eq. 3.76) vamos utilizar esta relação para obter uma expressão para o contraste radiológico. Considere-se o modelo simples apresentado na Fig. 3.32. O paciente foi substituído por um bloco homogéneo de tecido de espessura x_1 e coeficiente de atenuação linear μ_1 contendo um bloco de tecido «tumoral» de espessura x_2 e de coeficiente de atenuação linear μ_2 . Interessa identificar claramente o tecido tumoral na projecção radiológica. O contraste C deste tecido é definido em termos das intensidades I_1 e I_2 através da equação

$$C = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

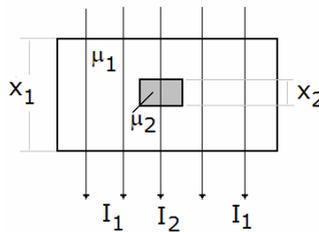


Fig. 3.32 – Modelo de formação da imagem radiológica. A incidirem no elemento $dx dy$ da imagem, raios dispersos (2) e raios primários (1).

Utilizando a Eq. 3.75, vem

$$I_1 = N \epsilon(E, \theta) E e^{-\mu_1 x_1} + \bar{S} \bar{\epsilon}(E) E \quad 3.77$$

$$I_2 = N \epsilon(E, \theta) E e^{-[\mu_1(\mu_1 - \mu_2) - \mu_2 x_2]} + \bar{S} \bar{\epsilon}(E) E$$

Então, supondo que $I_1 + I_2 \approx 2I_1$ o contraste vem dado por

$$C = \frac{N \varepsilon(E, \theta) E e^{-\mu_1 x_1} \{1 - e^{-(\mu_1 - \mu_2) x_2}\}}{2I_1}$$

Que pode simplificar-se usando a Eq. 3.76 , dando

$$C = \frac{\{1 - e^{-(\mu_1 - \mu_2) x_2}\}}{2(1 + R)} \quad 3.78$$

Portanto os factores que afectam o contraste são:

- Espessura do tecido no objecto
- Diferença dos coeficientes de atenuação
- Relação entre as intensidades das radiações dispersa e primária, R.

4 - Ruído e dose

Todas as imagens geradas por radiação são estatísticas, por natureza. As imagens sofrem flutuações de modo aleatório em torno de um valor médio e com erro previsível, dado que a distribuição estatística que domina estes processos é conhecida (estatística de Poisson). Além do ruído estatístico, outras formas de ruído estão presentes nas imagens médicas, associadas umas ao detector, outras às próprias estruturas do paciente.

A relação sinal ruído (S/R) de um detector é proporcional à raiz quadrada da dose. É uma medida do seu conteúdo de informação.

O ruído relativo (ou flutuação quântica relativa) pode ser diminuído aumentando o número de fótons utilizado na formação da imagem. Isto aumentará também a dose no paciente e é importante explorar as relações entre estas quantidades. Vamos usar o modelo da Fig. 3.31 e responder à pergunta seguinte: Qual é a dose à superfície necessária para ser possível detectar com um contraste C uma área A sobre um fundo constituído unicamente por flutuação quântica? Vamos primeiro comparar o sinal que queremos caracterizar com o ruído de fundo a fim de obter a S/R. O sinal $\Delta I A$ que pretendemos detectar pode obter-se a partir da Eq. 3.77 e da definição geral de contraste. Fazendo $\Delta I = I_1 - I_2$, temos então:

$$\text{Sinal} = \Delta I A = 2 I_1 C A = 2 C A N \varepsilon E e^{-\mu_1 x_1} (1 + R) \quad 3.79$$

O ruído quântico numa imagem resulta de flutuações na energia absorvida pelo detector. Por simplicidade, supomos que cada fóton que interage com o receptor é completamente absorvido e que a eficiência do receptor ε é a mesma para os fótons primários e secundários. O número de fótons detectados por unidade de área do receptor é um processo de Poisson e o ruído da imagem numa área A adjacente à área de interesse é $E(I_1 A/E)^{1/2}$, ou

$$\text{Ruído} = E [N \varepsilon A e^{-\mu_1 x_1} (1 + R)]^{1/2} \quad 3.80$$

A relação sinal/ruído é então

$$S/R = C [N \varepsilon A e^{-\mu_1 x_1} (1 + R)]^{1/2} \quad 3.81$$

Substituindo C na Eq. 3.81 vem

$$S/R = [1 - e^{-\mu_1(\mu_1 - \mu_2)x_2}] [N \varepsilon A e^{-\mu_1 x_1} / (1 + R)]^{1/2} \quad 3.82$$

Uma regra adoptada é que o olho humano detectará seguramente os objectos quando a S/R é 5 ou maior.

De acordo com Rose (1974), um objecto torna-se detectável quando a S/R excede um certo valor mínimo ou patamar. Rose sugeriu que esse patamar é a relação de 5, mas, de momento, vamos chamar k a essa quantidade. A dose mínima no paciente ocorrerá neste patamar e, tirando o valor do número de fótons incidente no paciente por unidade de área, em função de k , vem

$$N = K^2 (1 + R) e^{\mu_1 x_1} / [\varepsilon(\Delta\mu x_2)^2 a^2] \quad 3.83$$

Para a dedução da Eq. 3.83 considerámos o contraste pequeno. Expandimos a primeira exponencial na Eq. 3.82 até ao segundo termo e fizemos $\Delta\mu = \mu_2 - \mu_1$. Considerámos também que o objecto de interesse é um cubo de lado a e substituímos o valor apropriado para a área A . A dose à superfície é então obtida simplesmente pelo produto do número de fótons por unidade de área (N), o coeficiente de absorção de energia (de massa) para os tecidos (μ_{En}/ρ) e a energia dos fótons E :

$$\text{Dose} = (\mu_{En}/\rho) E K^2 (1 + R) e^{\mu_1 x_1} / [\varepsilon(\Delta\mu)^2 a^4] \quad 3.84$$

A partir desta equação tira-se uma conclusão importante: A dose mínima requerida para visualizar um objecto aumenta com o inverso da quarta potência das dimensões do objecto. Para uma dada dose e um dado contraste há uma dimensão mínima do objecto que pode ser visualizado e a resolução do sistema para pequenos contrastes varia com as dimensões do objecto.

5 - Ruído quântico equivalente

Num detector ideal seja N_{id} o número de contagens acumuladas

$$(S/R)_{id} = \frac{S_{id}}{\sigma_{id}} = \frac{N_{id}}{\sqrt{N_{id}}} = \sqrt{N_{id}} \quad \text{ou} \quad N_{id} = [(S/R)_{id}]^2 \quad 3.85$$

Na realidade a distribuição do ruído não é verdadeiramente de Poisson, havendo integração do número de fótons nos detectores pelo que na situação não ideal é

$$(S/R)_{n/id} = \frac{S_{n/id}}{\sigma_{n/id}} < \sqrt{N_{id}} \quad 3.86$$

Podemos definir ruído quântico equivalente:

$$NEQ = [(S/R)_{n/id}]^2 \quad 3.87$$

NEQ («noise equivalent quanta») representa o número de fótons que produz a relação sinal ruído não ideal $(S/R)_{n/id}$ num sistema ideal. É também o número de quanta com distribuição de Poisson com $S/R=(S/R)_{n/id}$.

6 - Eficiência quântica de detecção (DQE)

A eficiência quântica de detecção $DQE(f)$ é uma medida da capacidade de um detector em extrair informação de um feixe de radiação e reflecte a transferência de informação de um sistema de detecção em termos de S/R e é definida como o quadrado do quociente entre as relações sinal ruído à entrada e saída, para uma dada frequência espacial, ou

$$DQE = \frac{S/R_{saída}^2}{S/R_{entra.}^2} \quad 3.88$$

A S/R_{entra} é obtida usando o sinal e ruído inerentes na distribuição dos raios X à entrada, antes da interacção com o detector.

A raiz quadrada da DQE descreve a eficiência na transferência da relação sinal ruído contida na distribuição dos raios X incidentes na superfície de detecção até à saída do detector, ou seja, a DQE avalia o efeito combinado do ruído e das operações inerentes do sistema de imagem na transferência de contraste, em função da frequência espacial.

O valor da DQE indica a capacidade de um sistema em detectar os pequenos contrastes nas imagens e traduz especialmente a aptidão de um sistema de imagem na detecção de imagens de objectos de reduzidas dimensões e com pequeno contraste.

Por tratamento da equação anterior podemos obter uma outra expressão para a DQE

$$DQE = \frac{S_0^2 \text{MTF}(f)^2}{\text{NPS}(f) \Phi} \quad 3.89$$

Onde S_0 é o valor do sinal, para a frequência espacial zero à saída do detector, quando este recebe uma fluência F de raios X à entrada, $\text{NPS}(f)$ é o espectro de potência do ruído para a frequência f e $\text{MTF}(f)$ é a função de transferência de modulação. Dada a presença da fluência F em denominador, esta equação mostra que a DQE varia inversamente com a dose no paciente.

A DQE aumenta com o aumento da qualidade da imagem e com o decréscimo da dose no paciente.

Os ruídos quântico e electrónico são inevitáveis numa cadeia de imagem digital. O ruído afecta drasticamente a detectabilidade. Em muitas situações, para detectar pequenos objectos é mais importante ter um alto DQE, do que uma pequena distância de resolução.

A DQE é presentemente um dos indicadores de referência quando se comparam detectores de raios X.

Frequentemente, para se calcular a DQE de um detector, há vantagem em considerá-lo como sendo composto de diversos estágios, determinar o valor individual para cada componente e combinar os resultados.

As imagens de objectos obtidas com detectores de elevado DQE deverão oferecer melhor detectabilidade de detalhes, para doses reduzidas, do que as obtidas com detectores de baixo DQE.

Apêndice 3.1

1 - Análise de Fourier

Demonstra-se que, qualquer que seja a função periódica⁶ de período T que se considere, é sempre possível decompô-la numa soma constituída por um termo constante e um conjunto de termos sinusoidais com frequências angulares múltiplas do valor $\omega = 2\pi/T$, ou seja,

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega t + \alpha_n) \quad 3.91$$

$$= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \alpha_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \alpha_n \sin n\omega t \quad 3.92$$

$$= a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t \quad 3.93$$

onde $a_0=A_0$ é uma constante, a_n , A_n , b_n e B_n são constantes (amplitudes) para cada valor de n e α_n é a fase na origem do harmónico de ordem n.

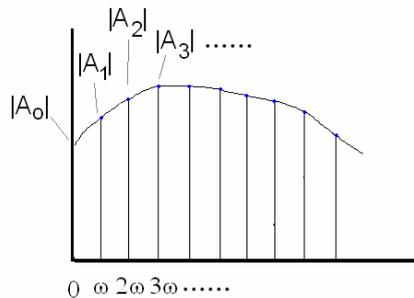


Fig. 3.33 – Espectro de frequências a função $f(t)$ da Eq. 3.91.

A pulsação ou frequência angular fundamental é $\omega = \frac{2\pi}{T}$, sendo T o período da função sinusoidal quando $n = 1$.

⁶ - Uma função periódica obedece à condição de $f(t) = f(t + T)$, com T período da função.

Este processo de decomposição de uma função periódica, seja ela qual for, numa soma de correntes sinusoidais, chama-se decomposição em série de Fourier.

Para $n = 1$ obtêm-se os termos correspondentes à frequência fundamental e para $n > 1$ obtêm-se os harmónicos.

A decomposição em série de Fourier tem grande interesse pois, sabendo-se as propriedades das funções sinusoidais podem estudar-se quaisquer outras funções periódicas.

A partir das Eqs. 3.91 a 3.93 podemos escrever

$$a_n = A_n \cos \alpha_n \qquad b_n = - A_n \sin \alpha_n \qquad 3.94$$

$$a_n^2 = A_n^2 \cos^2 \alpha_n \qquad b_n^2 = A_n^2 \sin^2 \alpha_n \qquad 3.95$$

$$A_n^2 = a_n^2 + b_n^2 \qquad A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \qquad 3.96$$

$$\frac{\sin \alpha_n}{\cos \alpha_n} = - \frac{b_n}{a_n} \qquad \text{tg } \alpha_n = - \frac{b_n}{a_n} \qquad 3.97$$

Calculemos o valor médio da função $f(t)$ no intervalo de um período

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t) dt = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} A_0 dt + \frac{1}{T} \sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} a_n \cos n\omega t dt +$$

$$\frac{1}{T} \sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} b_n \sin n\omega t dt = A_0 \qquad 3.98$$

Então A_0 é o valor médio de $f(t)$. Vamos demonstrar que:

$$a_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} f(t) \cos n\omega t dt \qquad b_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} f(t) \sin n\omega t dt \qquad 3.99$$

com $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ (para as duas expressões da Eq. 3.99)

Recordemos que

$$\cos a \cos b = \frac{1}{2} [\cos(a+b) + \cos(a-b)]$$

$$\sin a \sin b = \frac{1}{2} [\sin(a+b) + \sin(a-b)]$$

Considerando a Eq. 3.93

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t$$

multipliquemos ambos os membros desta equação por $(\cos m\omega t)$ e integremos em ordem a t entre os limites t e $t+T$ (intervalo de um período)

$$\int_t^{t+T} f(t) \cos m\omega t \, dt = \int_t^{t+T} A_0 \cos m\omega t \, dt + \sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} a_n \cos n\omega t \cos m\omega t \, dt +$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} b_n \sin n\omega t \cos m\omega t \, dt$$

$$= 0 + \sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} \frac{a_n}{2} [\cos (n+m)\omega t + \cos (n-m)\omega t] \, dt +$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \int_t^{t+T} \frac{b_n}{2} [\sin (n+m)\omega t + \sin (n-m)\omega t] \, dt \quad 3.100$$

Quando $n = m$, vem

$$\int_t^{t+T} f(t) \cos m\omega t \, dt = \frac{a_n}{2} T \quad 3.101$$

então

$$a_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} f(t) \cos n\omega t \, dt \quad 3.102$$

Para calcular b_n multiplicamos ambos os membros desta equação por $(\sin n\omega t)$ e integramos em ordem a t no intervalo de um período, vindo

$$b_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} f(t) \sin n\omega t \, dt \quad 3.103$$

Podemos agora escrever

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t \quad 3.104$$

com a_n e b_n dados pelas Eqs. 3.101 e 3.102.

Fazendo

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t) \, dt = \frac{a_0}{2} \quad 3.105 \quad \overline{245}$$

Vem

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t \quad 3.106$$

que representa a expansão da função $f(t)$ em série de Fourier.

2 - Fórmula exponencial da série de Fourier

Antes de mais, lembremos a expansão em série da função exponencial e^{jx} , com j a unidade imaginária

$$\begin{aligned} e^{jx} &= 1 + jx + \frac{j^2 x^2}{2!} + \frac{j^3 x^3}{3!} + \dots + \frac{j^i x^i}{i!} + \dots \\ &= \left(1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \dots\right) + j \left(x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \dots\right) \end{aligned} \quad 3.107$$

As somas dentro de parêntesis são as expansões em série respectivamente do coseno e seno de x , então

$$e^{jx} = \cos x + j \sin x \quad 3.108$$

que é a fórmula de Euler. Fazendo de igual modo para e^{-jx}

temos

$$e^{-jx} = \cos x - j \sin x \quad 3.109$$

Somando as Eqs. 3.108 e 3.109 vem

$$\cos x = \frac{1}{2} (e^{jx} + e^{-jx}) \quad 3.110$$

Se multiplicarmos por -1 uma das Eqs. 3.108 ou 3.109 antes de somar, vem

246

$$\sin x = \frac{1}{2j} (e^{jx} - e^{-jx}) \quad 3.111$$

Podemos então escrever

$$\sin n\omega t = \frac{1}{2j} (e^{jn\omega t} - e^{-jn\omega t}) \quad 3.112$$

e

$$\cos n\omega t = \frac{1}{2} (e^{jn\omega t} + e^{-jn\omega t}) \quad 3.113$$

Então, entrando com as Eqs. 3.112 e 3.113 na Eq. 3.106 temos

$$\begin{aligned}
 f(t) &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} (e^{jn\omega t} + e^{-jn\omega t}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{2j} (e^{jn\omega t} - e^{-jn\omega t}) \\
 &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a_n}{2} + \frac{b_n}{2j} \right) e^{jn\omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a_n}{2} - \frac{b_n}{2j} \right) e^{-jn\omega t}
 \end{aligned}$$

ou

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a_n - j b_n}{2} e^{jn\omega t} + \frac{a_n + j b_n}{2} e^{-jn\omega t} \right) \quad 3.114$$

Então, fazendo

$$\alpha_n = \frac{a_n - j b_n}{2} \quad 3.115$$

$$\alpha_{-n} = \frac{a_n + j b_n}{2} \quad 3.116$$

$$\alpha_0 = \frac{a_0}{2} \quad 3.117$$

Assim, entrando com as Eqs. 3.115, 3.116 e 3.117 Temos

$$f(t) = \alpha_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n e^{jn\omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{-n} e^{-jn\omega t} \quad 3.118$$

mas, sendo $a_n = a_{-n}$ e $b_n = b_{-n}$

vem

$$\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{-n} e^{-jn\omega t} = \sum_{n=-1}^{-\infty} \alpha_n e^{jn\omega t} \quad 3.119$$

Finalmente, a forma exponencial da série de Fourier, é

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n e^{jn\omega t} \quad 3.120$$

Uma forma mais conveniente para o coeficiente α_n pode ser obtida considerando a Eqs. 3.121 que deduziremos a seguir.

Dado que

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \frac{a_n - j b_n}{2} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos n\omega t \, dt - \frac{2j}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin n\omega t \, dt \right) \\ &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) (\cos n\omega t - j \sin n\omega t) \, dt \end{aligned}$$

$$e \quad \alpha_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-jn\omega t} \, dt \quad 3.121$$

onde n pode tomar todos os valores inteiros positivos e negativos.

Entrando com a Eq. 3.121 na Eq. 3.120 obtemos

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n e^{jn\omega t} \quad 3.122$$

A Eq. 3.122 é conhecida como a transformada de Fourier da função periódica $f(t)$. É uma função do harmónico de ordem n e é uma representação de uma função periódica do tempo no domínio das frequências.

Esta representação é completa já que determina univocamente de $f(t)$ através da expansão referente à Eq. 3.121.

Observamos que se multiplicarmos $f(t)$ por $e^{-jn\omega t}$ e considerarmos o valor médio do produto para o intervalo de um período, para todos os valores de \mathbf{n} , como se encontra na Eq. 3.122, tal constitui uma análise de $f(t)$ para as amplitudes e ângulos de fase das sinusóides nas quais $f(t)$ foi decomposto.

Uma informação completa sobre amplitudes dos harmónicos e fases está contida na função α_n que, em geral, é complexa e designada por espectro complexo de $f(t)$. Como resultado da ordenação dos harmónicos por valores discretos determinados pelo inteiro \mathbf{n} , o espectro é um espectro de linhas. Assim como a Eq. 3.122 é um somatório de sinusóides de acordo com a informação de fase e amplitude contida no espectro complexo $\alpha(n)$ para obter a função original, é uma síntese em oposição com a Eq. 123 que é uma análise. Mais, enquanto que a Eq. 3.123 é uma transformação de $f(t)$ na sua representação no domínio das frequências α_n , a Eq. 3.122 é a transformação inversa de α_n na sua representação $f(t)$ e é chamada a transformada de Fourier inversa de $\alpha(n)$.

Para considerarmos em separado a amplitude e a fase no espectro complexo, consideremos a Eq. 3.115 escrita na forma

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \frac{1}{2} \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \left(\frac{a_n}{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}} - j \frac{b_n}{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{a_n^2 + b_n^2} e^{j \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(-\frac{b_n}{a_n} \right)} \end{aligned}$$

donde

$$|\alpha_n| = |-\alpha_n| = \frac{1}{2} \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$$

e

$$\theta_n = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(-\frac{b_n}{a_n} \right)$$

Podemos fazer a representação vectorial dos coeficientes complexos num sistema de eixos apropriado.

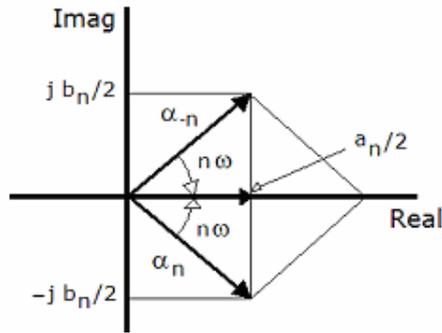


Fig. 3.34 – Representação vetorial de α_n e α_{-n} . O eixo das ordenadas é o eixo imaginário, o eixo das abscissas é o eixo real.

Entrando com as Eqs. 3.121 e 3.122 e fazendo $\omega = 2\pi/T$ podemos escrever

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) e^{-jn\omega x} dx \right] \omega e^{jn\omega t} \quad 3.123$$

No integral da Eq. 3.123 é usada a variável auxiliar x para serem evitadas confusões com t . Esta expressão será utilizada no número seguinte.

3 - Integral de Fourier

250

Quando o período T de uma função periódica $f_p(t)$ tende para infinito, a frequência tende para zero e a função resultante tende a deixar de ser periódica, ou seja,

$$f(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} f_p(t) \quad 3.124$$

com $f(t)$ uma função não periódica de t .

Consideremos uma função periódica de período T e frequência angular ω_0 , ou seja, $\omega_0 = 2\pi/T$. A Eq. 3.123 tomará a forma

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) e^{-jn\omega_0 x} dx \right] \omega_0 e^{jn\omega_0 t} \quad 3.125$$

Se o período T desta função tende para infinito, a frequência ω_0 tende para um valor infinitesimal, ou seja, $\omega_0 = \Delta\omega$. Nestas condições, a frequência de qualquer harmónico $n\omega_0$ corresponde a um valor da frequência geral descrita pelo espectro contínuo. Noutros termos, $n \rightarrow \infty$ quando $\omega_0 = \Delta\omega \rightarrow 0$ sendo o seu produto finito, ou seja $n\omega_0 = n\Delta\omega \rightarrow \omega$, vindo

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-jn\Delta\omega x} dx \right] e^{jn\Delta\omega t} \Delta\omega \quad 3.126$$

No limite quando $T \rightarrow \infty$, $\Delta\omega \rightarrow 0$ o somatório tende para o integral em ω . A Eq. 3.126 tende então para

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-j\omega x} dx \right] e^{j\omega t} d\omega \quad 3.127$$

Se definirmos

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad 3.128$$

Então de acordo com a Eq. 3.127 pode escrever-se

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad 3.129$$

A Eq. 3.125 é conhecida como a transformada de Fourier da função não periódica $f(t)$. É uma representação desta função no domínio das frequências.

4 - Transformada bidimensional discreta de Fourier

De modo semelhante ao que vimos no número anterior sendo $f(x,y)$ uma função contínua e integrável e $F(\omega_x, \omega_y)$ uma função integrável, define-se transformada de Fourier de $f(x,y)$

$$F(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad 3.130$$

e a transformada inversa de Fourier

$$f(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega_x, \omega_y) e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \quad 3.131$$

Chamando R e I respectivamente à parte real e à parte imaginária de $F(\omega_x, \omega_y)$, definem-se ainda os espectros de amplitude, fase e potência através de equações que definem o seu valor para pares de valores de ω_x e ω_y .

$$\text{– Espectro de amplitudes } |F(\omega_x, \omega_y)| = [R^2(\omega_x, \omega_y) + I^2(\omega_x, \omega_y)]^{1/2} \quad 3.132$$

$$\text{– Espectro de fases } \phi(\omega_x, \omega_y) = \arctg \frac{I(\omega_x, \omega_y)}{R(\omega_x, \omega_y)} \quad 3.133$$

$$\text{– Espectro de energias } E(\omega_x, \omega_y) = R^2(\omega_x, \omega_y) + I^2(\omega_x, \omega_y) \quad 3.134$$

Para o processamento digital da imagem interessa introduzir uma formulação da transformada de Fourier aplicável a funções discretas.

Considere-se uma imagem de $M \times N$ pontos, que na forma digital é o resultado da amostragem de uma função contínua bidimensional por uma grelha com espaçamento Δx e Δy segundo os eixos dos xx e yy respectivamente, ou seja, a imagem digital é o conjunto dos pontos

252

$$f(m,n) = f(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \quad 3.135$$

para $m = 0, 1, \dots, M-1$ e $n = 0, 1, \dots, N-1$

No domínio das frequências, na formulação discreta é

$$F(k, \ell) = F(k\Delta\omega_x, \ell) \quad 3.136$$

para $k = 0, 1, \dots, M-1$ e $\ell = 0, 1, \dots, N-1$

Os incrementos estão relacionados através das relações:

$$\Delta\omega_x = \frac{1}{M \Delta x} \quad \Delta\omega_y = \frac{1}{N \Delta y} \quad 3.137$$

Podemos fazer-se a normalização da frequência espacial tomando como unidades Δx e Δy com a consequente alteração, no plano das frequências).

Define-se transformada discreta de Fourier pela relação:

$$F(k, \ell) = \frac{1}{NM} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} f(n, m) e^{-j2\pi(mk/N + n\ell/M)} \quad 3.138$$

para $k = 0, 1, \dots, M-1$ e $\ell = 0, 1, \dots, N-1$

e a transformada inversa como sendo

$$f(n, m) = \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{\ell=0}^{M-1} F(k, \ell) e^{j2\pi(mk/N + n\ell/M)} \quad 3.139$$

para $n = 0, 1, \dots, N-1$ e $m = 0, 1, \dots, M-1$.

Quando a área da imagem amostrada é quadrada, isto é, quando $M=N$, pode simplificar-se a Eq. 3.138, vindo :

$$F(k, \ell) = \frac{1}{N^2} \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} f(n, m) e^{-j2\pi(mk + n\ell)/N} \quad 3.140$$

para k e $\ell = 0, 1, \dots, N-1$.

Do mesmo modo para a Eq. 3.139, vem

$$f(n, m) = \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{\ell=0}^{N-1} F(k, \ell) e^{j2\pi(mk + n\ell)/N} \quad 3.141$$

para n e $m = 0, 1, \dots, N-1$.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • IV



FILME RADIOLÓGICO

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

O filme radiológico tem sido o suporte eleito da imagem radiográfica, mapeamento indirecto da intensidade do feixe de raios X emergente do paciente. Tem diversas qualidades que o justificam: excelente resolução espacial, resolução de densidade apropriada para a maioria das situações, processamento rápido, barato, fácil de manejar, visualizar e armazenar.

Prevê-se que, no futuro, o filme radiológico seja, em grande parte, substituído por suportes das novas tecnologias digitais. As vantagens dos sistemas digitais a nível do armazenamento, transmissão, visualização rápida, reprocessamento e procura e ainda, alguns dos avanços oferecidos pelos sistemas de PACS (Picture Archiving and Communication System) parecem não deixar dúvidas sobre isso, pelo menos, para grandes centros e instituições. As vantagens a nível das características das imagens não são tão evidentes, mas existem e são estudadas no Cap.VI.

Apesar disso, algumas razões fazem prever ainda, uma longa vida para o filme radiológico. Uma delas é a vantagem da própria independência, resultante de ser um registo definitivo com dimensão global conveniente.

Um disco, uma disquete, ou uma fita magnética, por si não informam nada, precisam de equipamento compatível para serem imagem. O filme é ele próprio a imagem, observável em qualquer lugar precisando, quanto muito, de um negatoscópio para ser observado correctamente.

Em qualquer hospital, em qualquer especialidade, o médico examina radiografias anexas aos processos dos doentes ou trazidas por estes. As radiografias são levadas até junto do leito do doente, numa enfermaria, são examinadas numa consulta ou num consultório, são levadas para outros países.

A normalização e investimento que serão necessários para conferir aos suportes magnéticos uma maleabilidade próxima da oferecida pelo filme, e implementar todas as vantagens das técnicas digitais, mesmo a nível de um só país, é tarefa difícil. A prática generalizada de fazer sempre filme, mesmo com as técnicas digitais, irá certamente continuar por muito tempo.

Neste capítulo, em apêndice, são recordadas as grandezas fotométricas mais usadas neste livro, bem como as suas unidades.

II. CONSTITUIÇÃO DO FILME RADIOLÓGICO

Fundamentalmente o filme radiológico consiste na emulsão, a camada de material sensível, assente numa base de suporte. Esta é uma estrutura rígida de poliéster ou triacetato de celulose que, através de uma película adesiva, se encontra em contacto íntimo com a emulsão (Fig. 4.1). A emulsão é constituída por gelatina com cristais de halogenetos de prata. A molécula de gelatina (extraída de ossos de vaca e de porco), é uma proteína composta, em média, por 15 grupos de aminoácidos interligados. A gelatina é transparente e suficientemente porosa para permitir aos reagentes penetrar e contactar com os cristais de halogeneto de prata.

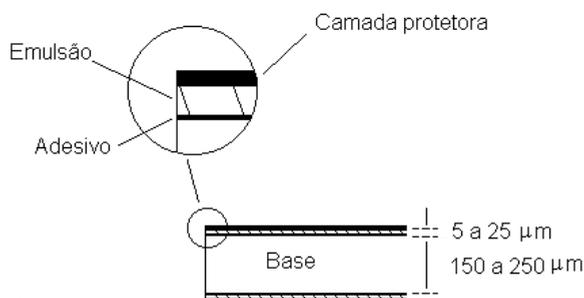


Fig. 4.1 – Esquema da constituição do filme radiológico.

Estes cristais, a parte activa da emulsão, têm diâmetros de cerca de um micrómetro e encontram-se a distâncias, entre si, de alguns micrómetros. Tipicamente, os cristais de halogeneto de prata são constituídos por 95% de brometo de prata (AgBr) e 5% de iodeto de prata (AgI), e têm tendência a encontrar-se à superfície da rede cristalina de malha cúbica (Fig. 4.2).

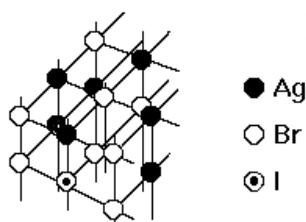


Fig. 4.2 – Esquema da rede cristalina dos cristais da emulsão.

A forma e a estrutura dos cristais não são perfeitas e é devido a algumas das imperfeições que se originam as propriedades que levam à obtenção das imagens. São as impurezas químicas que originam os centros de sensibilidade, locais onde, durante o processamento da imagem radiográfica, os átomos de prata das regiões impressionadas são atraídos e se concentram.

III. FORMAÇÃO DA IMAGEM LATENTE

No interior de um cristal a energia potencial eléctrica é uma função periódica da distância e o seu valor num ponto resulta da contribuição simultânea do campo de vários átomos regularmente dispostos na estrutura do cristal. Os átomos como que perdem a sua individualidade face às propriedades globais do cristal.

Quando os átomos se aproximam e se organizam de modo a formar cristais, os níveis de energia das camadas electrónicas mais internas não são significativamente afectadas mas os níveis de energia dos electrões externos sobrepõem-se transformando-se em bandas de energia por onde os electrões circulam livremente.

Distinguem-se duas bandas de energia, a banda de valência e a banda de condução, separadas por uma banda proibida. A presença de impurezas no cristal contribui com níveis de energia na banda proibida a que se chamam armadilhas).

À temperatura de 0°K os níveis de energia da banda de valência estão todos preenchidos, encontrando-se todos vagos na banda de condução. À temperatura ambiente, devido ao ganho de energia de agitação térmica, alguns electrões passam da banda de valência para a banda de condução (Fig. 4.3).

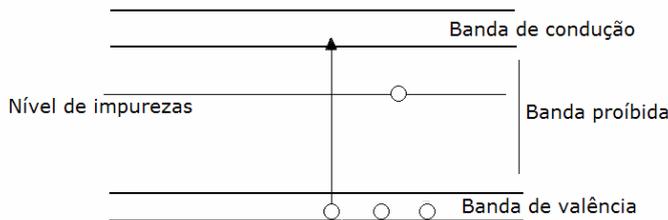


Fig. 4.3 – Estrutura de bandas de um sólido impuro com a presença de níveis de impurezas na banda proibida.

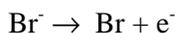
A radiação X que incide no filme proveniente do paciente deposita energia na emulsão principalmente devido a efeito fotoeléctrico sobre átomos de halogéneo (bromo). Esta energia é depositada no detector com uma distribuição que está relacionada com a anatomia interna do paciente através de relações espaciais que se assemelham a uma projecção cónica.

Durante a irradiação de uma emulsão com radiações ionizantes são produzidos electrões livres e lacunas na rede cristalina do brometo de prata. Quando electrões caem em armadilhas da rede, as forças electrostáticas originam que iões de prata se desloquem até estes, neutralizando-se e produzindo pequenas quantidades de prata metálica nos locais das armadilhas, constituindo pontos da imagem latente.

Durante o processo de revelação soluções de redutores orgânicos convertem os iões Ag^+ em prata metálica, sendo este processo muito mais rápido com os iões situados em cristais com pontos de imagem latente. Escolhendo condições apropriadas para a revelação é possível diferenciar os cristais que foram irradiados dos que não foram e obter variações no número de cristais reduzidos para diferentes graus de irradiação. A imagem latente transforma-se numa distribuição de diferentes concentrações de prata. Esta distribuição é tornada definitiva com o fixador (tiosulfato de sódio) que dissolve o halogeneto não reduzido.

A imagem latente é a mudança energética induzida nos cristais de halogeneto de prata que irá ser evidenciada por processos químicos.

A teoria da imagem latente baseia-se em estudos de Gurney e Mott, e considera quatro pontos: 1º. - Os efeitos físicos da radiação no filme ocorrem sobretudo com os iões Br^- , pois são estes que provocam a ejeção de um electrão ao serem neutralizados, segundo a reacção



4.1

2º. - Os electrões ao deslocarem-se no cristal são capturados por centros de sensibilidade, uma vez que os níveis de energia daqueles centros são inferiores à energia do electrão circulante; 3º. - O centro de sensibilidade (S), carregado negativamente, atrai os iões Ag^+ , neutralizando-se aí um número de iões igual ao dos electrões inicialmente capturados. Deste modo, para cada reacção correspondente à equação anterior, aparece um átomo de Ag num centro S; 4º. - Ocorre migração do halogéneo. Se o átomo de Br permanecesse no cristal ocorreria um efeito reversível, ou seja, a rehaloge-

nação dos átomos de Ag refazendo-se o cristal de AgBr. Porém, os átomos de Br migram para a superfície do cristal onde são capturados por «aceitadores de halógeno» do meio circundante, tendo aqui a gelatina um papel essencial.

Embora esta captura seja relativamente lenta, se a produção de átomos de bromo é muito intensa ou se o processamento químico não é efectuado imediatamente, ocorrerá alguma realogenação.

IV. CARACTERÍSTICAS DO FILME RADIOLÓGICO

A relação entre a dose de raios X e o efeito produzido quando incide num filme radiológico, é uma função muito difícil de traduzir através de uma expressão analítica rigorosa.

A luminância de uma radiografia, quando colocada num negatoscópio não varia linearmente com a exposição, a não ser para pequenas variações da última. Há passos com resultados não lineares no processo de utilização do filme tais como a resposta dos cristais de halogeneto de prata, a revelação do filme e a emissão da luz de fluorescência do ecrã intensificador. Há no entanto a possibilidade de traduzir aquela relação, de forma aproximada, através de curvas de que falaremos adiante.

1 - Densidade óptica de um filme

Seja I_0 a intensidade de um feixe de luz, de raios paralelos, incidente perpendicularmente sobre um filme radiológico e I a intensidade do feixe emergente. Por definição, densidade óptica do filme, D , é o logaritmo decimal da relação entre as intensidades incidente e emergente,

$$\begin{aligned} D &= \log_{10} \frac{I_0}{I} \\ &= -\log_{10} \frac{I}{I_0} = -\log_{10} T \end{aligned} \quad 4.2$$

A relação $\frac{I}{I_0}$ é a transmitância T do filme e representa a fracção da intensidade da luz do feixe que é transmitida através do filme.

Estamos a considerar um filme homogeneamente impressionado e, portanto, uniformemente enegrecido. Na situação real a transmitância varia de ponto para ponto no filme.

A fracção da intensidade da luz absorvida

$$A = \frac{I_0 - I}{I_0}$$

é a absorvância do filme. É óbvio que

$$T = 1 - A$$

Podemos então escrever que

$$D = \log_{10} (1 - A) \quad 4.3$$

A curva característica de um filme¹ (Fig. 4.4 a)) é a representação gráfica da densidade óptica do filme em função do logaritmo decimal da exposição que impressionou o filme. A Fig. 4.4 b) mostra o enegrecimento do filme em correspondência com o valor da densidade óptica. Nas curvas características a exposição é, em geral, expressa em miliroentgens (mR).

O limite inferior de resposta do filme radiológico (D_{\min}) é de cerca de 0,2 unidades de D e ocorre para exposições de cerca de 100 mR enquanto o limite superior é da ordem de 3 unidades de D, e corresponde a cerca de 3R.

Só a porção linear inclinada da curva característica tem interesse em diagnóstico.

A densidade óptica para valores da exposição próximos de zero corresponde à absorvância do próprio suporte do material sensível (velado ou densidade da base) e à exposição do filme à radiação cósmica e, ou, a outras radiações penetrantes, desde a sua fabricação, designada geralmente por véu².

Dada a sua origem física, a porção inicial da curva, próxima das abcissas e horizontal, reverte para a densidade da base + véu, (D_{\min}).

¹ - A curva característica do filme é também chamada curva de Hurter e Driffield.

² - É também referida a densidade óptica líquida que é a densidade óptica do filme subtraída da base e do véu.

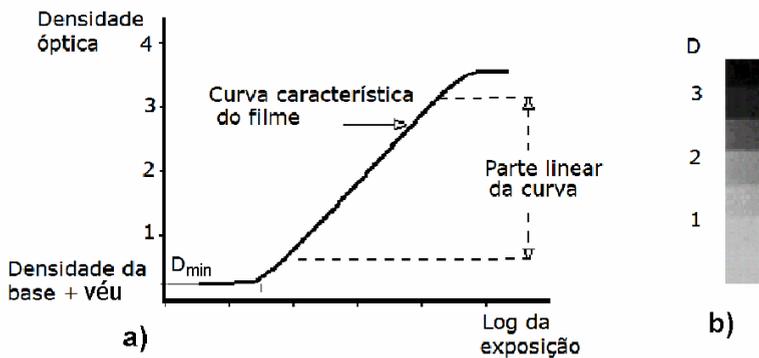


Fig. 4.4 – a) Curva característica de um filme radiológico. b) Enegrecimento do filme em correspondência com o valor da densidade óptica.

Contraste de um filme radiológico é o coeficiente angular da porção recta da curva característica. Na Fig. 4.5 o filme 1 é de maior contraste que o filme 2, pois ΔD_1 é maior que ΔD_2 para a mesma variação de $\log \epsilon$.

Por vezes a porção útil da curva característica não é linear, não sendo possível definir bem a sua inclinação. Nestas condições há que considerar o gradiente médio dessa parte da curva característica.

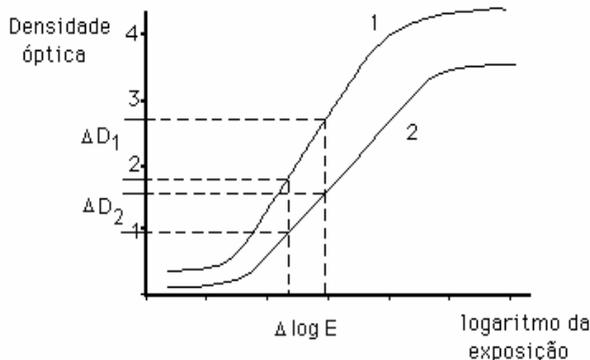


Fig. 4.5 – Curvas características de dois filmes radiológicos.

Convencionou-se considerar como gradiente médio a inclinação de uma recta traçada entre os dois pontos da curva característica a que corres-

pondem respectivamente as densidades ópticas de 0,25 e 2 acima da base + véu. Assim, na Fig. 4.7, D_1 traduz a densidade óptica de $0,25 + D_{\min}$; D_2 a densidade óptica de $2 + D_{\min}$; L_1 o logaritmo da exposição ϵ_1 , correspondente a D_1 , e L_2 o logaritmo da exposição ϵ_2 , correspondente a D_2 .

Muitas vezes o contraste do filme é chamado de gama (γ) que é a tangente do ângulo que a recta a tracejado $\overline{D_1D_2}$ faz com as abcissas. A maioria dos filmes radiológicos tem valores de gradiente médio entre 2,8 e 3,5.

O gama do filme é dado por

$$\gamma = \text{Gradiente médio} = \frac{D_2 - D_1}{\log E_2 - \log E_1} = \frac{D_2 - D_1}{L_2 - L_1} \quad 4.4$$

Suponhamos que as exposições ϵ_1 e ϵ_2 , em duas regiões contíguas, originam, após o processamento do filme, coeficientes lineares de absorção da luz β_1 e β_2 , correspondentes a densidades ópticas D_1 e D_2 .

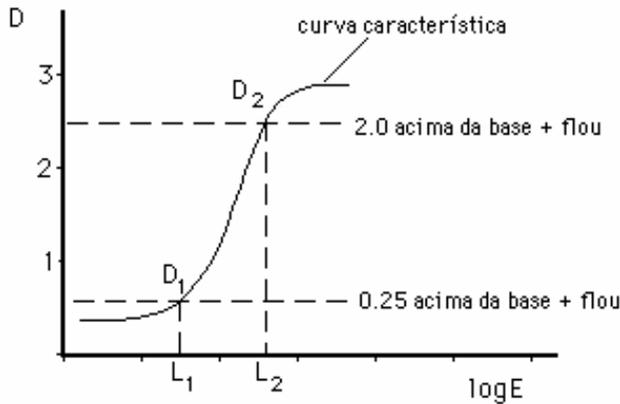


Fig. 4.6 – Determinação do contraste de um filme radiológico.

Supondo que α é a espessura do filme e atendendo a que as intensidades luminosas que produzem D_1 e D_2 são (Lei de Beer-Lambert)

$$I_{1L} = I_{oL} e^{-\beta_1 \alpha} \quad \text{e} \quad I_{2L} = I_{oL} e^{-\beta_2 \alpha} \quad 4.5$$

com I_{oL} a intensidade da luz incidente no filme, vem

$$D_2 - D_1 = \log \frac{I_{oL}}{I_{2L}} - \log \frac{I_{oL}}{I_{1L}} = 0,434 (\beta_2 - \beta_1) \alpha \quad 4.6$$

Podemos escrever para as exposições que originaram D_1 e D_2

$$\epsilon_1 = t I_{0X} e^{-\mu_1 x} \quad \text{e} \quad \epsilon_2 = t I_{0X} e^{-\mu_2 x} \quad 4.7$$

onde μ_2 e μ_1 são os coeficientes de atenuação linear médios do objecto para os raios X nas regiões consideradas, x a espessura do objecto suposta constante, I_{0X} a intensidade incidente dos raios X e t o tempo de exposição, donde

$$\log \epsilon_2 - \log \epsilon_1 = -0,434 (\mu_2 - \mu_1) x \quad 4.8$$

Utilizando a definição de gama vem

$$\beta_2 - \beta_1 = -\frac{\gamma x}{\alpha} (\mu_2 - \mu_1) \quad 4.9$$

Então, na região linear da característica do filme, existe uma relação de proporcionalidade directa entre a diferença dos coeficientes de atenuação aos raios X nas duas regiões do objecto e a diferença dos coeficientes de absorção da luz nas correspondentes áreas de projecção no filme.

2 - Velocidade ou sensibilidade de um filme

A velocidade ou sensibilidade de um filme mede a capacidade do filme de raios X para responder a exposições mínimas e define-se como sendo o inverso do número de roentgen (R) necessário para produzir no filme a densidade óptica 1.

$$\text{Sens. ou veloc.} = \frac{1}{n^\circ \text{ de R para } D = 1 + D_{\min}} \quad 4.10$$

Calculemos as sensibilidades dos filmes A e B da Fig. 4.7.

Os anti logaritmos dos valores de $\log E$, a que corresponde, em A e B, a densidade óptica unitária (1,27 e 1,07) são 18,62 e 11,75 respectivamente.

Estes são as doses exposição, em miliroentgen (mR), cujo logaritmo decimal dá os valores das abcissas. Convertendo estas exposições em R e invertendo, vem para sensibilidades de A e B

$$\text{Sens. A} = \frac{1}{0,01862} = 85,11 \quad \text{e} \quad \text{Sens. B} = \frac{1}{0,01175} = 53,70 \quad 4.11$$

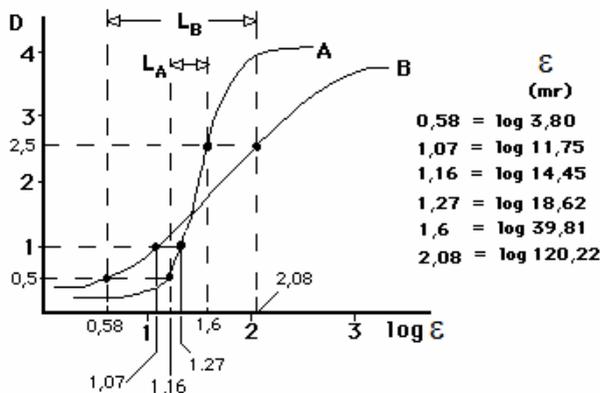


Fig. 4.7 – Determinação da sensibilidade e latitude de dois filmes.

A sensibilidade do filme B é 85,11 enquanto a de A é 53,70. O filme B é mais rápido do que o filme A. O filme B responde melhor a pequenas exposições do que o filme A.

A curva característica do filme mais rápido (B) encontra-se à esquerda da correspondente ao filme mais lento para $D = 1$.

Por outro lado e ainda a partir da Fig. 4.7 vê-se que o filme B responde a uma gama de exposições maior do que o filme A. Esta propriedade é caracterizada pela latitude do filme, que definiremos mais tarde.

Um aspecto importante tem a ver com a possibilidade de diminuir a dose no paciente pela escolha de um filme de maior sensibilidade adaptado ao exame em causa. Na Fig. 4.8 o filme da curva A tem sensibilidade aproximadamente dupla do filme da curva B.

Uma imagem que utilize um intervalo de densidades ópticas entre D_1 e D_2 poderá ser feita com resultados semelhantes com qualquer dos filmes mas com maior dose no paciente no caso do filme B. Isto não significa que o filme de maior sensibilidade tenha de ser sempre o escolhido pois o contraste e a latitude poderão determinar o contrário, contudo, a regra de ouro a tirar é: maior sensibilidade do filme menor dose no paciente.

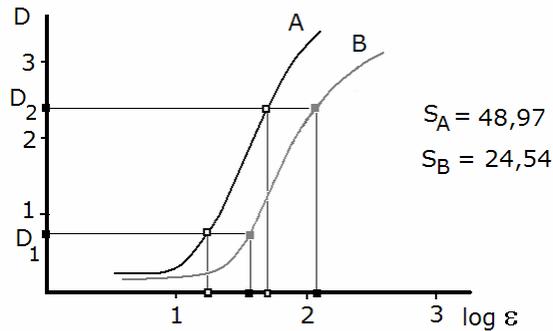


Fig. 4.8 – Curvas características de dois filmes onde o filme A tem, aproximadamente, sensibilidade dupla do filme B.

A sensibilidade de um filme varia com a energia da radiação incidente e , uma vez que deve depender do livre percurso médio da radiação no interior da emulsão, varia também com o ângulo de incidência e a natureza da radiação incidente.

Em geral, as partículas carregadas transferem a sua energia aos cristais de halogeneto que encontram na sua trajetória essencialmente por colisão com electrões dos átomos do brometo de prata. Deste modo, a sensibilidade fotográfica às partículas carregadas aumenta com a perda de energia por interacção, até ao momento em que uma só interacção entre a partícula incidente e o grão de AgBr é suficiente para tornar esse grão capaz de ser revelado. Todo o aumento ulterior da perda de energia num único grão de AgBr faz aumentar a quantidade de energia perdida em grãos já sensibilizados o que provoca uma diminuição da velocidade do filme.

3 - Latitude de um filme

Define-se latitude de um filme como o intervalo de exposição correspondente à variação de densidade entre 0,5 e 2,5.

Consideremos a Fig. 4.7. A latitude de A é a diferença entre as exposições correspondentes aos pontos com abcissas 1,6 e 1,16, ou

$$\text{Latitude A} = 39,81 - 14,45 = 25,36 \text{ mR}$$

A latitude de B é a diferença entre as exposições correspondentes aos pontos com abcissas 2,08 e 0,58 ou seja

$$\text{Latitude B} = 120,22 - 3,80 = 116,42 \text{ mR}$$

A latitude do filme B (116,42 mR) é maior do que a de A (25,36 mR).

O filme B é de grande escala de cinzentos. O filme A é de escala estreita de cinzentos. O filme A tem um contraste maior do que B.

Maior latitude significa grande escala de cinzentos. É de notar que latitude e contraste variam em sentidos opostos.

A latitude limitada de um filme pode criar problemas quando existem grandes diferenças de exposição na área de detecção.

Filmes de elevado contraste são obtidos a partir de emulsões com grãos de pequeno diâmetro e intervalo estreito de latitude. Emulsões com igual número de grãos mas de diâmetro maior requerem menor exposição sendo mais rápidas do que as emulsões de grão fino.

São obtidos filmes de baixo contraste usando misturas de emulsões de sensibilidades diferentes. Os grãos de grande diâmetro, que requerem menor exposição, vão dar origem à porção inferior da curva característica. Os grãos de diâmetro médio requerem média exposição e irão formar a porção média da curva; os cristais de pequeno diâmetro requerem maior exposição e vão dar origem à parte superior da curva.

4 - Intervalo óptimo de exposição num filme radiológico

Na Fig. 4.10 o intervalo de logaritmos de exposição para o qual a radiação produz efeito sobre o filme é, aproximadamente, $\epsilon_1 \epsilon_4$. O intervalo $\epsilon_2 \epsilon_3$ representa a gama de valores de óptima utilização, com resposta aproximadamente linear. Nos intervalos $\epsilon_1 \epsilon_2$ e $\epsilon_3 \epsilon_4$ a informação dada pelo filme é pobre e não linear, por subexposição na primeira e sobreexposição na segunda.

Um filme com a característica da Fig. 4.9 e com densidades ópticas extremas d_1 e d_a , é uma película que deveria ter recebido maior exposição. Um filme com densidades extremas d_b e d_4 foi sobreexposta. O filme cujas densidades se situam entre d_2 e d_3 foi correctamente exposto.

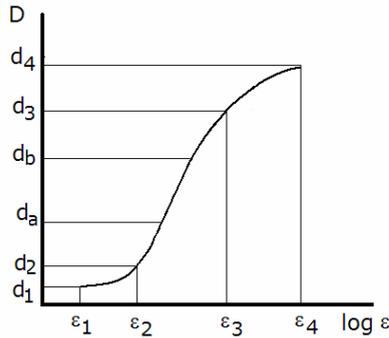


Fig. 4.9 – Zonas características de exposição de um filme radiológico. O filme cujas densidades se situam entre d_2 e d_3 foi correctamente exposto.

Como vimos, as curvas características dos filmes radiológicos afastam-se consideravelmente da linearidade pelo que o contraste pode ser definido de forma diferencial em qualquer ponto da curva característica, através da inclinação da tangente. Para uma curva característica como na Fig. 4.9, a curva do contraste em função do logaritmo da exposição, ou seja, $dD/d(\log \epsilon)$ vs. $\log \epsilon$ tem a forma da Fig. 4.10 - a). A abcissa está em escala logarítmica sendo os valores indicados os das próprias exposições em mR. Por sua vez, a curva do valor do contraste em cada ponto da curva característica da Fig. 4.9, em função da densidade óptica D , ou seja, $dD/d(\log \epsilon)$ vs. D tem a forma da Fig. 4.10 - b).

Conclui-se que o filme em estudo apresenta contraste máximo para doses entre 1 e 2 mR a que correspondem densidades ópticas entre 1,8 e 2.

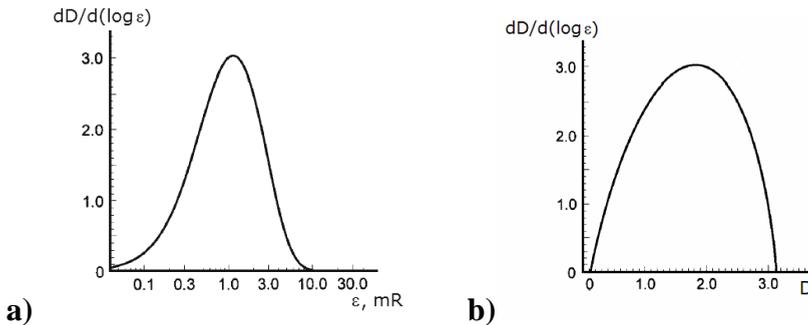


Fig. 4.10 – a) Inclinação em cada ponto da curva da Fig. 4.9 em função de $\log \epsilon$ ($dD/d(\log \epsilon)$ vs. $\log \epsilon$)? b) Inclinação em cada ponto da curva da Fig. 4.9 em função de D ($dD/d(\log \epsilon)$ vs. D).

5 - Sensibilidade espectral de um filme radiológico

No caso dos filmes radiológicos utilizados com ecrãs intensificadores, a sensibilidade espectral, ou seja, a sensibilidade em função do comprimento de onda dos fótons luminosos emanados do ecrã, é um factor importante. A máxima sensibilidade de um sistema radiológico com ecrã intensificador é obtida se o filme radiológico tiver a sua máxima resposta para as cores emitidas pelo ecrã.

Os halogenetos de prata das emulsões fotográficas têm sensibilidade até cerca de 500 nm, incluindo o azul, violeta e ultravioleta próximo. Este intervalo abrange os comprimentos de onda emitidos pelos ecrãs intensificadores de tungstato de cálcio e de sais de bário ou ítrio. O filme com a sensibilidade natural do halogeneto de prata é chamado monocromático e permite processamento em câmara escura com luz amarela.

Adicionando à emulsão certos corantes é possível estender a resposta do filme até ao verde (filme ortocromático). Com este filme só é seguro trabalhar utilizando luz vermelha.

O filme pancromático responde praticamente a toda a gama de sensibilidade do olho humano. Este filme terá de ser processado em total escuridão.

6 - Níveis de cinzento detectáveis num filme radiológico

A variação mínima de luminância detectável pelo olho humano depende da luminância de base, em relação à qual ocorre a variação. As variações de luminância detectáveis pela nossa vista correspondem àquilo a que chamamos níveis de cinzento.

Define-se como sensibilidade de contraste (ou relação de Weber) o cociente $\delta = \Delta B_{\min}/B$, onde ΔB_{\min} é a variação mínima de luminância detectável em torno da luminância de base B. Valores pequenos de δ significam que uma pequena variação da luminância de base é distinguível.

As melhores técnicas de imagem, no que respeita a contraste, apresentam valores de sensibilidade de contraste do olho humano, δ , inferiores a 0,01. Para um filme radiológico com um negatoscópio de boa qualidade, δ situa-se à volta de 0,03³.

³ - Ver Fig. 6.62 b).

Consideremos agora uma imagem em filme radiológico constituída por zonas rectangulares tais que a luminância numa zona difira da luminância da zona imediatamente a seguir do valor mínimo detectável ΔB_{\min} (Fig. 4.11).

Sendo $B_1 = B_m$ a luminância mínima transmitida da imagem, correspondente à maior densidade óptica utilizável do filme e $B_n = B_M$ a luminância máxima transmitida da imagem, correspondente à menor densidade óptica utilizável no filme, será n o número de tons de cinzento detectáveis no filme.

Fazendo:

$$\Delta B_1 = B_2 - B_1 = B_{\min};$$

$$\Delta B_2 = B_3 - B_2 = B_{\min}; \dots ; \Delta B_{n-1} = B_n - B_{n-1} = B_{\min}$$

Podemos escrever

$$\delta = \Delta B_1/B_1 \quad ; \quad \delta = \Delta B_2/B_2 ; \dots \tag{4.12}$$

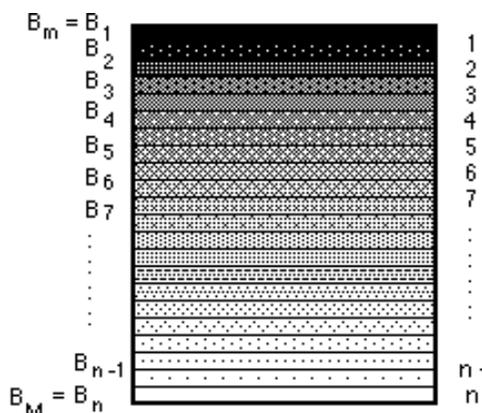


Fig. 4.11 – Filme com zonas cinzentas contíguas, em que a luminância de cada uma difere da contígua do valor mínimo detectável ΔB_{\min} .

Chamemos à relação $\beta = B_M/B_m$, a relação de contraste. Temos então

$$B_1 = B_m ; B_2 = B_1 + \Delta B_1 = B_1(1 + \delta);$$

$$B_3 = B_2 + \Delta B_2 = B_2(1 + \delta) = B_1(1 + \delta)^2;$$

$$B_4 = B_1(1 + \delta)^3; \dots ; B_n = B_1(1 + \delta)^{n-1}.$$

Donde se tira

$$B_n/B_1 = B_M/B_m = \beta = (1 + \delta)^{n-1}$$

Aplicando logaritmos naturais vem

$$\ln (B_n/B_1) = (n - 1) \ln (1 + \delta), \text{ donde}$$

$$n = 1 + \ln \beta / \ln (1 + \delta).$$

Mas

$$\ln (1 + \delta) = \delta - \delta^2/2 + \delta^3/3 - \dots$$

e, se δ é pequeno

$$\ln (1 + \delta) = \delta ;$$

então

$$n = 1 + 2,3 \times (\log_{10} \beta) / \delta . \tag{4.13}$$

272

Consideremos o caso de um filme radiológico com densidades ópticas utilizáveis entre $D_m = 0,6$ e $D_M = 2,4$.

Para $B = 3000/10^D$, (ver pag. 412), vem $B_M = 753,56$ (para $D_m = 0,6$), $B_m = 11,94$ (para $D_M = 2,4$) donde $\beta = 753,56 / 11,94 = 63,1$. Então,

$$n = 2,3 (\log_{10} 62,8) / 0,03 = 138 \tag{4.14}$$

ou seja, 138 níveis de cinzento são, teoricamente, detectáveis.

Aplicando iguais raciocínios para as luminâncias de um monitor de TV chegaríamos à conclusão que o número teórico de níveis de cinzento detectáveis é de 80 a 90. Estes valores, para o filme e monitor, são limites que não se espera que sejam atingidos na prática pois, alguns factores de degradação vão reduzi-los drasticamente.

7 - Lei de Weber-Fechner

Até aqui considerámos diferenças de luminância no limite inferior da detecção do olho humano. A partir deste valor limite qualquer variação de luminância dá origem a uma sensação no cérebro, tendo a evidência experimental levado a concluir que o brilho subjectivo é uma função não linear da luminância recebida pelo olho humano.

Na perspectiva da imagem médica é de grande interesse conhecer as potencialidades do nosso sistema de visão na detecção de variações de luminância, para um particular nível de adaptação.

Variações suficientemente grandes de luminância produzem sensações no cérebro sendo as relações entre estímulo e resposta descritas, com relativa precisão, pela conhecida lei de Weber-Fechner. Esta é, simplesmente, uma extensão da lei de Weber, proposta por Fechner.

Formalmente a lei de Weber pode ser escrita em termos de incrementos infinitésimos na forma

$$ds = \frac{dB}{B} \quad 4.15$$

onde ds é uma variação infinitesimal na sensação e B a luminância.

Integrando ambos os membros da Eq. 4.15 vem

$$\int_s^{s_0} ds = \int_B^{B_0} \frac{1}{B} dB \quad 4.16$$

ou
$$s - s_0 = \ln \left(\frac{B}{B_0} \right) \quad 4.17$$

com B_0 a luminância inicial, B a luminância final, s_0 a sensação inicial e s a sensação após a variação de luminância.

A Eq. 4.17 exprime a lei de Weber-Fechner em termos matemáticos e traduz o conceito de que à medida que o estímulo (luminância) é aumentado linearmente a sensação aumenta logarithmicamente. A Fig. 4.12 mostra o valor estimado para as sensações no intervalo limitado de valores de luminâncias num ecrã de TV a preto e branco.

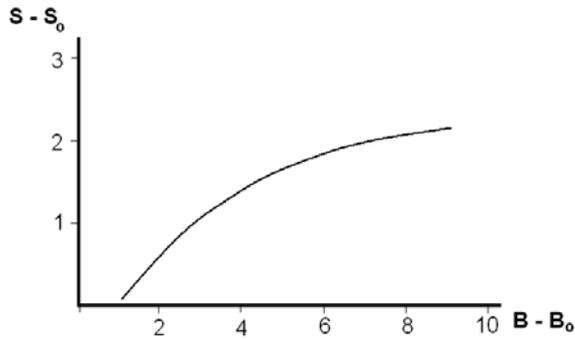


Fig. 4.12 – Gráfico da função $s-s_0 = f(B-B_0)$ representada na Eq. 4.17.

Uma sensação é um evento psicofisiológico que não é susceptível de ser medido rigorosamente. A lei de Weber-Fechner exprime uma relação quantitativa cuja utilidade reside no facto de descrever de maneira aproximada o modo como um ser humano percebe variações de luminância.

A lei de Weber-Fechner é verificada experimentalmente com bastante aproximação e exprime uma importante propriedade da visão. Esta propriedade pode ser demonstrada com um exemplo simples. A luminância mínima discernível pelo olho humano é $B_{\min} \approx 0,1 \text{ cd/m}^2$. A luminância num dia de sol radioso pode ser da ordem de $B_r \approx 10^7 \text{ cd/m}^2$. A relação de contraste é $B_r / B_{\min} = 10^8$. Se a sensação fosse directamente proporcional à luminância tal gama de valores dificilmente seria acomodada pelo cérebro. A propriedade da visão descrita pela lei de Weber-Fechner origina a compressão deste enorme intervalo de valores pois a relação entre as sensações correspondentes é

$$\ln (B_r / B_{\min}) = \ln (10^8) = 18,42 \quad 4.18$$

que define uma gama de valores já acomodável pelo cérebro.

V. PROCESSAMENTO DO FILME RADIOLÓGICO

Para se obter o contraste óptimo num filme radiológico, é necessário que as reacções químicas a que é sujeito com intenção de mostrar e manter a informação armazenada, sejam o mais adequadas possível. Isto é importante porque o processamento do filme tem um efeito pronunciado na densidade óptica resultante de uma dada exposição bem como no véu do filme.

São determinantes no processamento a composição dos reagentes, a agitação do filme durante a revelação, o tempo de revelação e a temperatura de revelação. Normalmente, para controlar as condições da revelação são usados os dois últimos parâmetros.

1 - Revelação

A revelação é um processo fisico-químico que permite tornar visível a imagem latente por redução da totalidade dos iões de Ag^+ , transformando-os em átomos de Ag, nos cristais que participam na imagem latente.

Esta operação multiplica por 10^{10} o número de átomos de prata que se fixam nos centros de sensibilidade através do processo que leva à imagem latente, ou seja, constitui como que uma catálise da reacção.

O banho revelador contém um redutor. A acção do redutor é dar um electrão à substância que vai ser reduzida



A redução é teoricamente possível com todos os cristais, em particular os cristais não expostos.

Contudo a velocidade de reacção é lenta e só toma lugar, praticamente nos pontos onde há centros de sensibilidade. Isto deve-se ao facto do cristal ter carga eléctrica à superfície, que actua como barreira que está aberta nos pontos da superfície correspondentes aos centros de sensibilidade.

2 - Tempo de revelação

O tempo de revelação influencia a forma e a posição da curva característica do filme radiológico. À medida que aumenta o tempo de revelação aumenta a sensibilidade do filme assim como o véu (Fig. 4.13). O contraste, aumenta inicialmente, mas depois diminui.

O tempo de revelação ideal é aquele para o qual resulta um contraste máximo com sensibilidade alta e baixo véu.

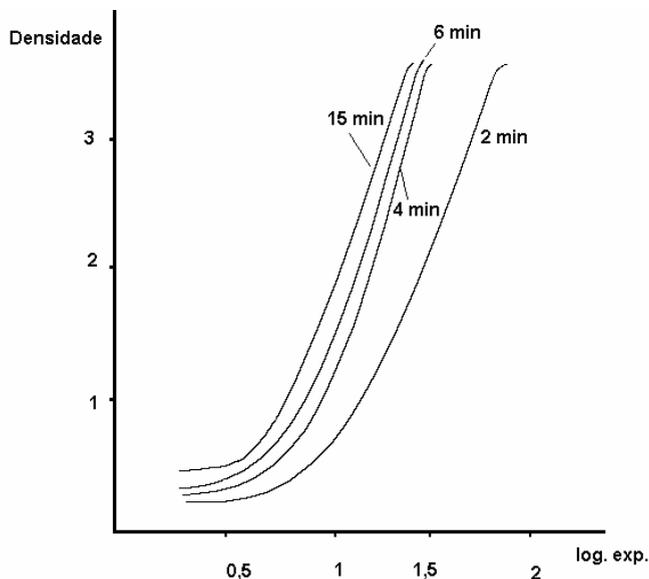


Fig. 4.13 – Variação da característica de um filme com o tempo de revelação.

3 - Temperatura de revelação

As alterações descritas nas características do filme com o aumento do tempo de revelação, aplicam-se em termos gerais ao aumento de temperatura de revelação.

A temperatura de revelação ideal é aquele para o qual resulta um contraste máximo com boa sensibilidade e pequeno véu. Na Fig. 4.14 podem ver-se as variações de contraste, velocidade e véu com as variações de tempo e temperatura de revelação.

VI. TIPOS DE FILME

Em termos gerais, em radiologia são usados dois tipos de películas: películas de exposição directa, usadas sem ecrã intensificador e películas para utilizar com ecrã intensificador.

As primeiras têm uma única emulsão, mais espessa e com maior conteúdo em sais de prata. Obrigam a exposições maiores dos pacientes. Permitem obter imagens de grande resolução espacial. Devido à maior espessura da emulsão, o tempo de processamento fotográfico destes filmes é maior. Este tipo de filme é utilizado em oftalmologia, radiologia dentária, em dosimetria das radiações e em certas técnicas de subtracção.

As películas para utilizar com ecrã intensificador são as mais utilizadas. Possuem, em geral, emulsão nas duas faces da película. A imagem produzida pelos fotões luminosos provenientes do ecrã forma-se à superfície da emulsão.

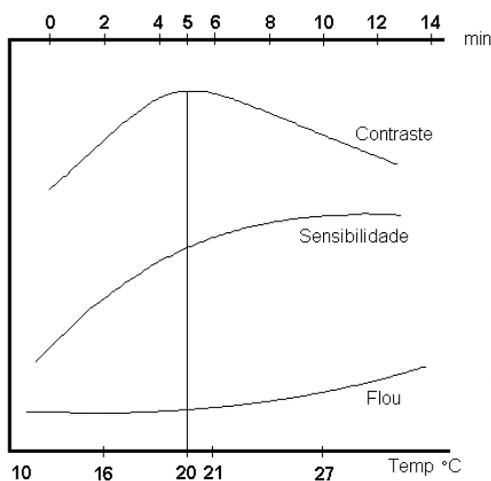


Fig. 4.14 – Variação da sensibilidade do filme, contraste e véu com a temperatura ou tempo de revelação.

VII. LUMINESCÊNCIA. FLUORESCÊNCIA E FOSFORESCÊNCIA

O fenómeno geral da luminescência, ou seja, emissão de luz característica, por um material, após a absorção de energia de excitação (por exemplo, outra radiação electromagnética), pode apresentar duas formas fundamentais: fluorescência e fosforescência.

Os ecrãs intensificadores são detectores de raios X que utilizam as propriedades de luminescência de algumas substâncias cristalinas. A explicação do fenómeno tem a ver com a estrutura de bandas dos níveis de energia electrónicos existente nesses cristais.

Os níveis de energia dos electrões de um átomo isolado não são os mesmos que se encontram para os mesmos electrões quando os correspondentes átomos fazem parte de um cristal. No interior de um cristal a energia potencial eléctrica é uma função periódica da distância e o seu valor num ponto resulta da contribuição simultânea do campo de vários átomos regularmente dispostos na estrutura do cristal. Os átomos parecem perder a sua individualidade face às propriedades globais do cristal.

Quando os átomos se aproximam e se organizam de modo a formar cristais verifica-se que os níveis de energia das camadas electrónicas mais internas não são significativamente afectados pelos átomos vizinhos.

Contudo, os electrões mais externos são compartilhados por diversos átomos do cristal e os seus níveis de energia são muito modificados. Os níveis de energia de electrões externos equivalentes, em átomos distintos, que seriam iguais em átomos isolados, nos átomos do cristal, diferem entre si.

O cristal comporta-se, no seu todo, como um sistema que tem de obedecer ao princípio da exclusão de Pauli e os níveis de energia destes electrões têm de diferir entre si, mesmo que ligeiramente. Num cristal existem cerca de 10^{23} átomos/cm³ pelo que a sobreposição de tantos níveis de energia, muito próximos, se transforma em banda de energia.

Num cristal distinguem-se duas bandas de energia, a banda de valência e a banda de condução, separadas por uma banda proibida. Os electrões da banda de valência pertencem às ligações entre átomos do cristal.

Na banda de condução os electrões não pertencem a nenhum átomo, individualmente, e deslocam-se aleatoriamente transformando energia cinética em calor. Num cristal puro não são permitidos níveis na banda proibida.

Contudo, impurezas contribuem com níveis de energia na banda proibida. À temperatura de 0 °K os níveis de energia da banda de valência estão todos preenchidos, estando todos vagos na banda de condução.

À temperatura ambiente, devido ao ganho de energia de agitação térmica alguns electrões passam da banda de valência para a banda de condução. Quando raios X produzem ionização no cristal um electrão é retirado da banda de valência (caso 1 da Fig. 4.15), passando à banda de condução.

Este electrão pode regressar imediatamente à banda de valência (caso 3), emitindo um fóton de fluorescência **c**, ou passar da banda de condução para o nível de impureza **w₂**, emitindo o fóton de fluorescência **a** e, em seguida, passar à banda de valência por emissão do fóton térmico **b**, (caso 2).

A sequência dos acontecimentos até à emissão do fóton leva cerca de 10^{-10} s e o fenómeno chama-se de fluorescência.

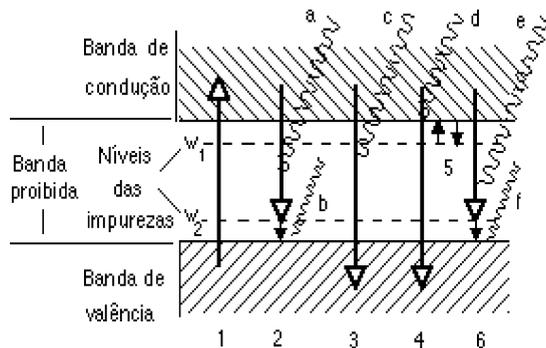


Fig. 4.15 – Estrutura de bandas de um cristal.

Contudo, o electrão pode cair no nível de energia w_1 , da impureza, que funciona como se fosse uma «ratoeira» quântica (caso 5) retendo o electrão durante um certo tempo, após o que volta à banda de condução.

O electrão pode então voltar à banda de valência através dos processos 4 e 6, com emissão dos fotões d ou e e f, processos em tudo idênticos aos casos 3 e 2, respectivamente, excepto que atrasados no tempo, em relação à interacção inicial. Este fenómeno é chamado de fosforescência. O atraso entre a excitação e a emissão dos fotões, agora fotões de fosforescência, pode ser considerável, ocorrendo tempos médios de atraso desde segundos a dezenas de minutos.

VIII. ECRÃS INTENSIFICADORES

São placas que se colocam em contacto com o filme e se destinam a aumentar a eficiência de detecção do processo radiográfico por transformação de raios X, do feixe emergente do paciente, em luz visível e ultravioleta. Os ecrãs intensificadores fornecem uma imagem luminosa em resposta a variações de exposição no ecrã.

O filme utilizado responde com maior eficiência à luz do que aos raios X, assim, com os ecrãs intensificadores, o rendimento no processo radiográfico que, sem intensificação, é inferior a 1%, pode atingir valores de 20 - 40%.

Na Fig. 4.16 observa-se, em corte, a constituição de um ecrã intensificador. São, em geral, usados filmes com emulsão nos dois lados e dois ecrãs intensificadores, cada um em contacto com uma emulsão.

A conversão de energia dos raios X emergentes do paciente em luz visível e ultra violeta ocorre na camada de substância fluorescente e resulta de interações dos fótons de raios X com átomos de moléculas fluorescentes.

Para se obterem resultados satisfatórios com um ecrã intensificador, a substância fluorescente deve ter algumas características que passaremos a mencionar: 1) Deve ter átomos com número atômico elevado⁴ de para aumentar a probabilidade de interação com os raios X; 2) Deve emitir um elevado número de fótons luminosos por unidade de energia absorvida nas interações com fótons X; 3) Não deve apresentar fosforescência significativa.

O ponto 1 refere-se à eficiência quântica do processo. O ponto 2 refere-se ao rendimento de conversão luminosa do material fluorescente, ou seja a relação entre a energia luminosa emitida e a energia dos raios X absorvidos. O ponto 3 refere-se ao facto de ser indesejável que a emissão de fótons luminosos se continue por tempo apreciável, depois da interação com os fótons X ter cessado.

A base do material de suporte, Fig. 4.16 é, em geral, de poliéster e a camada reflectora de dióxido de titânio (TiO_2).

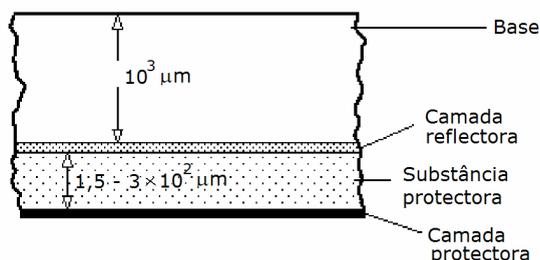


Fig. 4.16 – Corte esquemático de um ecrã intensificador.

As substâncias fluorescentes mais usadas são: o tungstato de cálcio, o sulfureto de zinco, sulfureto duplo de Ba e Zn e terras raras - o ítrio (Y), o lantânio (La) e o gadolínio (Gd), sob várias formas, como $Y_2O_2S:Tb$, $La_2OBr:Tb$ e $Gd_2O_2S:Tb$. Estes ecrãs contêm material fluorescente e impureza activadora que, no caso, é o Térbio⁵.

⁴ - Em geral, o valor de Z situa-se entre 56 e 74.

⁵ - Outros elementos activadores também usados são o Túlio (Tm) e o európio (Eu).

Os números atômicos de alguns dos elementos acima, que indicamos em seguida, justificam a sua escolha, quanto ao primeiro dos pontos referidos acima: W (74); Zn (30); Ba (56); Y (39); La (57); Gd (64).

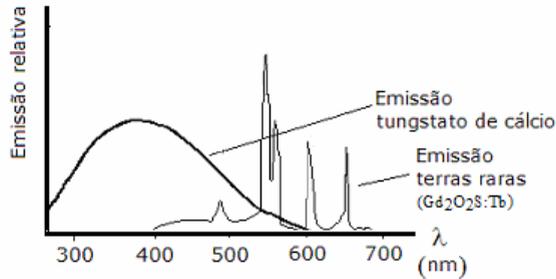


Fig. 4.17 – Espectros de emissão do CaWO_4 e $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$.

A eficiência de conversão (fracção da energia dos raios X absorvidos convertida em luz): é de 5% para o CaWO_4 e de 12 - 18% para os ecrãs de terras raras.

Outras propriedades adicionais são importantes num ecrã intensificador: o espectro luminoso de fluorescência deve ser estreito para permitir um bom aproveitamento pelo filme, enquanto que a descontinuidade K (Fig. 4.18) deve ter uma energia média de modo a que haja uma melhor eficiência na absorção dos raios X de alta energia (feixe primário) do que nas baixas energias (raios dispersos). Por exemplo, para o caso do $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ o coeficiente de absorção entre 50 e 80 KeV mantém-se superior ao seu valor entre cerca de 30 e 50 KeV.

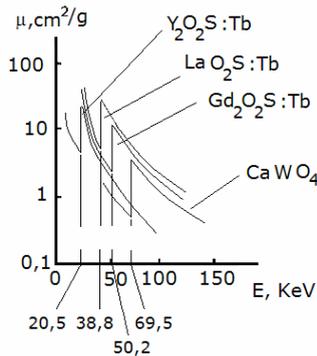


Fig. 4.18 – Descontinuidade K para quatro ecrãs intensificadores.

1 - Características dos ecrãs intensificadores

As características mais importantes dos ecrãs intensificadores são: a eficiência total ou velocidade, o factor de intensificação e a resolução espacial.

1.1 - Eficiência total ou velocidade do ecrã intensificador

A velocidade dos ecrãs intensificadores exprime a sua eficiência na conversão da energia dos raios X em energia luminosa⁶, ou melhor, em enegrecimento do filme. Este processo inclui a absorção de energia dos raios X na camada fluorescente, a conversão em luz visível, a eficiência de propagação desta na camada fluorescente e a eficiência da emulsão do filme em absorver esta energia.

Em termos práticos a velocidade pode ser expressa de dois modos distintos. No primeiro por um número que indica, em termos relativos, a eficiência do ecrã, na conversão dos raios X em luz sendo o termo de comparação os ecrãs denominadas «par speed», considerados como padrão e a cuja velocidade é atribuído o valor unitário 1.

Os ecrãs de «alta velocidade» têm velocidades superiores à unidade, em geral, entre 2 e 2,5. Os ecrãs de «fino detalhe» têm velocidades inferiores aos «par speed», situadas na ordem dos 0,5.

No segundo modo de exprimir a velocidade dos ecrãs é utilizada uma definição equivalente à da velocidade de um filme. Neste caso, a velocidade do ecrã intensificador é o inverso da exposição em roentgen (R) requerida para produzir a densidade óptica 1 no filme. Por exemplo, nas radiografias das extremidades deve ser usado um sistema filme/ecrã com velocidade inferior a 200 (exposição igual a 0,005 R para D =1).

1.2 - Factor de intensificação

É a relação entre as doses exposição requeridas para se ter a mesma densidade no filme com e sem ecrã intensificador.

$$\text{fact. int.} = \frac{\text{Exp. s/ ecrã}}{\text{Exp. c/ ecrã}} \quad 4.20$$

Em geral, é escolhida a densidade óptica 1 do filme para se estabelecer esta comparação.

⁶ - Ver Cap. II, «Interacção com os detectores».

O factor de intensificação depende fundamentalmente: 1) da qualidade da substância fluorescente; 2) da espessura da camada fluorescente; 3) das dimensões dos cristais fluorescentes; 4) da concentração destes cristais.

De notar que estes factores não são controláveis durante os exames.

1.3 - Resolução espacial

É, como sabemos, a mínima distância entre duas linhas objecto absorventes, capazes de se diferenciarem no filme.

Apesar do interesse na utilização dos ecrãs intensificadores, na maioria das técnicas radiológicas, com vista à redução da dose exposição no paciente, um facto indiscutível é que a introdução de ecrãs intensificadores degrada a resolução espacial da técnica radiológica. É possível encontrar, quase sempre, um compromisso de modo a que a exposição seja substancialmente reduzida mantendo-se a resolução espacial na ordem do décimo de milímetro ou inferior.

Algumas das causas de aumento do factor de intensificação são factores de degradação da resolução espacial. A maior degradação resulta, no entanto, Fig. 4.19, da espessura da camada fluorescente e das dimensões dos cristais. O aumento de qualquer destas conduz a considerável degradação de resolução espacial, em relação ao filme sem ecrã, como se observa nos perfis da FTM da Fig. 4.19.

Os ecrãs intensificadores tipo «par speed» têm cristais com diâmetros da ordem dos 10 μm . Os ecrãs de alta velocidade têm cristais com maior diâmetro e pior resolução. Quando se utilizam cristais de dimensões muito inferiores a 10 μm o processo de fluorescência fica pouco eficiente e sem interesse.

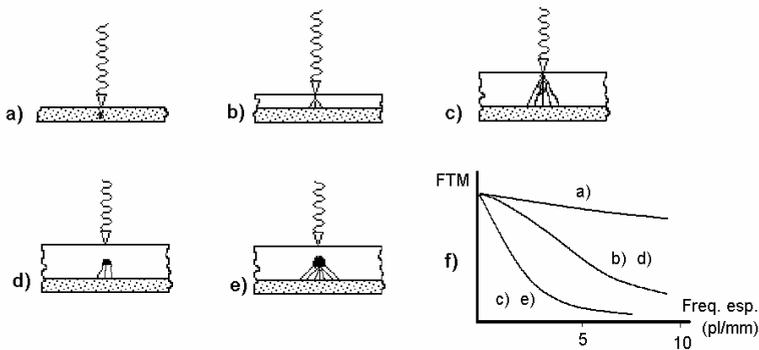


Fig. 4.19 – Degradação da resolução espacial pela introdução de ecrãs intensificadores: a) Filme sem ecrã. b) e c) Diferentes espessuras da camada fluorescente. d) e e) Diferentes dimensões dos cristais. A branco – Camada fluorescente. A ponteados – Filme. f) Funções de transferência de modulação aproximadas para as situações consideradas.

Só devem usar-se os filmes recomendados para os respectivos ecrãs pois, em contrário, poderá estar-se a utilizar um filme que não seja sensível à luz de fluorescência emanada do ecrã. Ecrãs e filme devem ficar em perfeito contacto na cassette, pelo que deverá existir um mecanismo de compressão apropriado. O mau contacto entre o ecrã e o filme origina degradação da resolução espacial e da intensidade luminosa no filme (Fig. 4.20 b)).

As cassetes de fibra de carbono são, de um modo geral, as mais aconselháveis de utilizar, pois absorvem menos raios X do que as suas congéneres de alumínio ou cartão prensado, permitindo reduzir a dose no paciente.

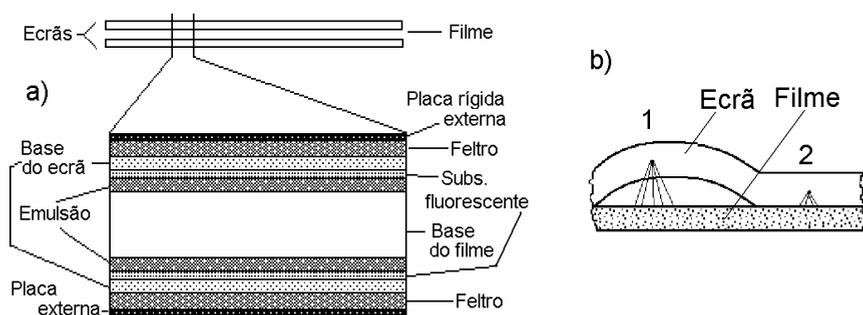


Fig. 4.20 – a) Combinação filme – ecrã intensificador. b) Degradação da resolução espacial e da intensidade luminosa devida a mau contacto entre ecrã e filme - (1). (2) - Bom contacto.

2 - Tipos de ecrã intensificador

Há diversos tipos de ecrãs intensificadores, com características diferentes, consoante o resultado que se pretende obter. Estas diferentes características variam com o tipo de substância fluorescente⁷ usada, a cor da luz da emissão, velocidade, factor de intensificação e resolução do ecrã. No Quadro 4.1 seguinte podemos apreciar as diferenças entre os diversos tipos de ecrãs intensificadores.

⁷ - A substância fluorescente é, por alguns, designada de fósforo, à semelhança do inglês «phosphor», que não deve ser confundida, em termos qualitativos, com o elemento do mesmo nome. Evitamos esta designação pois, face à distinção entre os conceitos de fluorescência e fosforescência, não faz sentido designar materiais relacionados com o primeiro por uma palavra que sugere a segunda.

Quadro 4.1- Diferenças entre os diversos tipos de ecrãs intensificadores.

CARACTERÍSTICAS	DETALHE FINO	PAR SPEED	ALTA VELOCIDADE	TERRAS RARAS
Substância fluorescente	Tungstato Ca	Tungstato Ca	Tungstato Ca ou sulfato Ba, Pb	Oxisulfuretos Y, La, Gd
Cor da emissão	Violeta	Violeta	Violeta ou U.V.	Verde
Velocidade aproximada	1/2	1	2 -2,5	2 - 10
Factor de intensificação	20 - 35	40 - 50	80 - 100	80 - 400
Resolução	Alta	Moderada	Baixa	Baixa a alta

3 - Exposição directa e exposição com ecrã intensificador. Ruído estatístico. Lei da reciprocidade

A principal vantagem na utilização dos ecrãs intensificadores é que é necessário uma menor energia dos raios X, para se obter a imagem radiológica, do que na exposição directa do filme.

Esta vantagem resulta do facto do fotão de raios X ter energia de $10^3 - 10^4$ vezes superior⁸ à dos fotões visíveis emitidos pelo ecrã intensificador pelo que, em cada interacção de um fotão de raios X, é libertado um grande número de fotões de fluorescência (da ordem de $10^2 - 10^3$).

A estrutura do filme radiológico para utilizar com ecrã intensificador é diferente da usada na exposição directa. No filme de exposição directa a absorção de fotões de raios X é maior do que para o caso do filme para ecrã intensificador (cerca de 1%, para o primeiro caso, em comparação com 0,6% para o segundo). Os raios X absorvidos pela emulsão do filme, quando se utiliza um ecrã intensificador, contribuem com menos de 2% do total dos centros de imagem latente.

Enquanto que um único fotão de raios X absorvido pelo filme produz um centro de imagem latente, são necessários cerca de 100 fotões para se obter esse efeito com a radiação de fluorescência do ecrã. No esquema a seguir (Fig. 4.21) é estabelecida uma comparação entre a cadeia de acontecimentos nas situações de exposição directa e uso de ecrã intensificador.

O rendimento com ecrã intensificador ($4,56 \times 10^5 / 10^6 \approx 0,5$) é uma ordem de grandeza superior ao da exposição directa (10^2).

Conclui-se que, para se ter o mesmo efeito radiológico, em termos de número de centros de imagem latente, nos dois casos da Fig. 4.21, bastaria irradiar o filme com ecrã intensificador com cerca de 2×10^4 fotões.

⁸ - 1 fotão de raios X ($\lambda = 10^{-8}$ cm) \Leftrightarrow 40 000 fotões visíveis ($\lambda = 4 \times 10^{-4}$ cm).

Neste caso, os desvios padrão relativos para os fótons incidentes nas duas situações, sem e com ecrã intensificador (respectivamente 10^6 e 2×10^4 fótons) são 0,1 e 0,7%. Para o mesmo problema mas com 10^3 centros de interesse no filme sem ecrã, os erros já são de 0,3 e 2,2%. Há pois um aumento da incerteza estatística, no segundo caso, pelo facto de se ter um número menor de fótons incidentes. A incerteza estatística pode ser um factor limitativo quando se pretende diminuir a dose nos exames fluoroscópicos e a regra é um aumento do ruído estatístico neste tipo de exames.

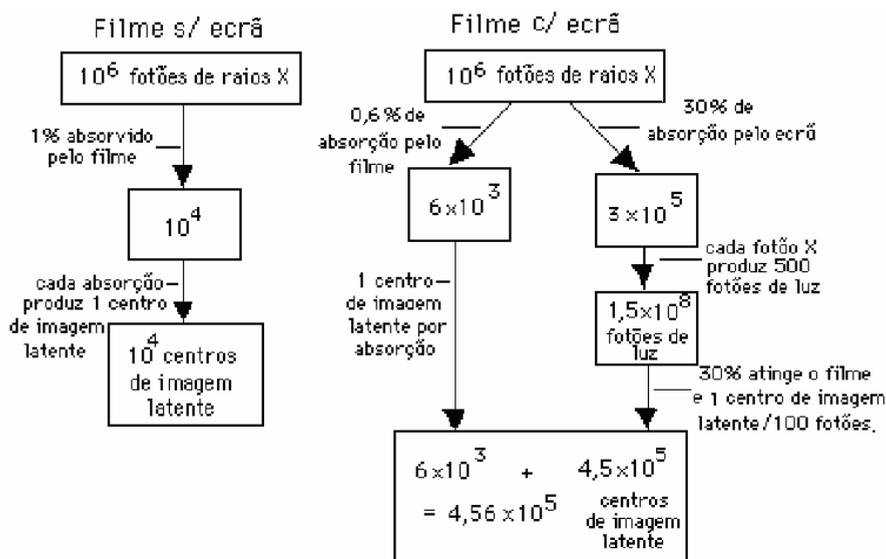


Fig. 4.21 – Formação de centros de imagem latente em filmes radiológicos com e sem ecrã intensificador.

Em radiografia por exposição directa, uma dada exposição num filme pode conseguir-se com uma infinidade de combinações de valores do tempo de exposição e corrente anódica. Este facto constitui a chamada lei da reciprocidade do filme. Contudo, utilizando ecrãs intensificadores esta lei deixa de verificar-se. Isto deve-se a que, no filme de exposição directa, um cristal de iodeto de prata é transformado num centro de excitação com um único fóton de raios X enquanto que, com os ecrãs intensificadores são necessários muitos fótons luminosos. Este facto torna a sensibilidade do filme dependente da energia luminosa recebida por segundo, ou seja, da intensidade da luz de fluorescência. Por outro lado, a maior probabilidade de ocorrência de recombinação de centros de excitação para os tempos longos faz com que o

aumento do tempo de exposição com diminuição da corrente ou tensão anódicas não produza o mesmo efeito que a operação inversa.

A sensibilidade dos filmes com intensificador de imagem depende assim do tempo de exposição. Esta falha da lei da reciprocidade causa problemas sobretudo em mamografia onde exposições de alguns segundos podem ser praticadas em seios espessos e densos.

Em comparação com o filme de exposição directa o filme com intensificador de imagem tem maior sensibilidade, maior contraste e menor latitude mas, a sua curva característica, é menos linear. Devido à boa linearidade do filme de exposição directa este é utilizado correntemente em dosimetria.

3.1 - Ajustamento dos espectros

A razão pela qual o tungstato de cálcio é a substância fluorescente mais usada com os ecrãs intensificadores é que emite luz visível na região do azul e violeta que se ajusta à sensibilidade dos filmes mais utilizados em radiologia. A sensibilidade dos filmes de raios X convencionais, para uso com ecrã intensificador, é máxima na região azul-violeta do espectro luminoso (400 - 550 nm), pelo que, de acordo com os respectivos espectros, a luz emitida pelo tungstato de cálcio é intensamente absorvida pelo filme, (Fig. 4.22).

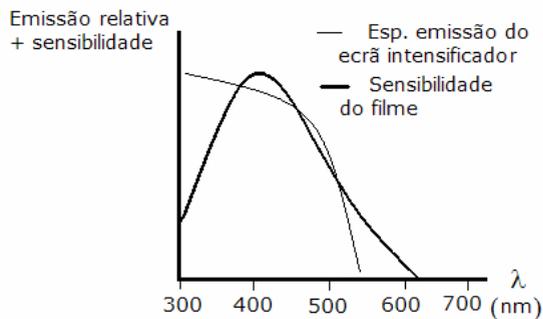


Fig. 4.22 – Espectro de emissão do ecrã intensificador e sensibilidade do filme.

3.2 - Agentes controláveis que afectam o factor de intensificação

Há alguns factores como a qualidade da radiação, a temperatura ou a revelação do filme, que afectam o factor de intensificação e que são controláveis.

a) Qualidade da radiação

O factor de intensificação aumenta com o aumento da tensão anódica, como se observa na Fig. 4.23. Quanto maior for a energia dos fotões, maior é a relação entre as energias de fluorescência emitida e a energia dos raios X absorvida no ecrã intensificador.

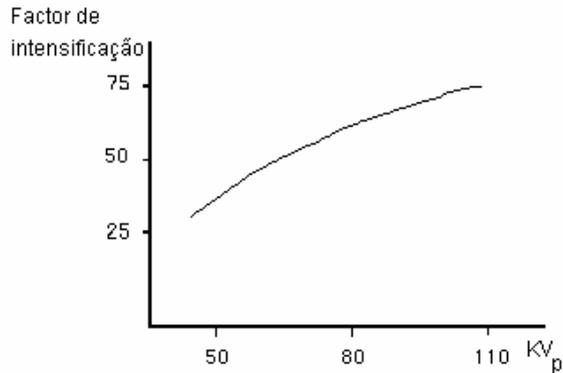


Fig. 4.23 – Factor de intensificação de um ecrã intensificador em função da tensão anódica, para uma mesma intensidade anódica.

Com o aumento da tensão anódica, no filme, a energia de radiação de fluorescência recebida do ecrã intensificador aumenta, enquanto que a energia absorvida na emulsão diminui, o que explica o aumento do factor de intensificação.

b) Temperatura

288

A temperatura ambiente influencia o factor de intensificação, uma vez que a emissividade do material fluorescente é uma função inversa da temperatura.

c) Revelação do filme

Só a parte superficial da emulsão é que absorve a luz libertada pela substância fluorescente presente no ecrã intensificador. A contribuição di-

recta dos raios X sobre a emulsão é mínima para a formação de imagem com ecrãs intensificadores.

Nas radiografias com filme sem ecrã intensificador, a deposição da prata é praticamente uniforme em toda a emulsão.

Na Fig. 4.24 podemos observar a deposição da prata num filme com duas emulsões, quando se usa ou não ecrã intensificador.

De notar que os filmes que foram utilizados para obter radiografias sem ecrãs intensificadores são de uma só emulsão e com características especiais para se obter o máximo de eficiência na interacção dos raios X com os cristais de halogeneto de prata.

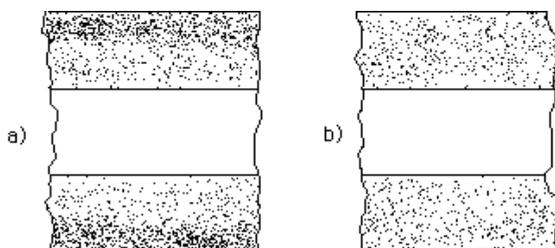


Fig. 4.24 – Filme com dupla emulsão exposto a raios X. a) com ecrã intensificador; b) sem ecrã intensificador.

IX. FILME POLAROID

No filme Polaroid, opaco à luz, a densidade óptica corresponde ao logaritmo do inverso da fracção da luz incidente que é reflectida. Na Fig. 4.25 estão as curvas características de um filme Polaroid e de um filme radiológico transparente.

Facilmente se mostra que a resposta do filme Polaroid é inferior à do filme transparente. É imediato que a latitude e o contraste do filme Polaroid são inferiores aos do filme transparente.

O filme Polaroid só permite uma gama limitada de densidades ópticas porque reflecte, no mínimo, 1 a 2% da luz incidente e, no máximo 100% da mesma. Isto corresponde a um intervalo utilizável de valores de densidade óptica limitado (aproximadamente de zero a 2).

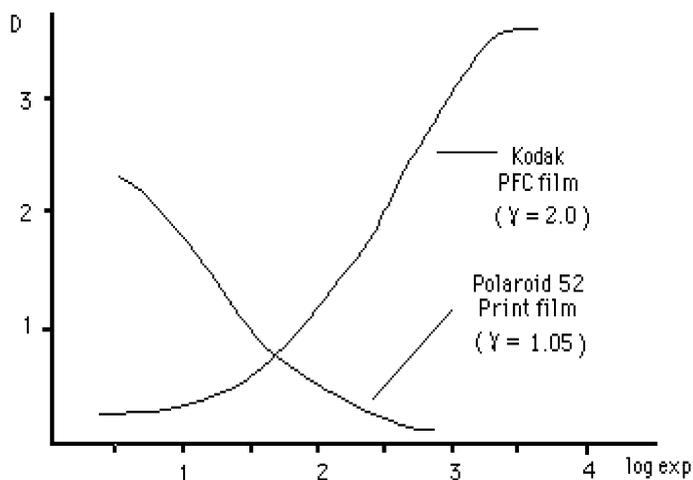


Fig. 4.25 – Curvas características de um filme radiográfico (Kodak PFC filme) e do filme Polaroid 52.

O filme transparente transmite praticamente desde 100% a 0,1% da luz incidente, oferecendo um maior intervalo de utilização de valores de densidade óptica (0,5 a 3).

As imagens Polaroid apresentam um aspecto de grande contraste mas isso é resultado da pequena gama dinâmica da sua resposta. Dado o pequeno intervalo de variação da intensidade da luz reflectida a modulação do contraste na imagem é limitada, sendo esta constituída, praticamente, só por zonas completamente brancas e zonas completamente pretas.

X. RUÍDO ESTATÍSTICO NO FILME RADIOLÓGICO

Se um filme radiológico é exposto a um feixe homogéneo de raios X, o número de grãos de prata revelados, contados em áreas iguais do filme, situadas em diferentes posições, apresentam variações em torno de um valor médio cuja distribuição corresponde à estatística de Poisson. Sendo N o valor médio, a variação relativa no número de grãos é inferior ao valor $1/\sqrt{N}$ em 67 % dos casos, ou seja, $1/\sqrt{N}$ é o desvio padrão relativo da distribuição.

Estas variações correspondem a flutuações nos níveis de cinzento da imagem. Podemos fazer uma estimativa do erro introduzido, por exemplo numa área de $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$, num filme com 4×10^4 cristais de halogeneto de

prata por mm^2 , supondo que, após a revelação, na área referida, 25% dos grãos são convertidos em prata. O número de grãos na área é

$$10 \times 10 \times 4 \times 10^4 \times 0,25 = 10^6$$

O desvio padrão relativo é de 0,1 %, não sendo aqui importante como, aliás, na grande maioria dos casos.

XI. ALTERAÇÃO DO CONTRASTE PELO FILME

No Cap. II considerámos o contraste dos detectores e referimos a ampliação de contraste produzida pelo sistema filme+ecrã. A curva característica de um filme radiológico, tem em ordenadas a densidade óptica, que é o logaritmo do inverso de intensidade luminosa relativa emergente e, em abcissas, o logaritmos de exposição, sendo estes produtos de intensidades de raios X pelo tempo de exposição. Definimos contraste do filme como inclinação média da porção mais linear desta curva (entre as densidades ópticas 0,25 e 2 acima da base + véu).

Podemos escrever para equação da parte linear da curva característica $D_L(\log \epsilon)$ de um filme radiológico, num ponto com densidade óptica D_L

$$D_L = \log \frac{I_{Lo}}{I_L} = \gamma \log (I_x t) + \log k \quad 4.21$$

com I_x a intensidade dos raios X emergentes do paciente, t o tempo de exposição, I_{Lo} e I_L , as intensidades luminosas incidente e emergente no filme depois de revelado, no negatoscópio, γ o contraste do filme e $\log k$ o ponto de cruzamento da extrapolação da parte linear da característica com as abcissas. Claro que $I_x t = \epsilon$. Diferenciando a Eq. 4.21 vem

$$\frac{dI_L}{I_L} = -\gamma \frac{d(I_x t)}{I_x t}$$

ou

$$\frac{dI_L}{dE} = \left| \gamma \frac{I_L}{E} \right| \quad 4.22$$

Como $\gamma > 1$ conclui-se que quando se consideram os parâmetros I_L e I_x o filme radiológico amplia o contraste.

Podemos analisar outra propriedade a partir da Eq. 4.21, a que daremos a forma

$$\log \frac{I_{L_0}}{I_L} = \log (k (I_x t)^\gamma)$$

ou

$$\frac{I_L}{I_{L_0}} = \frac{1}{k} (I_x t)^\gamma \quad 4.23$$

donde se conclui que a transmitância do filme varia com o inverso da potência de grau γ da exposição do filme aos raios X.

Apêndice 4.1

Grandezas fotométricas

Algumas grandezas fotométricas e as suas unidades são utilizadas no contexto deste livro. Consideramos basicamente as quantidades: a energia, o fluxo luminoso, a intensidade luminosa, a iluminação e a luminância.

Em termos gerais, a energia da radiação emitida por uma fonte qualquer é expressa no SI em Joule. Todavia se o comprimento de onda da radiação emitida se situa entre 400 – 700 nm, ou seja na região do visível, a energia é chamada de luminosa e a unidade é o Talbot. O fluxo luminoso (Φ) é a potência da luz visível expressa em termos do seu efeito no olho humano normal. Esta quantidade entra em conta com a eficiência luminosa relativa do olho humano, para a radiação monocromática e tem por unidade o lúmen (lm), que equivale à emissão de $3,8 \times 10^{15}$ fotões de $\lambda=540$ nm por segundo.

Iluminação (E) (ou iluminância) é o fluxo luminoso por unidade de superfície ($E=\Phi/S$). A unidade básica de iluminação é o lux (lx). Uma superfície tem a iluminação de 1 lux quando recebe 1 lúmen por m² de área.

A intensidade luminosa (I) é o fluxo luminoso, por unidade de ângulo sólido, segundo uma dada direcção ($I=\Phi/\Omega$). Se o ângulo sólido de um estereoradiano limita um fluxo uniforme de um lúmen a intensidade luminosa segundo essa direcção é de uma candela (cd)⁹, a unidade de intensidade luminosa.

⁹ - A definição de candela aceite internacionalmente - é a intensidade luminosa, numa dada direcção, de uma fonte que emite radiação monocromática como um radiador integral à temperatura de solidificação da platina (2 028 °K), sobre uma fenda de área 1/60 mm², normal à direcção.

Luminância (B) é a grandeza que caracteriza o brilho de uma fonte luminosa extensa. Quantifica a luz emitida, ou reflectida, por unidade de ângulo sólido, segundo uma dada direcção e por unidade de área. Esta área só coincide com a superfície de emissão se for plana e vista perpendicularmente. Como a energia recebida por uma superfície receptora externa depende não só das dimensões da superfície emissora mas também da sua orientação, é a projecção da área emissora num plano normal à linha de visão que interessa considerar. Assim sendo dS a área da superfície emissora e θ o ângulo entre a normal a dS e a linha de visão, vem

$$B = I/(dS \cos\theta)$$

A unidade básica de luminância (ou brilho) é o nit. Corresponde à emissão, por parte de 1mm^2 de superfície emissora, de $3,8 \times 10^9$ fotões/s de comprimento de onda $\lambda=540\text{ nm}$, Fig. 4.26.

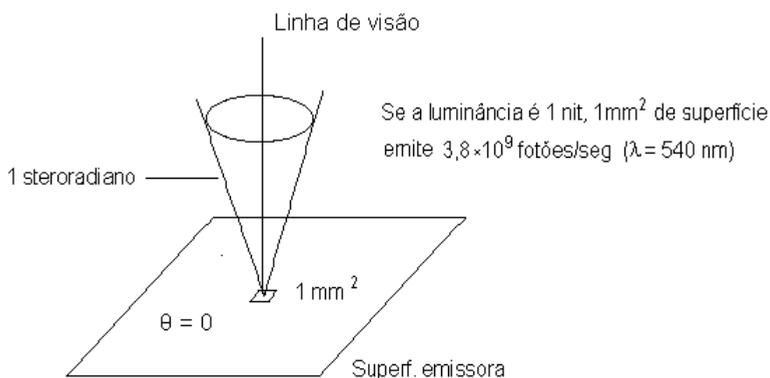


Fig. 4.26 – Definição de nit.

Algumas relações importantes são:

- 1 nit = 1 candela/m² (cd/m²)
- 1 candela (cd) = 1 lúmen/steradiano
- 1 lúmen = $3,8 \times 10^{15}$ fotões/seg ($\lambda=546\text{ nm}$) \ll 0,001495 watts
- 1 lux = 1 lúmen/m²
- 1 Lambert (L) = 3184,5 cd/m²; 1 mL \approx 3,2 cd/m²
- 1 cd/m² = $3,142 \times 10^{-4}$ L

(Página deixada propositadamente em branco)

C A P Í T U L O • V



DOSIMETRIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

A radiação ionizante liberta energia nos meios materiais desencadeando processos complexos a nível atómico e molecular.

Parece óbvio associar a acção biológica da radiação à energia cedida por esta aos meios biológicos. Desde cedo que se pretendeu quantificar esta quantidade que se pode designar por dose. Foram desenvolvidos diversos métodos de medição de doses que podemos classificar em dois grupos: os métodos absolutos e os métodos relativos. Os primeiros fornecem informação directa da energia cedida ao meio. De entre os métodos absolutos destacamos os calorimétricos, que medem o calor resultante da transformação da energia recebida pelo meio e proveniente da radiação. Outros, os métodos químicos, assentam em reacções químicas induzidas pela radiação (caso do dosímetro de Fricke). Por fim, os métodos ionométricos medem a carga produzida pela ionização em gases e utilizam dispositivos como a câmara de ionização. À excepção do método calorimétrico, os métodos absolutos obrigam ao conhecimento de um parâmetro de conversão característico.

Os segundos requerem duas medições, uma onde se pretende determinar a dose e a outra num local onde a dose é conhecida. Os métodos relativos mais usados em dosimetria são os fotográficos, os baseados na utilização de semicondutores, aqueles utilizando materiais termoluminescentes e finalmente os que usam a ionometria sem preocupações de colecção total dos iões.

A interacção com os meios biológicos é particularmente importante, pois interessa saber quais os níveis de irradiação susceptíveis de causar danos, saber como usar os efeitos desta interacção para fins terapêuticos e saber quais as doses que, com um risco calculado, os trabalhadores com radiações ionizantes poderão receber.

1 – Enquadramento

Só algum tempo depois do início da experiência com radiações ionizantes se definiram grandezas capazes de introduzir quantificação em radioterapia e em protecção. Durante algum tempo, a dose em radioterapia foi

avaliada utilizando uma reacção biológica como referência, a unidade de eritema da pele. A reacção biológica individual é, porém, muito variável e, por outro lado, a energia e o modo como é libertada nos tecidos dependem do tipo de radiação e da energia dos fotões, ou partículas, utilizadas. Estas características cedo mostraram a necessidade de definir grandezas, baseadas em critérios físicos, para medir com rigor a energia libertada nos tecidos.

A ICRU define 42 grandezas relevantes para a caracterização e medição da radiação ionizante, divididas pelas 5 categorias:

- Radiométricas (p. ex. fluência)
- Interações (p. ex. coeficiente de atenuação, TLE)
- Dosimétricas (p. ex. dose absorvida, Kerma)
- Radioactividade (p. ex. actividade)
- Protecção (p. ex. dose equivalente)

A sucessão dos fenómenos fisico-químicos que ocorrem na matéria após absorção de fotões pode ser temporizada, com alguma aproximação, como se observa no quadro 5.1, onde a coluna da esquerda se refere aos acontecimentos que tomam lugar após a incidência de radiação e a coluna da direita à ordem de grandeza dos tempos em que estes ocorrem.

Quadro 5.1 – Sucessão dos fenómenos após interacção dos fotões.

ACONTECIMENTO	TEMPO (seg)
Incidência da radiação	0
Ejecção de electrões secundários (ionização) e excitação de átomos	10^{-15}
Formação de radicais iónicos	10^{-10}
Formação de radicais livres	10^{-5}
Quebras de ligações moleculares	10^{-10} a 10^{-3}

A dosimetria está sobretudo interessada no segundo passo dos referidos neste quadro, ou seja, na avaliação do número de ionizações e excitações produzidas, ou da energia necessária para as produzir, existindo meios de o fazer com bastante rigor.

2 - Características gerais dos feixes de radiação

Considere-se uma origem pontual O de radiação ionizante, no vazio, a emitir a energia F por segundo. F, chamado de fluxo energético, é a potência radiante total emitida.

A potência Φ transmitida por unidade de ângulo sólido Ω , segundo uma dada direcção é

$$\Phi = \frac{dF}{d\Omega} \quad 5.1$$

Considerando uma esfera com centro em O, raio r e superfície externa S, a intensidade da radiação (potência por unidade de superfície, normal à radiação), a sair da esfera é

$$I_s = \frac{dF}{dS} \quad 5.2$$

com dF a energia elementar que, por segundo, atravessa o elemento de superfície dS.

Dada a isotropia e ausência de absorção no vazio, vem

$$I_s = \frac{F}{4\pi r^2} \quad 5.3$$

donde se conclui que, no vazio, a intensidade da radiação varia com o inverso do quadrado da distância. Esta conclusão pode apresentar-se noutra forma se considerarmos a Eq. 5.3 a relacionar uma nova distância r' com a correspondente intensidade I'_s e dividirmos, membro a membro, as duas equações

$$\frac{I'_s}{I_s} = \frac{r^2}{r'^2} \quad 5.4$$

Esta conclusão constitui a lei do inverso do quadrado da distância e traduz inteiramente a atenuação da intensidade com a distância de um feixe de radiação ionizante, proveniente de uma fonte pontual, num meio teórico não absorvente.

Quando um feixe de radiação atravessa a matéria, quatro tipos de informação poderão ter interesse: 1) o seu espectro de energias; 2) a intensidade do feixe de radiação; 3) as distribuições no tempo e no espaço (ou geometria do feixe) e 4) a quantidade de energia que é libertada por unidade de massa em cada ponto do material irradiado.

No caso de material biológico irradiado, uma quinta informação tem interesse que é a que diz respeito ao efeito biológico da energia cedida ao meio.

A distribuição espectral depende das características da fonte. No caso mais frequente dos raios X para diagnóstico, a energia dos fótons após a fil-

tagem, constitui uma distribuição contínua de energia que se estende desde cerca de 20 KeV até à energia V_a (em electrões-Volt) com V_a a tensão aceleradora. No caso da radiação gama trata-se de uma ou de várias energias características do radionúclido emissor. A acção ionizante das radiações no ar pode ser usada para se avaliarem as três últimas quantidades.

II. GRANDEZAS E UNIDADES INICIAIS DA DOSIMETRIA

Algumas grandezas e unidades que tendem hoje a ser substituídas por unidades do Sistema Internacional foram, até muito recentemente, universalmente utilizadas e interessa valorizar o seu significado e a história do seu aparecimento para a compreensão de outros conceitos.

1 – Conceito inicial de exposição

1.1 - Definição

A exposição¹ é uma grandeza que, na sua versão inicial, exprimia a capacidade da radiação electromagnética, X ou γ , produzir iões no ar.

A unidade de exposição inicialmente adoptada foi o roentgen (R) que se definiu como a exposição produzida por uma quantidade de raios X ou γ que, actuando sobre 0,001293 g de ar liberta, por ionização primária ou secundária, iões que transportam uma unidade electrostática CGS de carga (1 statcoulomb) (Fig. 5.1) de cada sinal.

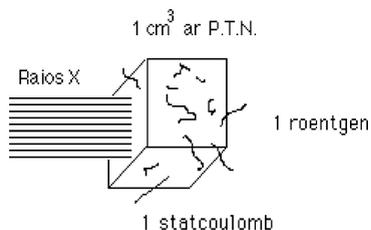


Fig. 5.1 – Definição de roentgen.

A massa de 0,001293 g é a massa de 1cm³ de ar em condições PTN.

¹ - A exposição é uma grandeza que caracteriza o comportamento de campos de raios X e γ no ar, de forma indirecta. Não indica uma cedência de energia ao meio pelo não deve ser considerada uma dose, apesar de ter sido, no passado, designada também por dose exposição.

Na definição de roentgen, entra-se em consideração com todos os iões secundários, produzidos fora e dentro do volume de 1cm^3 de ar em condições PTN desde que resultem de uma interacção primária ocorrida no referido cm^3 de ar. A ionização produzida por absorção de radiação de bremsstrahlung emitida pelos electrões não é tomada em consideração.

Os raios X ou γ , correspondentes à exposição de 1 R, incidindo sobre tecido biológico, vão aí libertar, por grama, uma energia maior do que a libertada no ar, pois o número de pares de iões produzidos no tecido é maior.

A energia libertada por grama de tecido para uma exposição de um roentgen é, como veremos, de 96,5 erg por grama.

Recentemente, a exposição foi redefinida passando a ser a carga eléctrica produzida, em condições idênticas às da definição inicial, por unidade de massa de ar PTN. A unidade SI da nova exposição é o Coulomb/Kg.

1.2 - Medição da exposição

Construíram-se câmaras de ionização de ar livre (fig. 5.2a) com a intenção de medir a exposição de acordo com a própria definição. Nestas câmaras é assegurado que os raios X interagem unicamente com o ar. Os eléctrodos apresentam uma diferença de potencial entre si que garante que todos os electrões produzidos são colectados, ou seja, a câmara funciona em regime de saturação. Por outro lado, os eléctrodos estão separados de modo a garantir que os electrões secundários percam toda a sua energia cinética antes de atingirem o eléctrodo positivo.

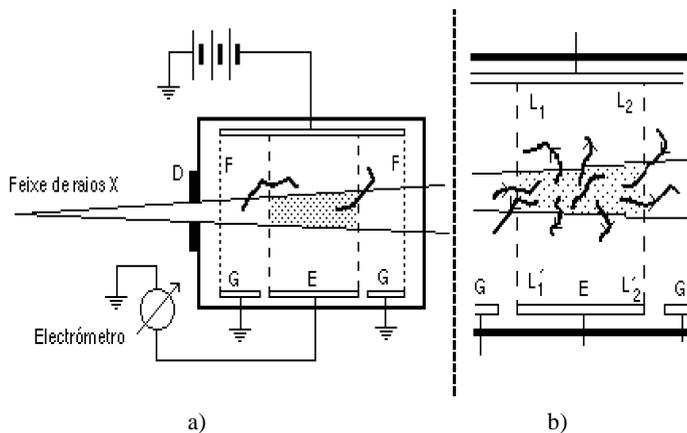


Fig. 5.2 – a) Câmara-de-ar livre; b) Ampliação mostrando as ionizações no volume de detecção.

Os anéis auxiliares (F) e os eléctrodos auxiliares (G) tornam o campo eléctrico perfeitamente uniforme entre os eléctrodos, com as linhas do campo eléctrico normais aos eléctrodos e definindo um volume, ou massa, de ar seleccionado, o volume de detecção, representado na figura pela área a ponteadado. Interessa colectar todos os iões resultantes de ionizações produzidas pelos electrões secundários neste volume de ar.

Devido à uniformidade do campo só é colectada a carga libertada no volume do feixe de raios projectado entre as linhas a tracejado L_1L_1' e L_2L_2' da Fig. 5.2 - b).

Os percursos no ar dos electrões secundários são inferiores à distância entre o volume de detecção e as paredes da câmara de modo a que todos os iões produzidos sejam detectados. Pelo contrário, os fotoelectrões gerados no diafragma de chumbo D, de limitação do feixe, não devem atingir o volume de detecção pelo que a distância do diafragma a este volume deve ser suficientemente grande. As ionizações produzidos no volume de detecção por electrões secundários provenientes do volume de ar à esquerda de L_1L_1' e à direita de L_2L_2' compensam, em condições chamadas de equilíbrio electrónico, as ionizações originadas, fora do volume de detecção, por electrões secundários produzidos neste volume. A situação de equilíbrio electrónico será analisada mais tarde.

A carga total colectada pelo eléctrodo E, medida pelo electrómetro, com algumas correcções introduzidas, permite calcular a exposição. Como a câmara comunica com o ar exterior, a pressão e temperatura exteriores têm que ser consideradas para a correcção da massa de ar no volume de detecção. Utilizando as leis de Boyle e de Charles vem para a massa específica do ar à pressão P (mmHg) e à temperatura t.

$$\rho = \rho_0 \frac{P}{760} \frac{273}{273+t} \quad 5.5$$

A câmara de ar livre é um instrumento que, normalmente, é pesado e de grandes dimensões, sendo incómodo para uso geral. A distância entre os eléctrodos deve ser da ordem de grandeza do percurso dos electrões no ar. Por exemplo, para raios X de 300 KVp a distância entre eléctrodos deve ser de 30 cm. O princípio da câmara de ar livre deve ser considerado como referência para outros instrumentos com maiores possibilidades de utilização prática.

Para determinações correntes a maioria dos laboratórios utiliza câmaras muito mais manejáveis, baseadas no conceito de paredes equivalentes ao ar. Estas câmaras têm paredes com propriedades de absorção de fotões idênticas às do ar. Pretende-se que estas paredes desempenhem o mesmo papel

que o ar que envolve o volume de detecção das câmaras de ar livre. Nas Figs. 5.3 e 5.4 encontram-se respectivamente uma câmara de ionização do tipo «dedal» e uma câmara de condensador, ambas com paredes equivalentes ao ar.

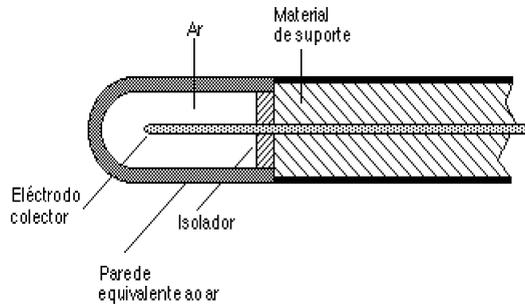


Fig. 5.3 – Câmara de ionização de dedal.

A câmara de condensador carrega-se por compressão do eléctrodo de carga de um carregador externo sobre o diafragma e estabelecendo o contacto com o ânodo. O potencial resultante da carga retida no campo eléctrico do condensador diminui quando, após a passagem de radiação ionizante, se estabelece corrente entre os eléctrodos.

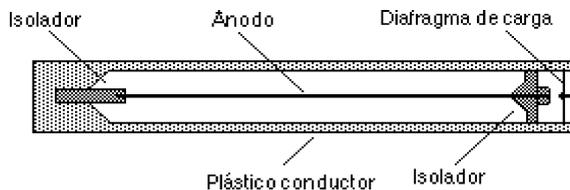


Fig. 5.4 – Câmara de condensador com carregador externo.

Numa dada câmara e para fotões de uma certa energia, a espessura da parede equivalente ao ar pode ser determinada através de curvas como as representadas na Fig. 5.5, que dizem respeito a dois valores distintos de energia. O número de ionizações por unidade de volume é obtido em função da espessura da parede. Na prática, a parede das câmaras é muito fina e sobrepõem-se sucessivas espessuras do mesmo material para se variar a espessura.

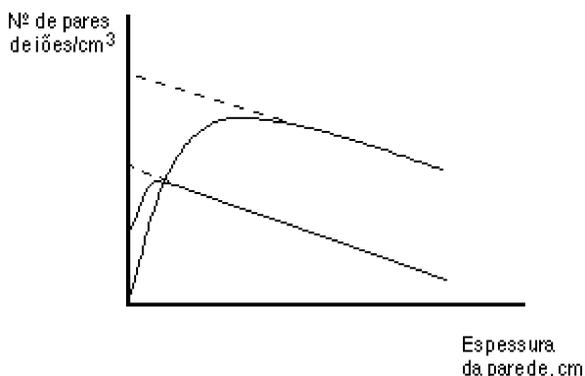


Fig. 5.5 – Variação do número de pares de íons numa câmara com a espessura da parede equivalente ao ar.

Na parte ascendente das curvas, devido à pequena espessura da parede, o número de electrões secundários produzido é pequeno, mas aumenta com o aumento de espessura.

O máximo da curva corresponde à chamada espessura de equilíbrio para a energia utilizada. A porção descendente da curva ocorre quando a espessura da parede é tal que os electrões produzidos na parte externa da parede não têm energia suficiente para atingir a câmara de ar.

As câmaras com paredes equivalentes ao ar necessitam de ser calibradas com uma câmara de ar livre. Medindo a exposição, nas mesmas condições, com uma câmara de ar livre e com a câmara de paredes equivalentes ao ar para várias energias, constrói-se uma curva de calibração como a representada na Fig. 5.6.

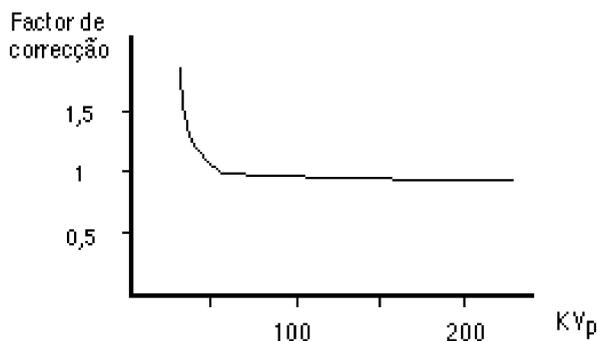


Fig. 5.6 – Factor de correcção em função da energia para uma câmara de paredes equivalentes de ar.

O efeito biológico da radiação ionizante depende do tipo de radiação utilizado, da sua energia e do tecido irradiado pelo que a dose de exposição representa, por si só e nesta perspectiva, uma informação limitada.

Esta circunstância criou a necessidade de definir outras grandezas que contemplassem situações mais gerais.

2 – Introdução da dose absorvida

Para fugir às limitações da exposição, que se refere somente à carga produzida por radiação electromagnética no ar, foi criada uma grandeza que exprime directamente energia absorvida, independentemente do meio e do tipo de radiação. É a dose absorvida, que se define como a energia cedida por unidade de massa de material irradiado, para qualquer radiação ionizante e qualquer material irradiado.

A unidade de dose absorvida inicialmente proposta foi o rad, que equivale à libertação de 100 erg por grama do material sujeito à irradiação.

A nova unidade do S.I. de dose absorvida é o Gray que equivale a 1 J/Kg.

3 - Transferência linear de energia (TLE)

Quando uma partícula carregada com energia cinética E_c se desloca num meio material a energia perdida por unidade de comprimento de percurso designa-se por transferência linear de energia ou poder linear de paragem,

$$\text{TLE} = \frac{dE_c}{dx} \quad (\text{J m}^{-1}) \quad 5.6$$

De um modo geral o TLE pode considerar-se como a soma de dois termos, um respeitante à perda de energia por colisão com electrões orbitais outro devido à emissão de radiação de bremsstrahlung, que pode ser desprezado nos meios biológicos devido ao seu baixo número atómico.

$$\text{TLE} = \left(\frac{dE_c}{dx} \right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE_c}{dx} \right)_{\text{rad}} \quad 5.7$$

O poder mássico de paragem de um dado meio obtém-se dividindo o TLE pela massa específica.

Para uma mistura homogénea de materiais em que a fracção em massa na mistura do elemento i e de número atómico Z_i é f_i , o TLE mássico é dado pela regra de Bragg

$$\text{TLE}_m = \sum_i f_i \left(\frac{dE_c}{\rho dx} \right)_{z_i} \quad 5.8$$

4 - Princípio de Bragg-Gray. Medição da dose absorvida

O princípio de Bragg-Gray diz que numa pequena câmara gasosa limitada por um meio sólido absorvente a carga produzida por unidade de massa do gás, devida à ionização, é proporcional à energia absorvida por unidade de massa do meio sólido.

Com base neste princípio poderemos construir uma câmara com paredes com propriedades de absorção semelhantes às dos tecidos biológicos e avaliar directamente a dose absorvida por estes. Para a aplicação deste princípio às situações práticas é necessário que a cavidade gasosa seja pequena em relação à massa sólida de modo a que as distribuições das velocidades e dos momentos angulares dos electrões secundários não sofram, praticamente, alteração. Poderá atingir-se uma aproximação a esta situação se os electrões secundários perderem somente uma muito pequena fracção da sua energia durante o percurso no gás.

Suponhamos que as energias absorvidas por unidade de volume e os poderes de paragem médios para os electrões no gás e sólido são respectivamente E_G , E_S , S_G e S_S , então

$$\frac{E_G}{E_S} = \frac{S_G}{S_S} \quad 5.9$$

306

Mas $E_G = Nw$ com N o número de pares de iões produzidos por unidade de volume do gás e w a energia média necessária para produzir um par de iões. Então

$$E_S = N w \frac{S_S}{S_G} \quad 5.10$$

Se designarmos por E_G , E_S as energias por unidade de massa correspondentes às quantidades em itálico, N o número de pares de iões produzi-

dos por unidade de massa e chamarmos ρ_S e ρ_G respectivamente às massas específicas do sólido e gás, temos

$$\rho_S E_S = \rho_G N w \frac{S_S}{S_G} \quad 5.11$$

ou, considerando os poderes mássicos de paragem s_G e s_S ,

$$s_G = \frac{S_G}{\rho_G} \quad 5.12$$

e

$$s_S = \frac{S_S}{\rho_S} \quad 5.13$$

vem

$$E_S = N w \frac{s_S}{s_G} \quad 5.14$$

Nesta equação, N pode conhecer-se sabendo a carga total libertada na cavidade e a massa de gás aí presente. As quantidades w , s_G e s_S podem determinar-se experimentalmente. Sendo a absorção na parede da câmara idêntica à dos tecidos, E_S é também a dose absorvida nos tecidos em contacto.

5 - Outras grandezas

Outras grandezas frequentemente utilizadas na medição de doses de radiação são:

- **velocidade de exposição** que é definida como a exposição por unidade de tempo. Exprime-se em Coulomb.kg.⁻¹s⁻¹. As unidades antigas R/s ou R/h são ainda correntemente utilizadas.

- **velocidade de dose absorvida** ou dose absorvida por unidade de tempo. Exprime-se, em geral, em Gray/s, rad/s, rad/min ou rad/h.

- **dose integral** é uma grandeza utilizada em radioterapia e refere-se à energia total absorvida em todo ou parte do meio irradiado, correspondendo ao produto da dose absorvida pela massa do corpo irradiado. Exprime-se geralmente em Joule ou em g.rad.

III. CARACTERÍSTICAS LOCAIS DOS FEIXES DE RADIAÇÕES

1 - Introdução

As grandezas atrás definidas foram de grande utilidade nos primeiros tempos de evolução da radiologia e radioterapia, mas a complexidade dos fenómenos em causa obrigou a sofisticar conceitos e a considerar grandezas com carácter local, restringidas ao ponto. Também o modo como a energia é libertada, ou a carga produzida no meio irradiado, passam a ser consideradas.

Em seguida descrevem-se os conceitos subjacentes às novas grandezas e a definição das suas unidades.

2 - Fluência de partículas

Na definição de intensidade de um feixe de partículas considera-se que estas se deslocam com a mesma direcção. Para se contemplar o caso dos campos de partículas com velocidades com diferentes direcções, considera-se um volume esférico elementar de secção diametral dS , com centro no ponto P, onde se pretende definir a presença de partículas. Qualquer que seja a direcção das partículas que penetram na esfera estas encontram sempre uma superfície diametral com área constante dS (Fig. 5.7).

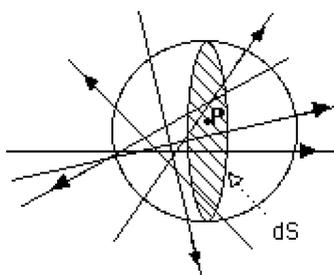


Fig. 5.7 – Esfera com secção diametral dS centrada em P.

Se dN for o número de partículas que atravessam a esfera centrada no ponto P considerado, define-se fluência de partículas no ponto P

$$\varphi = \frac{dN}{dS} \quad 5.15$$

que representa o número de partículas que penetram na esfera, por unidade de área da superfície diametral, considerando todas as direcções possíveis.

3 - Fluência energética

Fluência energética num ponto P é a energia total transportada por um feixe que atravessa uma esfera, centrada em P, de secção diametral dS, por unidade de superfície da secção diametral

$$F = \frac{d\varepsilon}{dS} \quad (\text{Joule/m}^2) \quad 5.16$$

onde d\varepsilon é a energia total que atravessa a esfera de secção diametral dS. Para o caso de serem dN fotões de energia hv a atravessar a esfera vem

$$F = \frac{dN \, hv}{dS} \quad (\text{Joule/m}^2) \quad 5.17$$

4 - Velocidade de fluência

A velocidade de fluência de partículas num ponto P, $\left(\frac{d\phi}{dt}\right)$ é a fluência de partículas, no mesmo ponto, por unidade de tempo e a velocidade de fluência energética, num ponto P, $\left(\frac{dF}{dt}\right)$, medida em Watt/m² é a fluência energética, no mesmo ponto, por unidade de tempo.

Para uma dada fluência a energia depositada por unidade de massa do material irradiado, depende da natureza da radiação ionizante, da sua energia, do número atómico do material irradiado e, em certa medida, da sua densidade.

5 - Kerma

Kerma (kinetic energy released per unit of mass), caracteriza a transferência para o meio da energia cinética de electrões secundários produzidos nas vizinhanças de um ponto P (Fig. 5.8).

Na Fig. 5.8 os fótons incidentes, numerados de 1 a 4, originaram interações de Compton em Δm enquanto o fóton 5 produziu aí efeito fotoelétrico.

A energia electromagnética total transferida ao elemento de massa Δm é

$$\Delta E_e = \Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3 + \Delta E_4 + \Delta E_5 \quad 5.18$$

com

$$\Delta E_1 = hv - hv_1$$

$$\Delta E_2 = hv - hv_2$$

$$\Delta E_3 = hv - hv_3$$

$$\Delta E_4 = hv - hv_4$$

$$\Delta E_5 = hv$$

A energia electromagnética transformada em energia cinética de electrões no elemento de massa Δm é

$$\Delta E_c = \Delta E_e - E_1 \quad 5.19$$

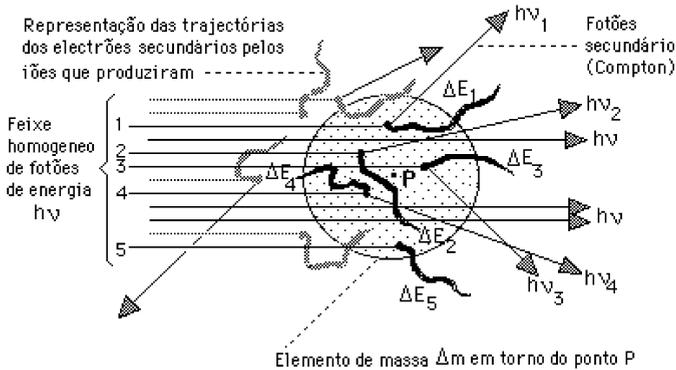


Fig. 5.8 – Definição de Kerma. Interessa a energia libertada como consequência de interações ocorridas nas vizinhanças de P.

A última parcela, ΔE_5 , corresponde a efeito fotoelétrico ocorrendo em Δm sendo E_1 a energia de ligação do electrão orbital que interveio na interacção.

Kerma é a energia total transferida para o meio, por unidade de massa, nas vizinhanças do ponto P.

A energia total transferida é também, aproximadamente, a soma das energias cinéticas iniciais de todos os electrões secundários produzidos em Δm devido à acção dos fotões.

Kerma só tem sentido para fotões.

$$\begin{aligned}
 k &= \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Sigma \Delta E_i}{\Delta m} \\
 &= \frac{dE}{dm}
 \end{aligned}
 \tag{5.20}$$

A Kerma é expressa em J/Kg (S.I.) ou erg/g (CGS).

A Kerma é directamente proporcional à energia do feixe incidente, depende da energia dos fotões e do material irradiado. A Kerma não é referida à unidade de tempo, não tendo pois as dimensões de potência mas de energia.

6 - Relação entre kerma e fluência energética

Para um feixe monoenergético, é

$$\frac{dI}{dx} = -\mu_t I
 \tag{5.21}$$

onde μ_t é o coeficiente de absorção linear.

Multiplicando por dt ambos os membros da igualdade, vem

$$\frac{dt dI}{dx} = -\mu_t I dt$$

desta relação resulta

$$\frac{dE}{dx} = -\mu_t E
 \tag{5.22}$$

onde E é a energia transportada num intervalo de tempo dt por um feixe monoenergético de fotões com intensidade I , incidente na espessura dx de material. Então, multiplicando e dividindo pela massa específica do meio ρ , vem

$$\frac{dE}{E} = -\mu_t dx = -\frac{\mu_t}{\rho} \frac{dm}{dV} dx$$

$$= \left(-\frac{\mu_t}{\rho}\right) \frac{dm}{dS} = -\mu_m \frac{dm}{dS}$$

Donde

$$K = -\frac{dE}{dm} = \mu_m \frac{d\epsilon}{dS}$$

$$= \mu_m F \quad 5.23$$

A Kerma é o produto da fluência pelo coeficiente de absorção de massa.

Se, num ponto de um meio material, for conhecido a Kerma K e o coeficiente de absorção mássico μ_m , poderá calcular-se a fluência da radiação nesse ponto. Infelizmente, na prática, a kerma não é directamente mensurável.

Para um mesmo feixe incidente e um mesmo elemento de material de massa Δm , a Kerma não varia quer esse elemento esteja isolado no vazio, quer rodeado de matéria. A Kerma não depende do meio que rodeia o elemento (Fig. 5.9).

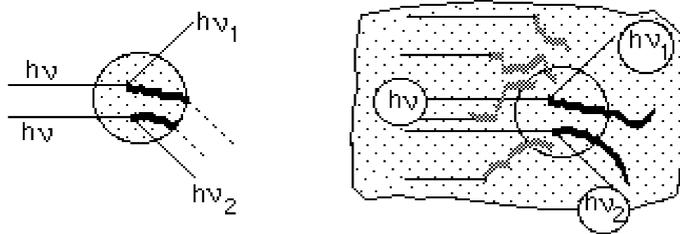


Fig. 5.9 – O enquadramento do elemento Δm não influencia o valor de K .

Quando $\Delta m \rightarrow 0$ a Kerma mantém-se finita.

A razão da utilização da Kerma tem a ver com o facto da radiação não directamente ionizante (radiação electromagnética) interagir com a matéria através de um processo com dois estágios. No primeiro, a radiação interage com a matéria produzindo partículas carregadas e, no segundo, estas interagem com a matéria depositando nela a energia cinética recebida. O primeiro estágio é medido pela Kerma o segundo pela dose absorvida.

7 - Dose absorvida

A dose absorvida é a grandeza que caracteriza a energia absorvida por unidade de massa, nas vizinhanças de um ponto. Considere-se a Fig. 5.5.

Os números de 1 a 5 representam as trajetórias dos electrões no interior de Δm e, às quais, correspondem as energias transferidas $\Delta w_1, \Delta w_2, \dots, \Delta w_5$.

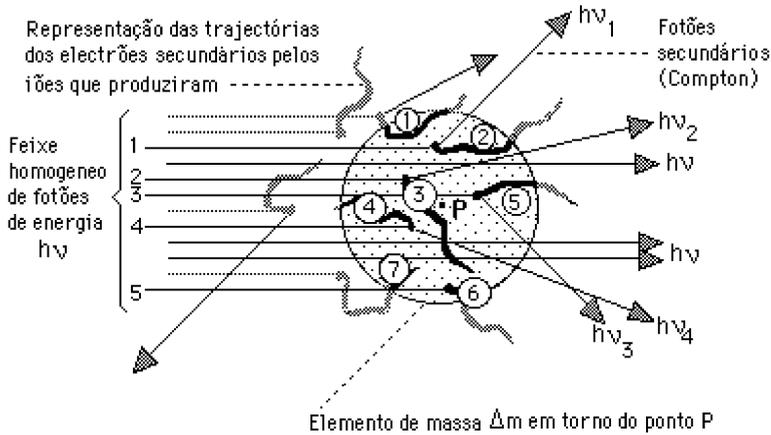


Fig. 5.10 – Dose absorvida. Só interessa a energia libertada em Δm .

Os iões produzidos no interior de Δm resultam de interações primárias que ocorrem no interior ou no exterior de Δm . A energia total cedida pelos electrões ao elemento de massa Δm é

$$\Delta w = \Delta w_1 + \Delta w_2 + \Delta w_3 + \Delta w_4 + \Delta w_5 \quad 5.24$$

A dose absorvida no ponto P é dada por

$$D = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Sigma \Delta w_i}{\Delta m}$$

$$= \frac{dw}{dm} \quad 5.25$$

Que representa a energia total absorvida pelo material, por unidade de massa, nas vizinhanças do ponto P. Deve frisar-se que a energia cedida dw é

uma quantidade aleatória que é descrita por uma distribuição de probabilidade. A dose absorvida é o valor mais provável dessa distribuição.

A unidade de dose absorvida, no S.I., é o Gray (Gy)² que corresponde a 1 J/Kg.

Também se usa o rad, unidade inicialmente proposta, cuja relação com o Gray é

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ Gray (J/Kg)} \quad 5.26$$

7.1 - Propriedades da dose absorvida

Contrariamente ao que se verifica com a Kerma, existem meios de medir a dose absorvida. Estes meios assentam nas seguintes propriedades:

- a) possibilidade de transformar em calor a energia absorvida;
- b) possibilidade de colectar a carga produzida por ionização;
- c) possibilidade de cálculo teórico.

Ainda em contrário ao que dissemos para a Kerma, a dose absorvida depende do material que circunda o elemento de massa Δm (Fig. 5.11).

Em 5.11-b) pode observar-se um aumento da dose absorvida devido à energia transferida nos percursos electrónicos resultantes de interacções produzidas fora do elemento Δm .

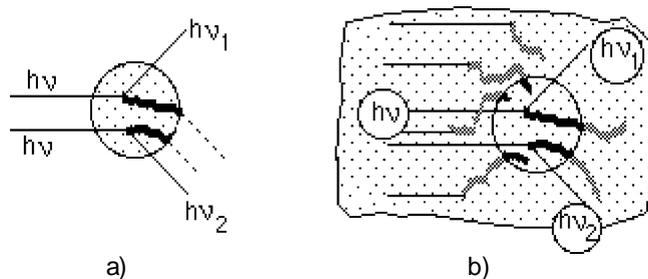


Fig. 5.11 – O enquadramento do elemento Δm influencia o valor de D.

² - Para avaliar a dimensão do Gy recorde-se que para elevar de 1 °C a temperatura 1Kg de água requer 1000 cal ou seja 4800 J. Então 1 J elevará de 1/4800 °C a massa de 1Kg de água.

A relação $\frac{\Delta w}{\Delta m}$, quando $\Delta m \rightarrow 0$, tem zero como limite no caso a), e limite não nulo no caso b). Em a) Δw decresce mais rapidamente que Δm .

7.2 - Condições de igualdade entre a Kerma e a dose absorvida

Há equivalência entre Kerma e dose absorvida quando ocorre equilíbrio electrónico, ou seja, quando se verifica a igualdade

$$\Sigma \Delta E_i = \Sigma \Delta w_i \quad 5.27$$

para as condições limites das definições atrás referidas.

Esta situação ocorre quando são verificadas simultaneamente as seguintes condições, (Fig. 5.12): 1) o elemento de massa Δm encontra-se envolvido por uma massa M muito maior; 2) a massa M tem dimensões muito superiores às trajectórias electrónicas mas, por outro lado, dimensões muito inferiores ao livre percurso médio dos fotões ($\sigma = \mu^{-1}$)³ ou seja, M atenua de maneira desprezível o feixe de fotões que pode considerar-se aí uniforme; 3) o elemento está situado a uma distância x da face de entrada superior ao comprimento de uma trajectória electrónica.

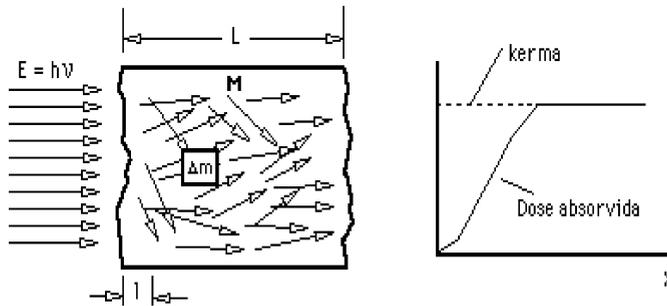


Fig. 5.12 – a) Condições para o equilíbrio electrónico. Supõe-se σ maior que L e x maior que o percurso médio dos electrões no meio. b) Variação de K e D com x .

Quando estas condições são respeitadas, a perda da energia inicialmente cedida ao elemento Δm , iguala o ganho de energia vinda do exterior e

³ Pela lei da atenuação dos raios X, $I = I_0 e^{-\mu x}$ e, para $I = I_0/2$ é $x = x_{1/2}$, donde o percurso livre médio ser $\sigma = \mu^{-1}$.

diz-se que o material irradiado está em equilíbrio electrónico. Nestas condições a medida da dose absorvida permite conhecer a Kerma.

A partir da definição de dose absorvida podemos chegar à definição de dose integral D_I que representa a energia total libertada pela radiação em toda a massa irradiada M . Supondo conhecida a dose absorvida D (energia absorvida por unidade de massa), em cada elemento de massa dm , vem

$$D_I = \int_M D \, dm \quad (\text{Joule ou g.rad}) \quad 5.16$$

sendo a velocidade de dose absorvida, no elemento de massa dm ,

$$v_D = \frac{dD}{dt} \quad (\text{Watt.m}^{-2} \text{ ou rad.s}^{-1}) \quad 5.17$$

8 - Exposição

Os electrões secundários perdem a sua energia cinética ao ionizarem ou excitarem átomos que encontram no seu trajecto (Fig. 5.13).

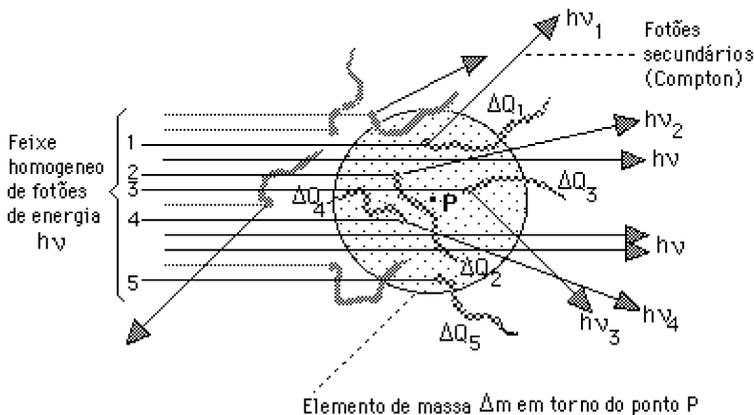


Fig. 5.13 – Definição de exposição. Só interessa a carga eléctrica dos íões resultantes de interacções ocorridas em Δm

Quando o material irradiado é constituído por elementos leves (casos do ar, tecidos moles, água, etc.) a energia cedida em média àquele por ionização é de 34 eV sendo praticamente independente da energia do electrão projectil. Há portanto uma relação de proporcionalidade directa entre a ener-

gia inicial do electrão e o número total de iões que vão ser produzidos ao longo da trajectória.

Chamando ΔN ao número de ionizações produzidas ao longo da trajectória de um electrão de energia inicial ΔE , então

$$\Delta E = \omega \Delta N \quad 5.18$$

onde $\omega = 34 \text{ eV}$

Sendo e a carga do electrão, a carga total produzida pelo electrão para iões de ambos os sinais é

$$\Delta Q = e \Delta N$$

ou

$$= \frac{e}{\omega} \Delta E \quad 5.19$$

Conclui-se que a carga total produzida é proporcional à energia inicial dos electrões.

As cargas $\Delta Q_1, \Delta Q_2, \dots$ representam as cargas totais resultantes de ionizações produzidas por electrões secundários nascidos em Δm .

Considere-se a relação

$$\begin{aligned} H &= \frac{\Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4 + \Delta Q_5}{\Delta m} \\ &= \frac{\sum \Delta Q_i}{\Delta m} \end{aligned} \quad 5.20$$

O limite da equação anterior, quando o material irradiado é o ar, e $\Delta m \rightarrow 0$ é a exposição X , ou simplesmente exposição, no ponto P , ou seja

$$X = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\sum \Delta Q_i}{\Delta m} \quad 5.21$$

317

A exposição num ponto P é proporcional à Kerma no ar no mesmo ponto

$$X = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\sum \Delta Q_i}{\Delta m} = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{e}{\omega} \frac{\sum \Delta E_i}{\Delta m} = \frac{e}{\omega} k_a \quad 5.22$$

onde k_a é a Kerma no ar.

Assim, a exposição deve possuir propriedades idênticas às da Kerma: É proporcional à fluência energética do feixe e é independente do enquadramento material do elemento Δm .

Apesar destas analogias, exposição e Kerma são grandezas muito diferentes: exposição tem a ver com carga, Kerma tem a ver com energia. Têm, obviamente, unidades diferentes.

Exposição refere-se exclusivamente à irradiação no ar. Kerma aplica-se a qualquer meio.

A exposição tem por objectivo caracterizar um feixe de raios X ou gama pela ionização que provoca, ao longo de todas as trajectórias de electrões postos em movimento, por interacções ocorridas numa pequena massa de ar em torno de um ponto.

8.1 - Interesse e limitações da exposição

A facilidade de colectar os iões produzidos num gás, medir a carga eléctrica que transportam e calcular a energia necessária para os produzir justificam o interesse da exposição.

A situação de proporcionalidade entre exposição e Kerma pressupõe que toda a energia cinética dos electrões é dispensada a criar iões e a produzir excitação. Isto só será assim se o efeito de bremsstrahlung for desprezível. A probabilidade de ocorrência deste efeito é proporcional à energia cinética dos electrões e ao número atómico do absorvente. O número atómico médio das estruturas biológicas é assaz baixo e as energias em jogo são pequenas. Nestas condições é realista desprezar o efeito de bremsstrahlung no contexto da radiologia. Mesmo na radioterapia de megavoltagem este efeito tem pequeno significado, devido ao baixo Z dos tecidos.

8.2 - Unidades de exposição

No S.I. a unidade de exposição é o Coulomb/Kilograma de ar também chamada unidade X.

$$1 \text{ Unidade X} = 1 \text{ C/Kg de ar}$$

A unidade tradicional de exposição é o roentgen, que corresponde a

$$1 \text{ R} = \frac{1 \text{ U ECGS Q}}{0,001293 \text{ g ar}}$$

e como $1 \text{ C} = 3 \times 10^9 \text{ U ECGS Q}$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{3 \times 10^9 \times 1,293 \times 10^{-6}} \text{ C.kg}^{-1} \\ &= 2,58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1} \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} 1 \text{ C.kg}^{-1} &= (2,58 \times 10^{-4})^{-1} \text{ R} \\ &= 3881 \text{ R} \end{aligned} \tag{5.24}$$

O número de pares de iões produzidos por grama de ar quando se tem a exposição de 1 R é

$$\frac{1}{4,8 \times 10^{-10} \times 0,001293} = 1,61 \times 10^{12} \text{ pares de iões/g de ar}$$

Sendo necessários, em média, $34 \times 1,6 \times 10^{-12}$ erg para ser produzido um par de iões no ar, a exposição de 1 R corresponde a

$$1,61 \times 10^{12} \times 34 \times 1,6 \times 10^{-12} = 87,7 \text{ erg/g} \tag{5.25}$$

que é, por definição, a Kerma, expressa em erg/g, para o ar e para um feixe com a exposição de 1R.

Como

$$1 \text{ unidade X} = 3881 \text{ R}$$

e

$$1 \text{ R liberta no ar } 87,7 \text{ erg/g} \tag{5.26}$$

1 unidade X liberta no ar

$$87,7 \times 3881 \text{ erg/g} = 340363,7 \text{ erg/g}$$

ou seja:

$$340363,7 \times 10^{-7} \times 10^3 \text{ Gray} = 34 \text{ Gray} \tag{5.27}$$

Já vimos que a probabilidade de ocorrerem interacções dos fotões X e γ com a matéria depende da energia dos fotões, do número atómico do meio absorvente e, em menor grau, da massa específica deste meio (ou da sua densidade de electrões).

O número atómico efectivo do ar é 7,6. O número atómico efectivo do tecido mole é 7,4. O número de electrões secundários libertados por unidade de massa, no gás e tecido mole, vai ser aproximadamente igual, assim como as distribuições de energia dos electrões secundários.

Feita a correcção devida à diferença das densidades electrónicas, pode obter-se a energia libertada pelos electrões secundários, por unidade de massa, nos tecidos a partir do valor obtido numa câmara de ionização para o ar. Por outras palavras, considerando que a probabilidade de absorção dos raios X, para as energias que interessam em Medicina, é aproximadamente proporcional à densidade de electrões no meio, podemos calcular a dose absorvida num tecido sabendo a exposição. A composição elementar do tecido muscular por grama é, aproximadamente, de 6×10^{22} átomos de hidrogénio, $2,8 \times 10^{22}$ átomos de oxigénio, 2×10^{21} átomos de azoto e 6×10^{21} átomos de carbono. Por grama de tecido estes átomos oferecem $3,3 \times 10^{23}$ electrões para a interacção. No ar PTN existem cerca de 3×10^{23} electrões por grama.

A energia absorvida em erg/g pelo tecido muscular quando é irradiado por uma exposição de raios X de 1 R é

$$\frac{3,3 \times 10^{23}}{3 \times 10^{23}} \times 87,7 = 96,5 \text{ erg/g} \quad 5.28$$

Considerando agora a energia libertada no tecido quando a exposição é uma unidade X vem

$$\frac{3,3 \times 10^{23}}{3 \times 10^{23}} \times 34 = 37 \text{ J/Kg de músculo} \quad 5.29$$

Para raios X e γ de energia inferior a 3 MeV é possível medir-se a exposição e calcular-se a dose absorvida pelos tecidos, pois, para tal domínio de energias as condições de equilíbrio electrónico são verificadas.

Os passos lógicos na operação de medida são: 1) medição da densidade mássica de carga Y no ar a partir da qual se pode calcular a dose absorvida no ar e, 2) se as condições de equilíbrio electrónico se verificarem obter-se o valor da exposição, (característica do feixe) e desta calcular-se a dose absorvida pelos tecidos expostos à radiação.

8.3 - Relação entre dose absorvida no ar e exposição

No caso do equilíbrio electrónico se verificar a dose absorvida iguala a Kerma.

Como vimos, a exposição de 1 R corresponde à Kerma de 87,7 erg/g de ar, então se a exposição é Y R a dose absorvida no ar é

$$D_{\text{ar}} (\text{erg/g ar}) = 87,7 \times Y \text{ (R)} \quad 5.30$$

ou

$$D_{\text{ar}} (\text{rad}) = 0,877 \times Y \text{ (R)} \quad 5.31$$

8.4 - Relação entre exposição e fluência energética no ponto de medida

Já vimos que a relação entre Kerma e fluência energética, válida para qualquer material, incluindo o ar é

$$k_a = \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_a F \quad 5.32$$

onde o índice a significa ar.

Sendo

$$k_a = D_a = 87,7 Y$$

vem

$$87,7 X = \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_a F$$

então

$$F (\text{erg/cm}^2) = \frac{87,7}{\left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_a (\text{cm}^2/\text{g})} Y \text{ (R)} \quad 5.33$$

onde $\left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_a = \mu_{\text{tm}}$ é o coeficiente mássico de transferência de energia.

O coeficiente μ_{tm} varia com a energia dos fótons de acordo com o gráfico da Fig. 5.14 a) e a relação F/Y (Fluência/densidade mássica de carga) segundo a curva da Fig.5.14 b).

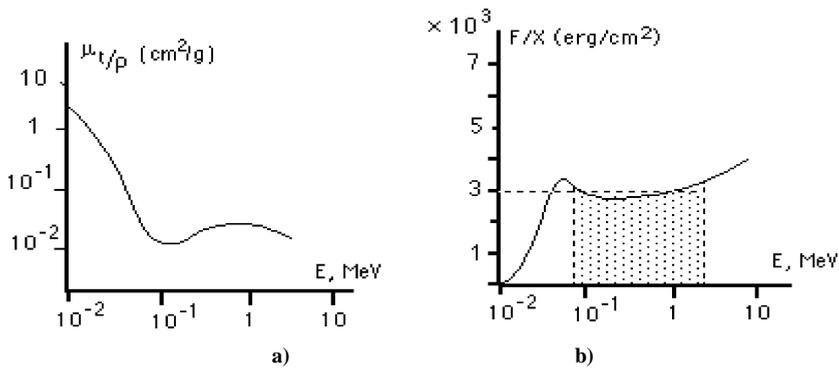


Fig. 5.14 – Coeficiente μ_{im} e relação F/Y em função da energia dos fótons.

Entre os valores de 0,07 e 2 MeV a fluência energética correspondente à exposição de 1 R varia pouco, mantendo-se no valor de 3 300 erg/cm² com uma variação de $\pm 10\%$. As energias dos fótons com interesse em medicina situam-se, na sua maior parte, neste intervalo.

8.5 - Relação entre exposição e dose absorvida num material qualquer

Já vimos a relação entre Kerma e fluência energética. Tratando-se de um meio *i* e de ar e para um mesmo feixe de fluência *F* é

$$\frac{k_i}{k_a} = \frac{\left(\frac{\mu_t}{\rho}\right)_i}{\left(\frac{\mu_t}{\rho}\right)_a} \quad 5.34$$

Por outro lado se há equilíbrio electrónico, verifica-se a igualdade

$$k_i = D_i \quad (\text{Dose absorvida})$$

$$k_a = 0,877 \times Y \quad (\text{R})$$

Então

$$D_i \text{ (rad)} = \frac{\left(\frac{\mu_t}{\rho}\right)_i}{\left(\frac{\mu_t}{\rho}\right)_a} 0,877 Y \quad 5.35$$

Nesta expressão Y vem expresso em roentgen e os coeficientes de transferência de energia em cm^2/g . Por substituição do valor de k_a a expressão anterior pode tomar a forma

$$D_i \text{ (rad)} = \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_i k_a \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_a \quad 5.36$$

A relação rad/R para vários tecidos pode observar-se na Fig. 5.15.

Em diagnóstico radiológico a energia dos fótons é tal que 1 rad e 1 R são, numa primeira aproximação, equivalentes.

A recta paralela às abcissas, a tracejado grosso, corresponde ao ar e intersecta a ordenada no valor 0,88 rad/R. Para o músculo a relação rad/R é aproximadamente constante e de valor médio cerca de 0,96 no intervalo que interessa em Radiologia.

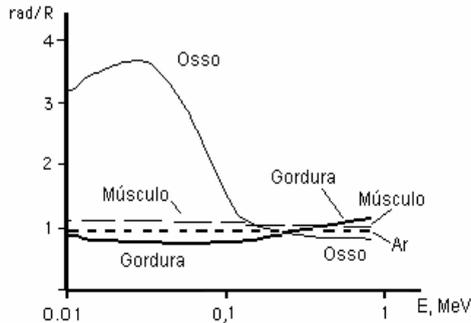


Fig. 5.15 – Número de rads por roentgen em função da energia dos fótons para diversos tecidos biológicos.

Para os tecidos gordos e nas mesmas condições que para o músculo, a dose absorvida por roentgen é de 1,01 rad. Para o osso é de 0,92.

9 - Densidade mássica de carga

Consideremos a carga total libertada no interior do elemento de massa Δm envolvendo um ponto P. Na Fig. 5.16 a carga libertada está representada a negro carregado.

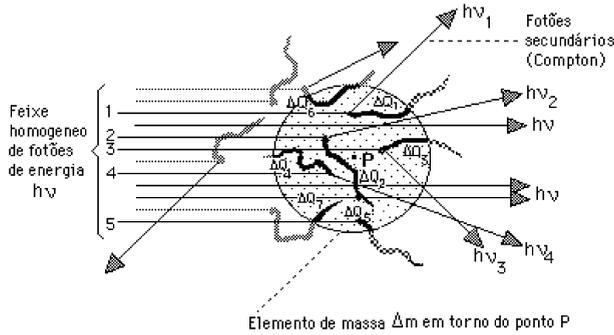


Fig. 5.16 – Densidade mássica de carga. Só interessa a carga eléctrica produzida em Δm.

Chamemos Y à relação entre a soma das cargas eléctricas criadas no interior de Δm e este elemento de massa

$$Y = \frac{\Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4 + \Delta Q_5 + \Delta Q_6 + \Delta Q_7}{\Delta m}$$

Ao limite Y desta quantidade quando $\Delta m \rightarrow 0$

$$Y = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\sum \Delta Q_i}{\Delta m} \quad 5.37$$

chamamos densidade mássica de carga.

Sendo a dose absorvida

$$D = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\sum \Delta w_i}{\Delta m} \quad \text{e} \quad \frac{\sum \Delta w_i}{\omega} e = \sum \Delta Q_i$$

Vem que

$$Y = \frac{e}{\omega} D \quad 5.38$$

Donde se conclui ser a densidade mássica de carga num ponto proporcional à dose absorvida nesse mesmo ponto.

A densidade mássica de carga depende do enquadramento em que se encontra Δm como sucede com a dose absorvida.

É evidente que em condições de equilíbrio electrónico a exposição e a densidade mássica de carga têm o mesmo valor.

IV. FENÓMENOS ESPECIAIS A CONSIDERAR EM DOSIMETRIA

1 - Acréscimo progressivo de dose (Build up)

A intensidade da radiação dispersa é praticamente isotrópica para baixas energias dos fótons. Quando a energia dos fótons aumenta a intensidade da radiação dispersa para a frente aumenta, diminuindo para trás e para os lados. Para energias elevadas a dose máxima, na irradiação de um paciente, já não ocorre à superfície.

Assim, este efeito protege a pele do doente e permite irradiar os tumores profundos sem ultrapassar a dose de tolerância na pele.

A justificação do acréscimo progressivo da dose, no caso das energias elevadas (~1MeV), assenta em os electrões cederem a energia ao meio a distâncias significativas do local da interacção, na fluência dos electrões e dose absorvida aumentarem a partir da superfície atingindo um valor máximo e na fluência de energia para os fótons decrescer (Fig. 5.17).

Podemos então definir factor de «build up» B, num ponto como a relação entre a dose absorvida no ponto e a dose produzida pelo feixe primário. O mesmo factor pode ser definido, utilizando a intensidade em vez da dose.

$$B = \frac{\text{Dose absorvida no ponto}}{\text{Dose produzida pelo feixe primário}} \quad 5.39$$

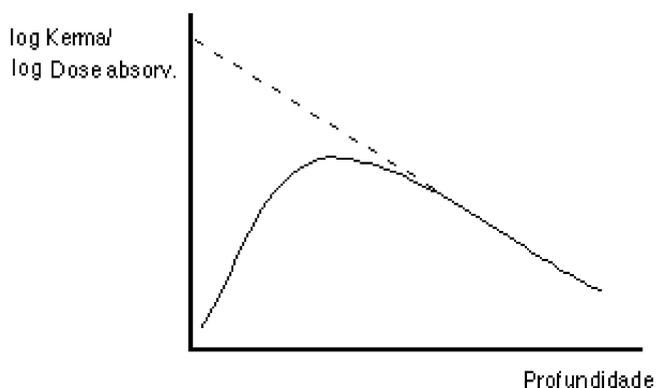


Fig. 5.17 – Variação do logaritmo da Kerma ou da dose absorvida em função da profundidade.

Num meio homogéneo de coeficiente de absorção μ à distância r , para fotões de energia E_0 , supondo uma origem pontual emitindo f fotões/s, supondo conhecido o B , vem

$$I = \frac{f E_0}{4 \pi r^2} e^{-\mu r} B \quad 5.40$$

A Fig. 5.18 mostra o factor de «build up» em função do comprimento de relaxação⁴ para diversas energias dos fotões provenientes de uma origem pontual. É de observar o aumento mais acentuado para as energias mais elevadas.

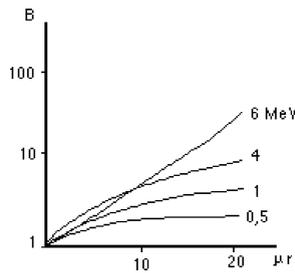


Fig. 5.18 – Factor de «build-up» em função do comprimento de relaxação, para fonte pontual.

2 - Retrodifusão (Backscattering)

Quando existe radiação retrodifundida, a dose à superfície pode aumentar consideravelmente, devido aos fotões difundidos com ângulos próximos dos 180° .

Também aqui interessa considerar um factor de retrodifusão, BSF, o qual representa a relação entre a dose absorvida com absorvente (D_2) e sem absorvente (D_1) (Fig. 5.19)

$$BSF = \frac{D_2}{D_1} \quad 5.41$$

Este factor é importante quando não são acessíveis os dois lados do absorvente, ou quando se pretende saber a dose à superfície ou em interfaces.

⁴ Um comprimento de relaxação diminui a intensidade de um factor de $1/e$.

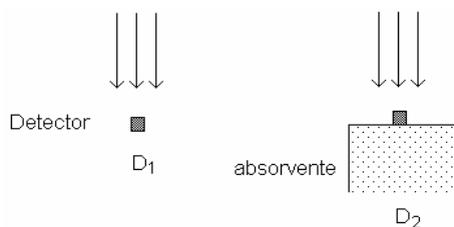


Fig. 5.19 – Dose absorvida com e sem absorvente.

A tabela X-2 mostra os valores do factor de retrodifusão para diversas tensões pico e para áreas de campo de 20×25 cm e 35×43 cm

Quadro 5.2 – Factor de retrodifusão para diversas KVp e duas áreas de campo (20×25 cm e 35×43 cm).

KVp	BSF	
	20 ´ 25 cm	35 ´ 43 cm
40	1,16	1,16
60	1,27	1,27
80	1,34	1,35
100	1,34	1,40
130	1,41	1,45
150	1,42	1,46

V. DOSIMETRIA POR TERMOLUMINESCÊNCIA

Existem materiais que, sob a acção de radiação ionizante, apresentam a propriedade de absorver e armazenar parte da energia incidente e de a libertar, mais tarde, por acção de um agente excitador, na forma de radiação luminosa. Quando o agente excitador é o calor o fenómeno é designado de termoluminescência. Para um dado material as quantidades de energia armazenada e de luz emitida dependem da energia incidente. Deste modo, medindo a luz emitida pode determinar-se a dose absorvida.

Os dispositivos de medição da dose absorvida de radiação ionizante, baseados neste princípio, chamam-se dosímetros termoluminescentes (TLD). Alguns sais de cálcio como o sulfato e o fluoreto e sais de lítio como o borato e o fluoreto activados com traços de magnésio são materiais termolumi-

nescentes. O rendimento na emissão de luz, assim como o número atômico efectivo é maior nos sais de cálcio do que nos sais de lítio. O número atômico elevado origina uma marcada dependência da energia na resposta dos detectores de sais de cálcio aos fótons de baixa energia.

O valor dos números atômicos efectivos dos sais de lítio referidos é próximo do dos tecidos moles e a sua resposta é menos dependente de energia dos fótons pelo que são os mais geralmente utilizado como TLDs. Para o LiF e para fótons, a resposta é praticamente independente da energia desde 100 KeV a 1,3 MeV (Fig. 5.20).

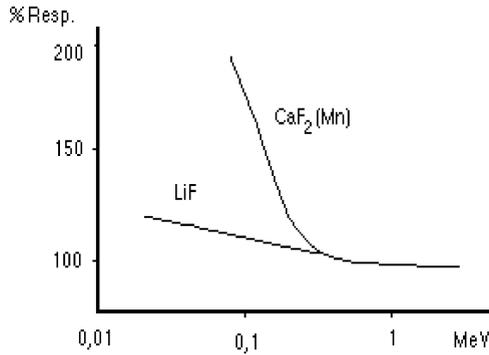


Fig. 5.20 – Variação da resposta dos materiais LiF e CaF com a energia.

Como vimos a dosimetria por termoluminescência obriga, após irradiação do detector, ao seu aquecimento e à medição da luz emitida.

O material termoluminescente irradiado, em geral uma pequena quantidade (~ 50 mg) é colocado num prato aquecido e a luz emitida, após filtração, medida num tubo fotomultiplicador, como se indica na Fig. 5.21.

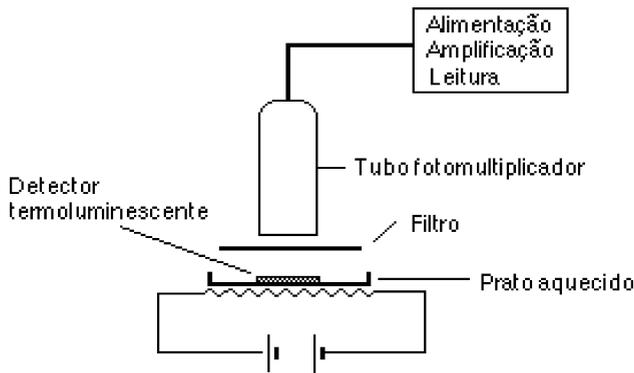


Fig. 5.21 – Esquema de um sistema de dosimetria de termoluminescência.

A intensidade luminosa da luz emitida durante o aquecimento varia com a temperatura de aquecimento segundo uma função $I(t)$, chamada curva de brilho e representada na Fig. 5.22.

Os fenómenos que explicam a termoluminescência são bem conhecidos. De um modo geral, quando radiação ionizante passa através de material termoluminescente geram-se electrões e lacunas.

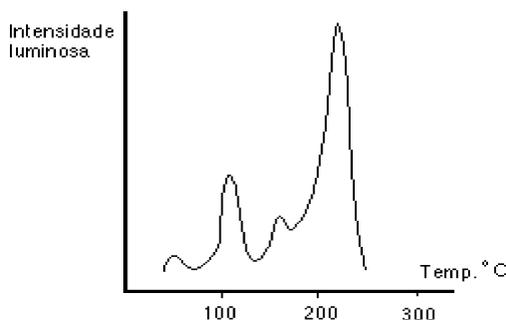


Fig. 5.22 – Curva de brilho do fluoreto de lítio.

Os primeiros, com a energia adquirida, passam a deslocar-se na banda de condução. A partir daqui os electrões podem regressar à banda de valência, ocorrendo recombinação com emissão de um fóton ou ficarem retidos em armadilhas, resultantes da presença de impurezas ou de imperfeições na malha cristalina (Fig. 5.23).

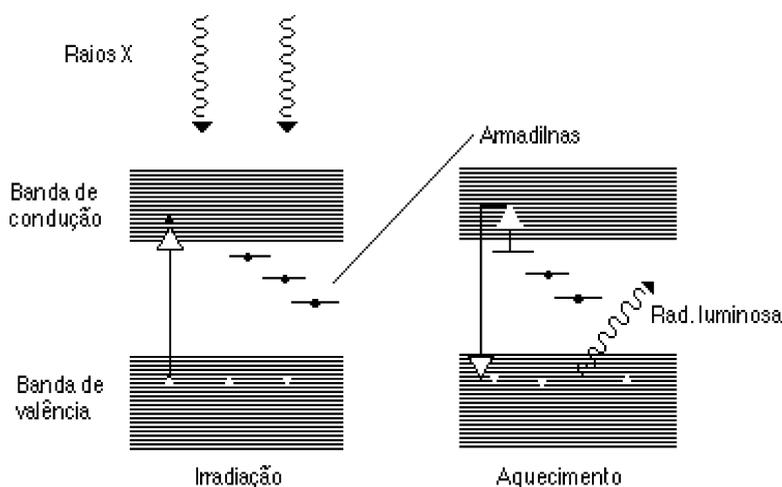


Fig. 5.23 – Estrutura de bandas do material termoluminescente.

Estas armadilhas são níveis de energia adicionais às bandas de energia da estrutura cristalina, inferiores à banda de condução, onde, à temperatura ambiente, os electrões têm grande probabilidade de permanecer por longos períodos. A energia recebida sob acção do aquecimento permite que estes electrões regressem à banda de condução donde poderão regressar à banda de valência com emissão de fotões luminosos. A energia total emitida por aquecimento é proporcional ao número de electrões libertados. De modo semelhante, as lacunas poderão, ser retidas em armadilhas, correspondentes a níveis de energia um pouco acima da banda de valência e libertadas por aquecimento, recombinação-se com um electrão.

As diferenças de energia entre os níveis das armadilhas dos electrões e a banda de condução (ou entre os níveis das armadilhas das lacunas e a banda de valência) determinam as temperaturas necessárias para libertar os transportadores das armadilhas. Na Fig. 5.22 os picos da curva correspondem às diversas armadilhas do LiF.

A equação de Boltzmann dá a probabilidade de um electrão, à temperatura T, adquirir a energia E

$$p = A \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad 5.42$$

onde K é a constante de Boltzmann e A uma constante que depende da energia de vibração da rede do materia termoluminescente utilizado.

A energia luminosa total emitida em função da dose, para o fluoreto de lítio, pode ser observadas na Fig. 5.24. A resposta pode considerar-se quantitativa num intervalo que vai de 0,1 mGy até cerca de 1000 Gy sendo linear até cerca de 10 Gy.

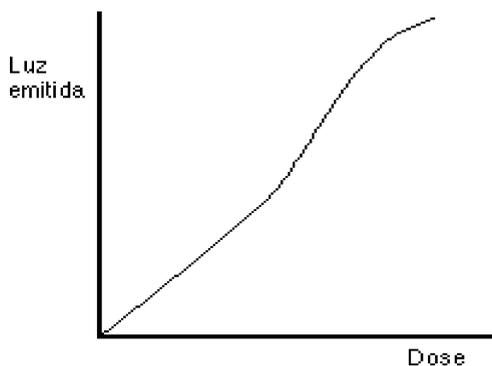


Fig. 5.24 – Energia luminosa emitida em função da dose para o LiF.

Os dosímetros de termoluminescência têm aplicação em numerosas situações e podemos dizer que as suas grandes qualidades são:

a) A possibilidade de se realizarem medições simultâneas num conjunto de pontos do campo de radiação, utilizando diversos cristais de TLD;

b) A boa resolução espacial devido às mínimas massas de cristal detector que podem ser utilizadas;

c) O seu número atómico próximo do dos tecidos moles humanos. Deste modo os detectores de termoluminescência são equivalentes ao tecido em termos de absorção sendo a energia da radiação absorvido no detector na mesma proporção que nos tecidos;

d) O tempo médio do estado excitado. O detector é capaz de reter a energia armazenada por períodos extensos antes da leitura. Mesmo em condições de alta temperatura (40°C) e elevada humidade (até 100%), a informação pode ser armazenada até mais de um ano;

e) O facto de não necessitar fios ou cabos para fazer a medição;

f) A independência da resposta com a velocidade de dose para a maioria das aplicações médicas;

g) A possibilidade de monitorização das extremidades utilizando dosímetros em anel com cristais de pequenas dimensões (Fig. 5.25).



Fig. 5.25 – Dosímetros em anel utilizando TLD.

Cada dosímetro individual é constituído por dois detectores de termoluminescência contendo cristal de fluoreto de lítio. Destinam-se a medir duas quantidades: a primeira é a dose equivalente pessoal Hp(10), frequentemente chamada de dose corpo inteiro, que resulta de radiação penetrante. A segunda é a dose equivalente pessoal na pele Hp (0,07) devida a radiação muito e mediantemente penetrante.

O intervalo de dose medido pelos TLD é de 0,05 mSv a 10 Sv. Os intervalos de energia detectáveis são de 10 keV a 10 MeV para a Hp(0,07) e de 15 keV a 10 MeV para Hp(10).

VI. DOSIMETRIA FOTOGRÁFICA

Uma emulsão fotográfica é uma suspensão de pequenos cristais de halogenetos de prata em gelatina (brometo com pequena quantidade de iodo).

Durante a irradiação de uma emulsão com radiações ionizantes são produzido electrões livres e lacunas na rede cristalina do brometo de prata. Quando electrões caem em armadilhas da rede, as forças electrostáticas originam que iões de prata se desloquem até estes, neutralizando-se e produzindo pequenas quantidades de prata metálica nos locais das armadilhas, constituindo pontos da imagem latente.

No processo de revelação soluções de redutores orgânicos convertem os Ag^+ em prata metálica, sendo este processo muito mais rápido com os iões situados em cristais com pontos de imagem latente.

Escolhendo condições apropriadas para a revelação é possível diferenciar os cristais que foram irradiados dos que não foram e obter variações no número de cristais reduzidos para diferentes graus de irradiação. A imagem latente transforma-se numa distribuição de diferentes concentrações de prata. Esta distribuição é tornada definitiva com o fixador (tiosulfato de sódio) que dissolve o halogeneto não reduzido.

A curva característica do filme relaciona densidade óptica com log da exposição e tem, como sabemos, a forma da Fig. 5.26.

O filme dosimétrico apresenta algumas limitações tais como não possibilitar a leitura directa, não permitir facilmente as medições nas extremidades nem tomar em consideração a exposição não uniforme do operador e não permitir estimar a dose efectiva.

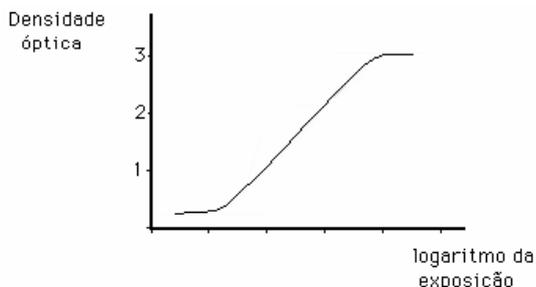


Fig. 5.26 – Curva característica de uma emulsão fotográfica.

A extensão da porção linear da característica depende do tipo de radiação e de emulsão utilizados.

A sensibilidade do filme depende da energia dos fótons em estudo de acordo com uma curva do tipo da que se mostra na Fig. 5.27.

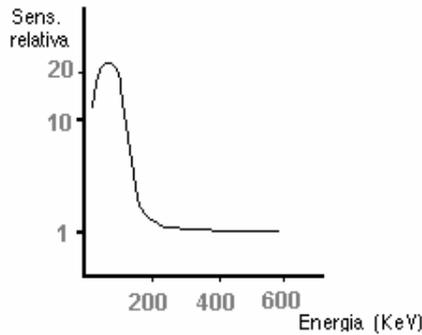


Fig. 5.27 – Curva típica de sensibilidade de um filme vs. energia dos fótons.

Na prática os filmes para dosimetria pessoal estão comercializados com as dimensões e aparência de um filme dentário, vindo individualmente protegidos da luz. São colocados dentro de caixas de plástico, «badges» (Fig. 5.28) e utilizados pelos trabalhadores com radiações por períodos de tempo apropriados (quinze dias ou um mês). Após utilização, os filmes são revelados e a suas densidades ópticas comparadas com uma curva de densidade óptica obtida com filmes iguais impressionados com doses de radiação conhecidas.

Dado que os trabalhadores podem ter sido sujeitos a irradiação com diferentes tipos de radiação, ou fótons de diferentes energias, para as quais o filme tem diferentes sensibilidades, a caixa onde se coloca o filme contém filtros que permitem entrar em conta com estes factores na avaliação da dose final.



Fig. 5.28 – Caixa de plástico «badge» e filme utilizados pelos trabalhadores com radiações ionizantes.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • VI



RADIOLOGIA DIGITAL

(Página deixada propositadamente em branco)

I. CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Em termos físicos, a efectivação da técnica de raios X convencional faz lembrar uma missão impossível. Vejamos:

- O rendimento energético na produção (considerando o feixe utilizado, após filtragem) é cerca de 0,01%.

- A transmissão através do paciente é da ordem de 0,1%.

- A eficiência do filme+ecrã é próxima dos 20%.

- O ruído estrutural no paciente é enorme, originando grande perda de contraste.

- O ruído quântico pode ser importante. Há também o ruído do filme.

- A informação utilizada corresponde à atenuação diferencial no paciente que depende da probabilidade de ocorrência de efeito fotoeléctrico num meio de baixo número atómico, onde predomina a ocorrência de efeito Compton (com uma probabilidade que pode ser até dez vezes maior). Como consequência a intensidade da radiação dispersa emergente é, em geral, muito superior à da primária.

- A informação 3D do objecto é transformada numa imagem 2D com perda de uma dimensão e da informação em profundidade.

- A latitude do filme radiológico é reduzida.

- A eficiência quântica do olho humano para a luz visível é <1%.

- A sensibilidade de contraste do olho humano para a luminância do filme no negatoscópio é da ordem de 3-4%.

Apesar de tudo isto, o filme radiológico tem vindo a servir a radiologia, diríamos com excelentes resultados, desde há mais de cem anos, na detecção dos raios X e na visualização e armazenamento das imagens. A evolução da radiologia convencional levou até ao sistema filme+ecrã intensificador cuja resposta, em termos de resolução espacial, sensibilidade e resolução de contraste, se mostraram apropriadas numa fracção considerável das situações com interesse.

De realçar ainda que o sistema filme+ecrã intensificador concentra no filme três funções: a detecção, a visualização e ainda o armazenamento da informação (Fig. 6.1).

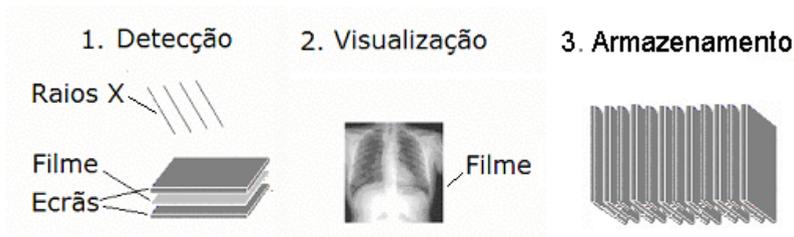


Fig. 6.1 – Funções de detecção e visualização do filme de raios X.

A recente introdução de dispositivos que permitem a aquisição de imagens radiológicas digitais, sem a utilização de filme, associadas às capacidades dos computadores digitais e a outros meios, deram origem a uma outra radiologia. Neste capítulo focam-se alguns conceitos relacionados com as imagens e a radiologia digitais e estudam-se os princípios de alguns dos diversos tipos de técnicas digitais já propostas para a nova radiologia.

Contrariamente ao que sucede na radiologia convencional, na radiologia digital os componentes detecção, visualização e armazenamento da informação são independentes e estão separados pelo computador, ou seja, o detector, que pode ser de diversos tipos, executa a detecção, envia os dados para o computador que, por sua vez, após processamento, os dirige para um monitor de visualização apropriado, ou para um dos diversos sistemas de armazenamento. A mais imediata consequência deste faseamento é a capacidade dos sistemas digitais de, através do computador, permitirem a manipulação prévia dos dados para optimizarem a visualização da imagem e o seu armazenamento. Esta vantagem manter-se-ia, mesmo considerando a hipótese de uma conversão da informação em sinais eléctricos analógicos e processamento em computadores analógicos. Nestes, raramente usados, os sinais analógicos são manipulados por circuitos que poderão ser radicalmente diferentes consoante as operações que se pretendem aplicar, podendo ser de enorme complexidade. Pelo contrário, a estrutura física global do computador digital, necessária para manipular os sinais digitais, não varia consoante as funções em estudo.

No entanto, a completa substituição da radiografia com filme+ecrã intensificador pelas metodologias digitais, está em vias de ser consumada. Aliás, apesar do aparecimento de outras técnicas mais sofisticadas, incluindo a radiografia digital, e até utilizando outros princípios, a simples radiografia com filme+ecrã é ainda o mais utilizado e importante dos suportes de imagem médica. No caso das técnicas com raios X este facto tem a ver, não só com o mais elevado custo dos novos sistemas digitais e com o

facto do filme+ecrã ser uma técnica comprovada, mas também pela circunstância desta ainda apresentar vantagens intrínsecas, em alguns campos. De facto, a radiografia com filme+ecrã intensificador é aquela que tem melhor resolução espacial, não apresenta quaisquer problemas na utilização de grandes áreas de campo e a necessidade de respeitar a latitude do filme, apesar de ser uma limitação, constitui um sistema eficaz de controlo da dose no paciente. Para fornecer uma imagem com informação útil, o filme só poderá receber exposições cujos valores se situem na sua latitude, ou seja, entre os pontos 1 e 2 da Fig. 6.2 a). O detector digital, graças à extensa e linear resposta dinâmica e à acção do computador, pode dar informação na maior parte da característica (a cinzento na Fig. 6.2 a)).

Na Fig. 6.2 b) encontram-se imagens do ombro esquerdo obtidas com filme+ecrã para exposições médias correspondentes às linhas 3, entre 1 e 2 e 4. Com esta técnica só são aproveitáveis as imagens com exposições entre 1 e 2. Na Fig. 6.2 c) estão as imagens do ombro esquerdo obtidas com detector digital para exposições médias correspondentes à linha 3, à região entre 1 e 2 e à linha 4. Estas imagens são todas aproveitáveis apesar da primeira apresentar maior ruído devido à redução do número de fotões detectados. Com o detector digital e dentro de limites consideráveis a sub ou a sobre exposição não obrigam à repetição do exame.

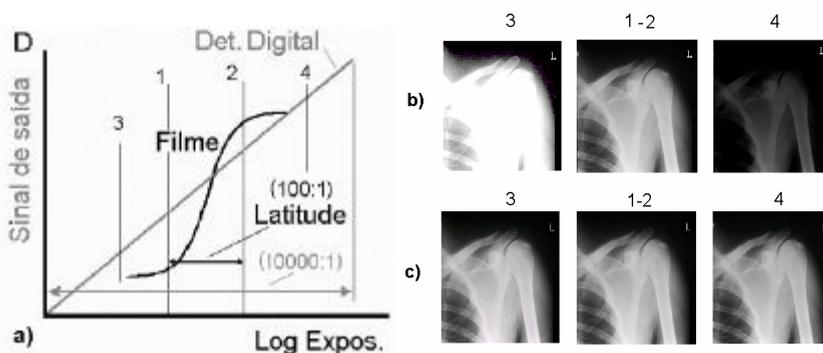


Fig. 6.2 – a) Para fornecer uma imagem útil o filme só pode receber exposições cujos valores se situem entre 1 e 2. O detector digital pode dar informação na maior parte da característica rectilínea. b) Imagens do ombro esquerdo obtidas com filme+ecrã em pontos com exposição média 3, entre 1 e 2 e 4. c) Imagens do ombro esquerdo obtidas com detector digital em pontos com exposição média 3, entre 1 e 2 e 4.

Nos detectores digitais pode obter-se informação, de forma linear, para exposições superiores ou inferiores aos limites de latitude do fil-

me+ecrã intensificador. Mas, para além da latitude também a sensibilidade dos detectores digitais é superior à do filme+ecrã. É importante obter a mesma informação com doses no paciente inferiores às do filme+ecrã mas, o ruído estatístico compromete a qualidade das imagens para doses muito inferiores. Aqui é importante referir que com os sistemas digitais, sem os cuidados de controlo da exposição que exige a estreita amplitude do filme+ecrã e sem uma forma eficaz de verificar a exposição no paciente, poderão as doses ser até superiores, em média, às do filme+ecrã.

Por outro lado, devido a razões tecnológicas ligadas aos detectores e às enormes quantidades de informação em jogo, as grandes áreas de campo levantam ainda problemas em algumas das metodologias digitais.

É de realçar que a radiologia digital não adiciona à imagem dados sobre outras variáveis características do objecto. As melhorias que, eventualmente oferece, limitam-se a informação referente às propriedades de absorção dos raios X pelos tecidos. A mesma informação contida no feixe emergente do paciente, mantendo as suas limitações e inconvenientes intrínsecos, é utilizada para gerar imagens através de processamento químico na radiografia convencional e através de processamento electrónico, na radiografia digital.

Nas imagens médicas, em geral, uma indicação de valor relativo ou, idealmente, uma informação quantitativa de uma dada propriedade física de uma porção do corpo, é veiculada através de gradientes de cinzento ou de variações de cor, colocados num plano.

As imagens médicas convencionais, na sua maioria, são representações bidimensionais de objectos tridimensionais. Uma imagem convencional estática para além de «roubar» ao objecto uma variável de posição, poderá estar a «roubar-lhe» também informação temporal. A obtenção de imagens com informação 3D é conseguida através de aquisição volumétrica ou do uso de técnicas tomográficas, neste caso de forma indirecta, utilizando interpolação. As sequências de imagens permitem obter a informação temporal.

Para situações idênticas, as imagens obtidas com as técnicas convencionais parecem não ser muito diferentes das obtidas com técnicas digitais. Contudo, grandes diferenças existem entre as potencialidades e propriedades destas duas modalidades.

A radiologia digital, em sentido geral, engloba os diversos processos que permitem obter imagens radiológicas digitais. Estas técnicas são a fluoroscopia e a fluorografia digitais com tubo intensificador de imagem, as técnicas digitais de subtracção, as técnicas designadas de radiografia computadorizada, as modernas técnicas directas com detectores do estado sólido, o

topograma e a tomografia axial computadorizada. Em sentido mais estrito poderão ser consideradas como digitais só as técnicas de projecção ditas de aquisição digital¹ mas, como veremos, a diversidade das soluções apresentadas e dos tipos de detector e condições de detecção possíveis de utilizar, tornam difícil, nesta fase, não só uma classificação simples e clara das técnicas existentes, como a comparação das suas potencialidades.

Em certas áreas da medicina a introdução da radiologia digital poderá proporcionar avanços importantes. As possibilidades de reavaliação e processamento das imagens são umas das características consideradas mais notáveis dos sistemas digitais

As novas tecnologias digitais e a radiografia sem filme parecem ser o futuro da imagiologia com raios X. As limitações presentes, quanto a resolução espacial, preço e a outras características pontuais estão a ser ultrapassadas. Novos detectores, com base na tecnologia dos semicondutores, estão em fase adiantada de estudo.

Um parâmetro de interesse nos dispositivos digitais é a velocidade de transferência da informação que pode ser expresso em bits/s ou no tempo de transferência de um Megabyte expresso em s/MB. No quadro 6.1 encontram-se valores típicos destas quantidades para diversos modos de transmissão.

Quadro 6.1 – Velocidades de transmissão da informação.

Tipo	Velocidade (bits/s)	s/MByte
Modem 56K	56 000	17,86
ISDN²	128 000	7,81
T1³	1 540 000	0,65
Fibra óptica	100 000 000	0,01

Uma vantagem muito importante dos sistemas digitais de imagem é a capacidade de variar, em tempo real, o contraste observável num monitor, alterando a correspondência entre os valores digitalizados da exposição

¹ - As designadas técnicas de aquisição digital só digitalizam a posição do elemento de imagem. A informação do parâmetro adquirido é sempre analógica, necessitando de ADC.

² - ISDN Abreviatura de «Integrated Services Digital Network» standard internacional em comunicações de voz, vídeo e dados por linha telefónica digital ou normal.

³ - T1 é um serviço de comunicação digital usado em países como USA, Canadá e Japão.

local dos raios X fornecidos pelo detector e os valores de luminância L do monitor.

Na Fig. 6.3 a) a curva C dá a distribuição do número de pixels em função do valor do parâmetro ϵ avaliado para gerar uma dada imagem, (exposição no caso de uma imagem radiológica). Utilizando o computador, poderá fazer-se corresponder qualquer intervalo de valores do parâmetro, por exemplo entre os valores A_1 e A_2 , ou entre B_1 e B_2 , ao intervalo máximo ΔL de luminâncias utilizáveis do monitor (Fig. 6.3 b)).

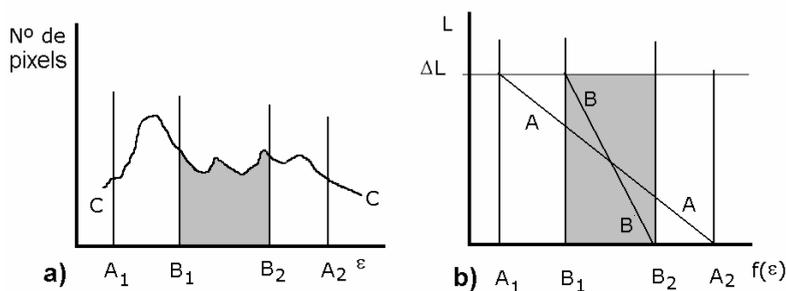


Fig. 6.3 – Faz-se corresponder qualquer intervalo de valores do parâmetro, por exemplo entre os valores A_1 e A_2 , ou entre B_1 e B_2 , em a) ao intervalo máximo ΔL de luminâncias utilizáveis do monitor b). A função $f(\epsilon)$ define a escala podendo ser, por ex. $\log \epsilon$.

No primeiro caso, o intervalo de valores do parâmetro entre A_1 e A_2 seria observado no monitor com contraste $\Delta L/\Delta f_A$, (dado pela inclinação da recta A no sistema de eixos L vs. $f(\epsilon)$), com $\Delta f_A = f(A_2) - f(A_1)$. No segundo caso o intervalo de valores entre B_1 e B_2 seria observado no monitor com contraste $\Delta L/\Delta f_B$, dado pela inclinação da recta B , com $\Delta f_B = f(B_2) - f(B_1)$. No último caso o contraste seria substancialmente superior.

Esta propriedade pode ser evidenciada de forma mais elegante, quando se confrontam as respostas dos sistemas de imagem com a capacidade fisiológica de separar níveis de cinzento, o que faremos no Cap. IX.

II. IMAGENS MÉDICAS

Em geral, as imagens médicas são representações no plano, de distribuições de parâmetros relacionáveis com propriedades do corpo, ou partes do corpo, obtidas por projecção⁴, emissão ou medição directa. As imagens

⁴ - O termo projecção significa aqui os valores do parâmetro em estudo referidos de forma direccional aos pontos de um plano.

médicas podem, assim, considerar-se como funções de duas variáveis x e y , que indicam o valor local de uma propriedade e definem a sua posição no plano. Nos sistemas digitais os elementos da imagem podem ser manipulados individualmente.

No caso de uma imagem monocromática com escala de cinzentos a luminância de cada pixel é representada por um valor numérico. Uma imagem típica de escala de cinzentos contém valores na gama de 0 (Preto) a 255 (branco), com os valores entre estes limites a representarem níveis de cinzento. Uma imagem a cor pode ser representada por uma matriz de tripletos de valores correspondentes às cores primárias vermelho, verde e azul. Tipicamente, cada valor do tripleto pode variar de 0 a 255, indicando o 255 máximo de cor e o 0 a sua ausência.

Uma consequência destas representações é a possibilidade das imagens serem tratadas e estudadas como funções matemáticas, se forem apresentadas de forma conveniente.

Uma imagem médica, em geral, reflecte de forma indirecta uma só propriedade (estrutural ou funcional) de um objecto complexo, definido, ele próprio, por múltiplas variáveis⁵. Para além disto, o mesmo conjunto de valores da variável em estudo, pode nada informar sobre os valores das outras variáveis. Como consequência, uma distribuição conhecida dos valores de uma única variável não caracteriza univocamente a função multivariada que constitui o objecto, que poderá ter uma infinidade de diferentes soluções para diferentes conjuntos de valores das variáveis não avaliadas. Consequentemente, para uma dada imagem num filme de raios X, ecografia, medicina nuclear ou MRI, existe uma infinidade de possibilidades, para a mesma distribuição do parâmetro medido. De um modo geral, sem dados adicionais, é impossível caracterizar com rigor o objecto a partir de uma imagem médica.

A compreensão de uma imagem médica inclui o conhecimento de um, ou vários, modelos padrão do normal do objecto, bem como o conhecimento das suas variações plausíveis, das limitações do método de imagem utilizado, do eventual processamento da informação, da capacidade dos meios de suporte e, finalmente, da fisiologia da própria visão e de um processo crítico de diagnóstico.

⁵ - As imagens da Medicina Nuclear não estão condicionadas a informar sobre um único parâmetro, pois diferentes moléculas marcadas podem ser administradas fornecendo diferentes informações. Isto distingue a Medicina Nuclear das outras técnicas de imagem que, em geral, informam sobre uma única propriedade.

1 - Imagens anatómicas e imagens funcionais

Em todas as técnicas de imagem médica é identificável um fluxo de informação: os dados sobre uma propriedade do paciente são adquiridos por um sistema adequado, transformados em imagem e esta analisada por um observador.

Nas últimas décadas, o desenvolvimento científico e tecnológico e o enorme avanço nas capacidades do computador levaram a um considerável aumento no número de técnicas de diagnóstico pela imagem (TAC, MRI, SPETC, PET, US, Doppler, fMRI, MEE, TET, etc.). A imagem médica pode conter informação morfológica ou informação funcional. A primeira contém elementos estruturais (anatómicos) e topográficos. A informação funcional, ou fisiológica, enquadra metabolismo, secreção, excreção, movimento funcional e certos tipos de actividade molecular.

Na radiologia convencional e TAC, a informação é referente ao coeficiente de atenuação, ou o número atómico Z (variações na intensidade do feixe emergente permitem distinguir tecido mole de osso, gordura de tecido mole, diferenças de espessura, alterações de estrutura como calcificação, etc.).

Na ecografia obtém-se informação sobre as variações de impedância acústica nos meios que atravessa (estas variações identificam contornos, a presença de massas, alterações de estrutura, etc.).

Nas imagens da ressonância magnética nuclear a informação fornecida é sobre a densidade protónica e as ligações e interacções químicas. Permite distinguir tecido mole de nervos, matéria cinzenta de branca no cérebro e fornece informação sobre estrutura e função.

Nas técnicas que fornecem imagens morfológicas são sobretudo propriedades associadas à matéria que constitui o objecto que vão determinar a imagem.

A tomografia de emissão de fóton único e a tomografia de emissão com positrões informam sobre funções específicas depois da injeção de moléculas radioactivas. Retratam processos bioquímicos ocorrendo no paciente, permitindo aferir da sua normalidade ou anormalidade.

As imagens da Medicina Nuclear são imagens funcionais e só permitem visualizar a distribuição da actividade. Esta está relacionada com os processos funcionais e não com a massa do objecto. Os contornos da actividade não são, em geral, os do objecto como sucede nas imagens morfológicas. Compreende-se assim que as imagens funcionais, mesmo as de alta resolução, não substituem as imagens morfológicas.

Todas as imagens geradas por radiação são estatísticas, por natureza, sofrendo flutuações de modo aleatório, em torno de um valor médio, e com um erro previsível. A estatística de Poisson, que se aplica a acontecimentos aleatórios, raros e independentes entre si, domina este tipo de processos estando presente na emissão e detecção. Assim, nas imagens obtidas com radiação, há incerteza no que respeita ao valor da propriedade em estudo, em cada um dos seus pontos, sendo a variável medida uma variável aleatória.

O valor da função num pixel é o valor médio da mesma função num voxel (elemento de volume) definido ao longo do paciente pelos raios que definem os limites do pixel, Fig.6.4. As dimensões do voxel variam com a técnica utilizada tendo um volume muito menor nas técnicas tomográficas do que nas técnicas de projecção.

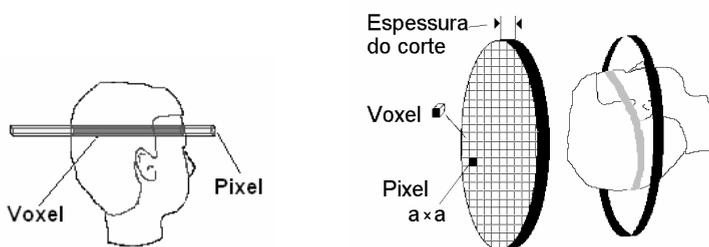


Fig. 6.4 – À esquerda o voxel numa técnica de projecção. À direita o voxel numa técnica tomográfica de projecção.

Facilmente se percebe que as diferenças entre as estruturas dos tecidos, em voxels contíguos, resultantes das mais diversas causas e, em geral, imprevisíveis, originem elevado ruído estrutural.

2 - Imagens analógicas e imagens digitais

Quanto à estrutura da distribuição da informação as imagens podem dividir-se em duas categorias.

Teoricamente, as imagens analógicas são constituídas por um número infinito de pontos, distribuídos homogeneamente na área do plano da imagem, contendo valores do parâmetro em análise que podem variar continuamente em pontos contíguos e entre limites determinados pelo método. Uma imagem analógica é, assim, uma função analógica de duas variáveis de posição. O valor da função $I(x,y)$ que traduz a imagem pode ser o nível de cinzento no ponto (x,y) . O nível de cinzento é também chamado de intensidade.

Nas imagens digitais, a informação só é conhecida, em termos médios e com valores discretos constantes entre valores sucessivos (expressos em código binário), num número limitado de pequenos elementos da imagem (pixels), de dimensões dependentes do método usado. Na representação digital tanto a função como as variáveis de posição só assumem valores discretos, ou seja, a função é discreta (amostrada) em termos de posição no espaço e dos valores da sua intensidade local. Uma imagem digital é, assim, uma função digital de duas variáveis.

O primeiro passo necessário para se obter uma imagem digital, a partir de informação analógica, é a amostragem. A amostragem transforma um sinal contínuo, ou uma função contínua, numa função, ou sinal, discreto.

Entre as sucessivas amostras, os sinais sujeitos à amostragem sofrem variações, pelo que, quanto maior for a frequência de amostragem mais a função discreta obtida se aproxima da original. Diversos factores levam a que a frequência de amostragem mais conveniente dependa das características do caso em estudo. Um sinal traduzindo uma variação contínua, por exemplo de tensão, pode ser inteiramente representado e integralmente reconstruído a partir de medições instantâneas da tensão (amostras) igualmente espaçadas no tempo. Esta operação constitui o processo de amostragem que pode ser representada matematicamente pela transformação

$$I(t) \Rightarrow I(t_i) \text{ ou } I(i) \quad 6.1$$

para uma dimensão, e

$$I(x,y) \Rightarrow I(x_i,y_j) \text{ ou } I(i,j) \quad 6.2$$

para duas dimensões, onde i e j são valores inteiros que definem as posições das amostras no plano⁶.

O intervalo de amostragem tem de ser igual ou inferior a meio período espacial do componente de mais alta frequência presente no sinal, para não haver perda de informação. Uma das formas de enunciar o teorema da amostragem é: a frequência da amostragem tem de ser pelo menos dupla da maior frequência que se pretende recuperar no sinal (Teorema da amostragem de Shannon, ou teorema de Nyquist). Fica assim subentendida uma frequência crítica de amostragem chamada de frequência de Nyquist.

⁶ - É importante referir que enquanto que as imagens estáticas a preto e branco são representáveis por funções escalares, a duas dimensões, as imagens a cores só são representáveis através de funções vectoriais representativas das cores verde, azul e vermelho.

Um sinal analógico contendo frequências espaciais até um máximo de f Hz pode ser fielmente reproduzido com uma amostragem regular de frequência mínima $2f$ Hz.

Amostragens com frequências inferiores à frequência de Nyquist originam a perda de informação de alta-frequência devido ao fenômeno de batimento ou «aliasing».

As funções sinusoidais designadas por S_1 nas Figs. 6.5 a) e b) foram sub-amostradas ou seja, os períodos de amostragem foram maiores do que o período das correspondentes frequências de Nyquist.

Quando a maior frequência do sinal é superior à frequência de amostragem, a energia correspondente aos componentes de maior frequência é cedida a batimentos de frequência menor. É a isto que se chama batimento ou «aliasing». Pode demonstrar-se que, se a frequência do sinal é f_s e a frequência de amostragem é f_a e a condição de $f_s < f_a < 2f_s$ prevalece, a frequência de batimento é $f_b = f_a - f_s$.

Se a frequência de um sinal é 100 c/s e a frequência de amostragem 120 c/s o batimento terá frequência 20 c/s.

A maneira de evitar o aliasing é aumentar o número de pixels da imagem, ou seja aumentar a sua resolução, o que nem sempre é possível. A utilização de filtros anti-aliasing («blurring filters») conduz a uma perda de detalhe da imagem, diminuindo o seu conteúdo de informação.

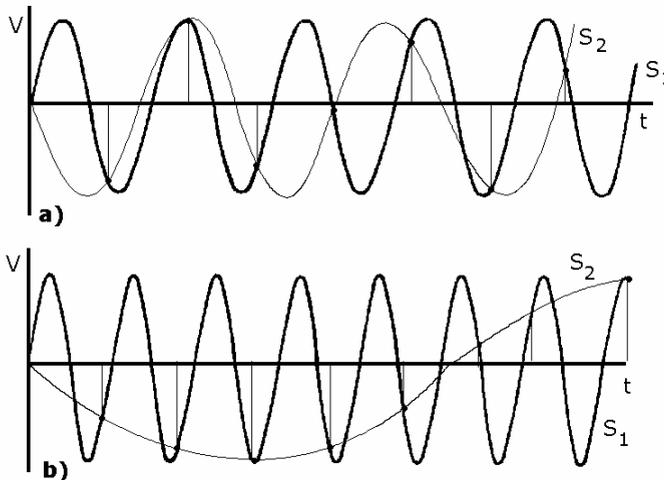


Fig. 6.5 – a) Amostragem com frequência inferior à frequência de Nyquist das funções S_1 nas Fig.7 a) e 7 b) com o aparecimento das alias S_2 . Duas funções seno diferentes mas com valores de amostragem idênticos. Para $t=nT$, as funções $\cos(\omega t)$ e $\cos(\omega t + 2\pi t/T)$ apresentam o mesmo valor.

Digitalizar um número significa atribuir-lhe um valor enquadrável num número finito de níveis decomponíveis em somas de potências de dois.

Em termos da posição, um elemento de área é identificado num plano, através da digitalização das coordenadas x e y.

No que respeita à intensidade, a amplitude do sinal é confinada a um de um número finito de níveis determinado pelo número de bits disponível para a digitalização da imagem.

Os computadores digitais operam sobre informação codificada na forma de números binários. As tensões obtidas por amostragem, para serem utilizadas num computador digital, necessitam de ser convertidas em valores numéricos na base 2. A representação binária permite escrever qualquer número utilizando sequências de dois símbolos, em geral 0 e 1, que são designados dígitos binários («binary digits») ou bits. Uma sequência de oito bits é chamada Byte.

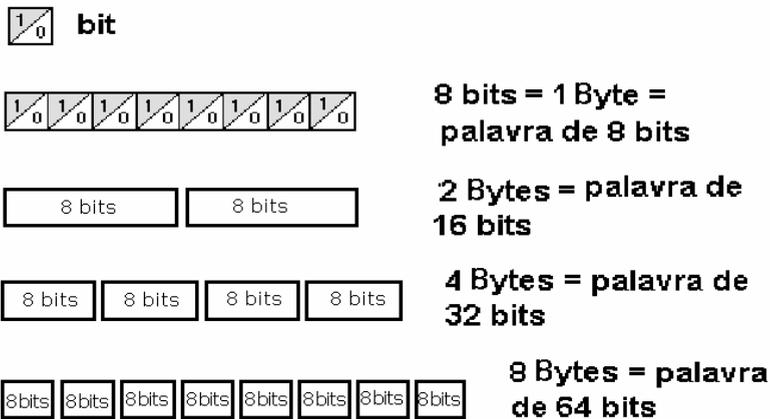


Fig. 6.6 – Unidade binária (bit), Byte e palavra.

Os múltiplos do Byte, quiloByte, megaByte e gigaByte, são correntemente utilizados mas, os termos quilo, mega e giga não significam 10^3 , 10^6 e 10^9 como em aritmética decimal. A potência de 2 mais próxima de 1000 é $2^{10} = 1024$. Mantendo a analogia com a base dez, considera-se:

- 1 KByte = 2^{10} Bytes = 1024 Bytes
- 1 MByte = 2^{20} Bytes = 1024² Bytes = 1 048 576 Bytes
- 1 GByte = 2^{30} Bytes = 1024³ Bytes = 1 073 741 842 Bytes

Então

$$1 \text{ KByte} = 8 \times 1024 \text{ bits}$$

$$1 \text{ MByte} = 8 \times 1024 \times 1024 \text{ bits}$$

$$1 \text{ GByte} = 8 \times 1024 \times 1024 \times 1024 \text{ bits}$$

O número binário 10100010_2 que corresponde ao número em base dez 162_{10} , como se vê pela soma

$$0 \times 2^0 + 1 \times 2^1 + 0 \times 2^2 + 0 \times 2^3 + 0 \times 2^4 + 1 \times 2^5 + 0 \times 2^6 + 1 \times 2^7$$

sendo um conjunto de 8 bits, é um Byte. Num número binário o dígito binário mais à esquerda é o bit mais significativo (bMS) e o dígito binário mais à direita é o bit menos significativo (bms).

A representação de uma imagem digitalizada terá de conter informação sobre a posição dos seus elementos (coordenadas x,y) e do valor médio da propriedade em estudo no voxel que determina o valor do pixel (Fig. 6.7). Uma imagem é assim uma matriz de M linhas e N colunas com pixels de valor $f(i,j)$, onde i representa linha, podendo variar de 0 a $M-1$ e j indica a coluna, podendo variar de 0 a $N-1$.

$$f(x,y) = \begin{vmatrix} f(0,0) & f(0,1) & f(0,2) \dots & f(0,M-1) \\ f(1,0) & f(1,1) & f(1,2) \dots & f(1,M-1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ f(N-1,0) & f(N-1,1) & f(N-1,2) \dots & f(N-1,M-1) \end{vmatrix}$$

M e N são, em geral, potências inteiras de 2

$$N = 2^n \text{ e } M = 2^m$$

O número de níveis de cinzento é $G = 2^k$, onde k é um valor inteiro.

Para evitar uma degradação significativa da imagem deve seleccionar-se um número de bits e a dimensão do pixel apropriados para a aplicação em causa.

Numa imagem digital a informação contida em elementos de área inferiores ao pixel é perdida como consequência do processo de digitalização. Por exemplo, uma imagem digital com características semelhantes a uma imagem monocromática de TV corresponde a cerca de 512×512 pixels e 128 níveis de cinzento.

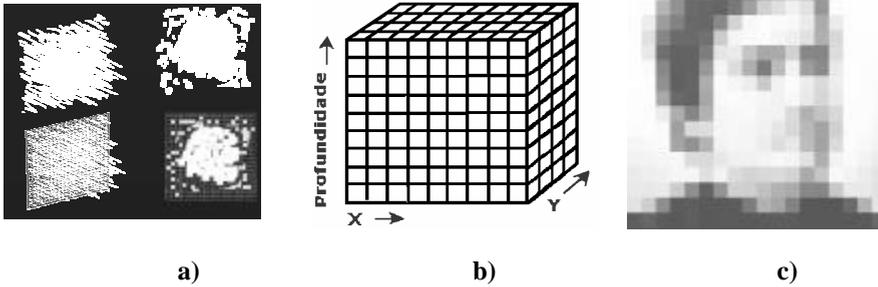


Fig. 6.7 – a) Feixe emergente e planos de imagem para imagem analógica e digital. b) Estrutura de uma memória ram («random access memory»). Distribuição, num computador, das alocações correspondentes a uma matriz plana. A profundidade traduz o número de bits (palavra). c) Imagem digital de baixa resolução.

A representação digital tem particular interesse porque permite a colocação das funções no computador digital e posterior utilização de todas as possibilidades de processamento e de cálculo oferecidas por este.

Algumas vantagens do transporte da informação na forma digital são geralmente reconhecidas. As mais evidentes são: muito menos contaminável com ruído do que a informação analógica; facilidade de copiar automaticamente; maior facilidade de recuperar após dano; grande imunidade, em geral, na degradação da informação armazenada.

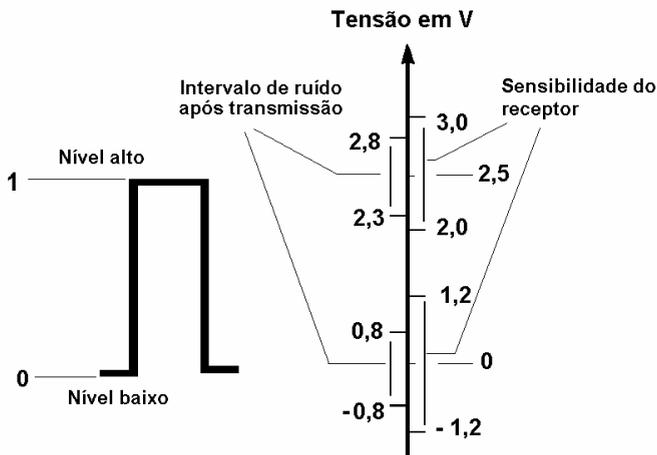


Fig. 6.8 – Níveis de sinal típicos, 0 – 2,5 V (TTL).

A menor sensibilidade ao ruído dos sistemas digitais pode ser concluída por análise dos níveis de emissão, de ruído e de sensibilidade do receptor (Fig. 6.8). Variações consideráveis de amplitude, devidas a ruído adicionado ao sinal durante a transmissão, não afectam a sua identificação pelo receptor.

Na Fig. 6.9 mostra-se um sinal analógico (1.). O possível efeito de degradação ocorrido numa transmissão analógica pode observar-se em (2.). Para o caso de uma transmissão digital vêem-se os resultados da amostragem, com as 16 amplitudes amostradas (3.) e da digitalização (conversão de analógico para digital, ADC) das tensões amostradas usando uma palavra de 1 Byte, para as sete primeiras amostras (4.). O sinal transmitido em código binário corresponde à sequência de sinais observada (6.) e o possível efeito de degradação ocorrido na transmissão com resultado visível em (6.). A regeneração dos sinais binários resultante das propriedades atrás referidas permite a sua reconstrução praticamente perfeita (7.). A conversão de digital para analógico (DAC) (8.), permite reconstruir o sinal amostrado transmitido (9.). Uma maior frequência de amostragem permitiria uma maior semelhança entre (1.) e (9.).

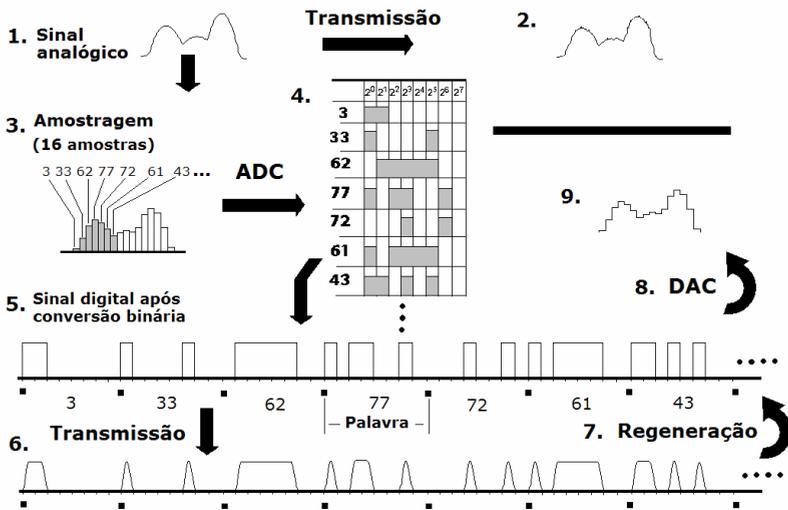


Fig. 6.9 – Sinal analógico (1.) e um possível efeito de degradação devida a transmissão analógica (2.). Para o caso de uma transmissão digital vêem-se o sinal amostrado (3.) e a digitalização das tensões amostradas usando palavra de 1 Byte, para as 7 primeiras amostras (4.). O sinal binário transmitido é a sequência de sinais em (6.) e o possível efeito de degradação ocorrido numa transmissão está ilustrado em (6.). A regeneração dos sinais binários permite a sua reconstrução praticamente perfeita (7.). A conversão de digital para analógico (DAC) (8.) permite reconstruir o sinal transmitido (9.).

Na digitalização de um sinal há um erro quantitativo que resulta de cada valor amostrado corresponder a um intervalo de valores de tensão analógica.

O número de intervalos em que uma tensão A pode ser dividida quando o número de bits disponível é n , é $N = 2^n$, assim, o bit menos significativo representa um intervalo de tensão de

$$A/2^n \quad 6.3$$

O erro quantitativo máximo ϵ_M na digitalização de um sinal analógico de amplitude v , para um número n de bits do ADC e incremento N ($N=2^n$) é

$$\epsilon_M = A/N = A/2^n \quad 6.4$$

O erro quantitativo médio é metade do máximo

$$\epsilon_m = A/2^{n+1} \quad 6.5$$

Exemplos:

Para $A = 2,048 \text{ V}$ e $n = 12$ $\epsilon_m = 0,012 \%$

Para $A = 1,024 \text{ V}$ e $n = 10$ $\epsilon_m = 0,05 \%$

Para $A = 0,256 \text{ V}$ e $n = 8$ $\epsilon_m = 0,2 \%$

A precisão da conversão depende do número de bits do ADC.

Por exemplo, um sinal de vídeo de 1 V com ruído de 1 mV (relação sinal/ruído, $S/R = 0,001$) requer uma conversão de 10 bits, no mínimo, pois o bit menos significativo irá representar cerca de 1 mV.

Em termos de estrutura, uma imagem digital é uma matriz de elementos (pixels) que contêm um valor numérico. Este valor é traduzido por um conjunto de dígitos binários (bits), em geral de 8 a 12 (traduzindo valores decimais máximos de 256 e 4096). A matriz, no computador é, como se vê, uma versão electrónica da imagem digital.

O número de bits determina a gama dinâmica que traduz o número total de níveis de cor, ou de cinzento, que poderá ser visto.

Uma matriz de 1024×1024 (1048576 pixels) com profundidade 8 bits contém cerca de 1 MByte de informação. Uma matriz de 2048×2048 (4194304) e 24 bits contém cerca de 12 MBytes de informação.

As imagens médicas típicas requerem 10 a 12 bits por pixel. Uma imagem de 10 bit tem 1024 (ou 2^{10}) diferentes níveis de cinzento enquanto que uma imagem de 12 bits tem 4096 (ou 2^{12}) diferentes níveis de cinzento.

Como exemplo, pode calcular-se a memória necessária para armazenar em formato digital uma radiografia de 24×30 cm de área supondo que se digitaliza o filme com 16 bits (2 Bytes) por amostra, com uma frequência de amostragem que preserve a resolução espacial inerente do filme que vamos supor de ser de 5 pares de linhas por milímetro.

São necessários 10 pixels por milímetro⁷, cada pixel terá 0,1 mm de lado. Então a área de 24×30 cm requer 2400×3000 pixels para preservar a resolução espacial fundamental do filme. Se cada pixel é representado por 16 bits ou 2 byte (216 = 65536 níveis de cinzento), então o número de bytes necessários para representar a radiografia é

$$\begin{aligned} \text{Número de Bytes} &= 2400 \times 3000 \times 2 = 14\,400\,000 \text{ Bytes} \\ &= 14\,400\,000 / 1024 \text{ kBytes} = 14062,5 \text{ kBytes} \\ &= 14062,5 / 1024 \text{ Mbytes} = 13,74 \text{ MBytes} \end{aligned}$$

O quadro 6.2 esquematiza o número de bits necessários para o armazenamento para matrizes M×N com M=N a variar de 32 a 4 096 e para valores de k = 0, 1, 2, 3 e 4.

Quadro 6.2 - Número de bits necessários para o armazenamento para diversas matrizes e diversos valores de k. (O número de níveis de cinzento é $G = 2^k$, onde k é um valor inteiro)

M=N	K=0	K=1	K=2	K=3	K=4
32	1 024	2 048	4 096	8 192	16 384
128	16 384	32 768	65 536	131 072	262 144
256	65 536	131 072	262 144	524 288	1 048 576
512	262 144	524 288	1 048 576	2 097 152	4 194 304
1 024	1 048 576	2 097 152	4 194 304	8 388 608	16 777 216
4 096	16 777 216	33 554 432	67 108 864	134 217 728	268 435 456

As imagens são geralmente armazenadas com os elementos colocados com as variáveis de posição e intensidade como se indica na Fig. 6.5 b)

Desenvolvimentos tecnológicos recentes, com aplicação em radiologia de diagnóstico sem filme, levaram a dispositivos que tratam digitalmente da informação desde a aquisição. Estes novos detectores são baseados em propriedades do estado sólido e dos materiais luminescentes.

⁷ - 1 par de linhas corresponde a dois pixels.

III. PROCESSAMENTO DA IMAGEM DIGITAL

A característica mais interessante da radiologia digital é oferecer a possibilidade de manipulação dos dados no computador, de modo a otimizar a imagem através de processamento.

Devem distinguir-se as designações processamento de imagem, bem como processamento de dados, da designação processamento de sinais digitais (DSP – «Digital Signal Processing») ou, simplesmente, processamento de sinais. No processamento de imagem, ou de dados, a informação está disponível (armazenada em memória digital) não sendo o resultado fornecido em tempo real. Pelo contrário, o processamento de sinais é executado, tipicamente, em tempo real.

O processamento de imagem tem como objectivo ou a actuação sobre a informação digital das imagens, de forma a permitir ao observador humano uma melhor análise e interpretação do seu conteúdo informativo ou a preparação para armazenamento, transmissão. O processamento não adiciona informação, pelo contrário, mas pode tornar mais acessível a informação com interesse para o diagnóstico.

Na prática corrente da radiologia digital, a reavaliação de exames após reproprocessamento dos dados, em novas condições, é um processo comum.

Podemos dividir as diversas actuações do processamento de imagem em três categorias principais:

Baixo nível: actua de uma imagem para outra imagem (do mesmo tipo) e é, frequentemente chamado de filtragem. Inclui operações como redução do ruído, realce do contraste e aumento da definição («sharpening»).

Nível intermediário: actua de uma imagem para uma representação simbólica. Exemplos são a segmentação e a detecção de contornos.

Alto nível: actua de uma representação simbólica para uma descrição funcional. Enquadra processos como a interpretação ou compreensão da imagem, o reconhecimento de padrões, a análise de imagens e a visão assistida.

Em termos práticos, as principais operações efectuadas durante o processamento da imagem radiológica (preto e branco) podem situar-se em:

1. Filtragem linear
2. Classificação
3. Modelagem de histogramas
4. Operadores estatísticos

Através destas operações são executadas tarefas sobre a informação armazenada electronicamente que permitem melhorar a avaliação de parâmetros, a restauração e recuperação de características, a análise, etc.

As técnicas de processamento de imagem podem ser efectuadas no domínio dos espaços ou no domínio das frequências. As primeiras são efectuadas no plano da imagem sendo efectuadas por manuseamento directo dos pixels. As técnicas de processamento de imagem no domínio das frequências baseiam-se essencialmente na modificação da transformada de Fourier da imagem.

Há ainda algumas técnicas de melhoria de imagem baseadas em várias combinações de algoritmos destas duas categorias.

Consideremos alguns dos filtros mais utilizados no processamento de imagens médicas.

1 - Filtragem linear

Consideremos inicialmente os filtros lineares espaciais. Estes podem dividir-se em:

- a) Filtros passa baixo (ou de alisamento);
- b) Filtros passam alto (detectores de contornos);
- c) Operações com janela móvel.

1.1 - Filtros passa-baixo

Os filtros passa-baixo eliminam as altas frequências espaciais sem actuar nas baixas frequências. Reduzem o ruído e produzem alisamento, Fig. 6.10. Estes filtros são importantes porque é comum ser introduzido ruído nas imagens durante a conversão ADC, por exemplo, na sequência da transformação de intensidades luminosas em sinais eléctricos.

Diversos filtros de vizinhança, ou seja, que utilizam pixels vizinhos, actuam como filtros passa-baixo. Os filtros de média, de mediana e de moda são exemplos.

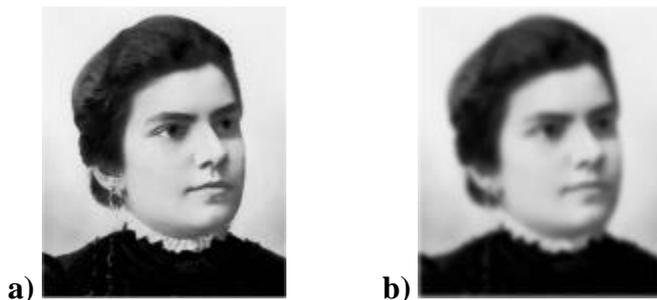


Fig. 6.10 – b) Resultado da aplicação de um filtro passa-baixo sobre a).

O filtro de média produz alisamento actuando como um filtro passa-baixo. No processo de alisamento a amplitude do ruído da imagem é reduzida, substituindo o valor do parâmetro num pixel pela média dos valores em pixels adjacentes correspondentes a um conjunto centrado no primeiro, como se observa na Fig. 6.11.

Consideremos uma imagem constituída por uma matriz de elementos (pixels) com m linhas e n colunas onde a localização do pixel é definida por i,j (onde i representa linha, podendo variar de 0 a $m-1$ e j indica coluna, podendo variar de 0 a $n-1$) e seja $f(i,j)$ o valor do parâmetro no pixel i,j .

Supondo que considerávamos os oito pixels mais adjacentes a (i,j) , ou seja, $(i-1,j-1)$, $(i,j-1)$, $(i+1,j-1)$, $(i-1,j)$, $(i+1,j)$, $(i-1,j+1)$, $(i,j+1)$ e $(i+1,j+1)$ então o valor médio do parâmetro nos nove elementos é

$$f_c(i,j) = \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 f(i,j)/9 \quad 6.6$$

O valor do parâmetro calculado $f_c(i,j)$ vai substituir o valor inicial $f(i,j)$. No processo de alisamento, o cálculo exemplificado é estendido a todos os elementos da matriz, sem nunca haver substituição na matriz inicial dos $f_c(i,j)$ calculados. Estes vão simplesmente constituir os elementos de uma nova matriz alisada.

Na fig. 6.11 a) vê-se o pixel $(3,3)$ a escuro e os adjacentes conforme a Eq. 6.6. Na Fig. 6.11 b), que é uma ampliação da parte superior esquerda da matriz, encontram-se os valores dos pixels. O valor de $f_c(3,3)$ é

$$f_c(3,3) = (1+2+3+2+6+8+4+8+9)/9 = 4,8$$

Este valor irá ser o valor do pixel $(3,3)$ da matriz alisada c).

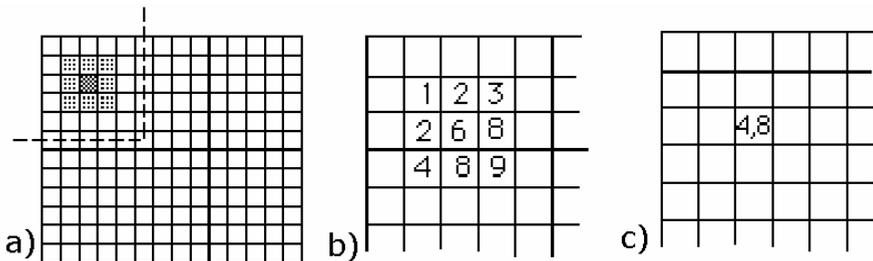


Fig. 6.11 – Método de alisamento considerando a média dos valores dos pixels adjacentes.

O mesmo procedimento pode ser executado mas considerando uma média ponderada dos valores dos pixels numa vizinhança considerada, em torno de $[i,j]$, ou seja uma média ponderada dos valores de $[i+p,j+q]$, com p e q a variarem de $-k$ a k (k positivo). Neste caso a grelha do filtro contém em cada elemento o peso pelo qual se deve multiplicar o valor do pixel. Se todos os pesos são iguais então o filtro chama-se filtro linear de média. Este cálculo pode ser pensado como se tivéssemos sobreposto sobre a matriz uma grelha de $k \times k$ elementos (filtro de imagem), e efectuado a média dos elementos envolvidos, usando peso unitário constante e centrada sobre o pixel (i,j) .

O **filtro de mediana** é um filtro passa-baixo que pretende remover pixels ruidosos ou com defeitos (artefactos) sem alterar os contornos da imagem. Nestes filtros é substituído o valor de cada pixel pela mediana dos pixels vizinhos, ou seja, por um valor tal que 50% dos valores dos pixels na sua vizinhança esteja acima deste e 50% abaixo. Este filtro é difícil de aplicar devido à necessidade de classificação dos valores dos pixels mas é excelente na preservação dos contornos.

Nos **filtros de moda** o valor de cada pixel é substituído pelo valor mais comum dos pixels vizinhos. É um filtro particularmente útil nos processos de classificação onde cada pixel corresponde a um objecto que deve ser colocado numa classe com características muito específicas.

1.2 - Filtros passa-alto

Os filtros passa-alto atenuam as baixas-frequências espaciais sem actuar nas altas-frequências. Realçam o contraste e permitem a detecção de contornos (Fig. 6.12). Quanto mais alto for o filtro, melhor definida fica a imagem mas maior é o ruído.

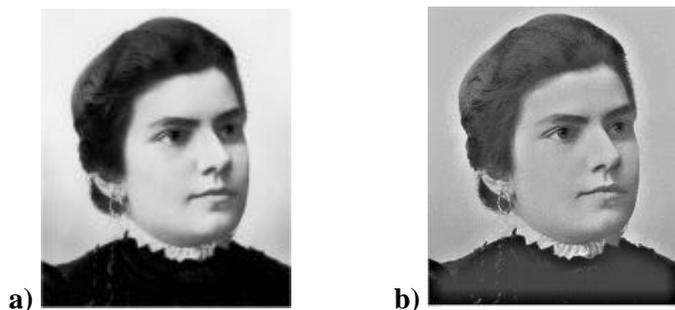


Fig. 6.12 - b) – Resultado da aplicação de um filtro passa-alto sobre a).

1.3 - Operações com janela móvel

As operações com janelas incluem a sua utilização como filtros, dos quais os filtros passa-banda (que só não produzem atenuação do sinal num dado intervalo de frequências espaciais) são os mais comuns. No caso da banda não atenuada ser central a imagem fica espoliada das mais altas e das mais baixas frequências, perdendo a visibilidade dos contornos e sofrendo um certo alisamento (Fig. 6.13)

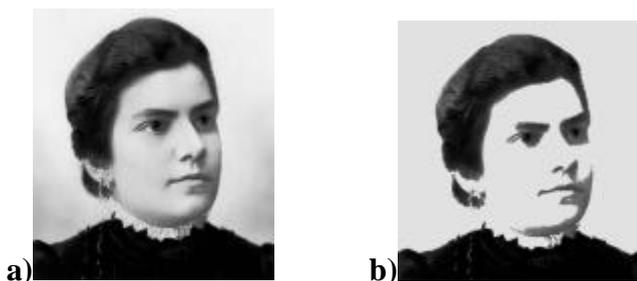


Fig. 6.13 - b) – Resultado da aplicação de um filtro de passa-banda sobre a).

2 - Filtragem linear por convolução

Todos os filtros descritos atrás são invariantes no espaço, ou seja, a mesma operação é igualmente aplicada a todos os pixels, nas suas respectivas posições. Obtêm-se filtros não invariantes no espaço usando os mesmos conceitos mas, em simultâneo, altera-se o tipo de filtro, ou os pesos utilizados, para diferentes partes da imagem. Filtros não lineares e não invariantes no espaço são usados, por exemplo, para localizar contornos em imagens ruidosas.

Os métodos de processamento de imagem médica incluem, em geral, filtragem espacial, como é o alisamento por filtro de média que estudámos.

Alguns destes métodos podem ser traduzidos pela acção de uma pequena matriz máscara (ou kernel) $h(x,y)$ sobre a matriz que representa a imagem $f(x,y)$, originando a imagem filtrada $g(x,y)$. Esta operação, designada de convolução, (já descrita no Cap. III; IX.1.f) e Apêndice 3.2) é realizada supondo que o centro da matriz máscara é colocado sucessivamente sobre os elementos da imagem, executadas algumas operações elemento a elemento, obtendo uma nova matriz (matriz elementar) para cada localização e

somando no final o conjunto das matrizes elementares, mantidas nas suas posições (Fig. 6.14). Os valores dos elementos do kernel são escolhidos de acordo com o efeito que se deseja obter sobre a imagem $f(x,y)$.

Para o exemplo da Fig. 6.14 com a matriz máscara de 3×3 elementos posicionada, como se vê, a matriz elementar gerada para calcular o elemento $g(1,1)$ é:

$$g(1,1) = f(0,0) \times h(0,0) + f(0,1) \times h(0,1) + f(0,2) \times h(0,2) + \\ f(1,0) \times h(1,0) + f(1,1) \times h(1,1) + f(1,2) \times h(1,2) + \\ f(2,0) \times h(2,0) + f(2,1) \times h(2,1) + f(2,2) \times h(2,2)$$

Centrando a matriz máscara no elemento genérico $f(i,j)$ obtemos

$$g(i,j) = f(i-1,j-1) \times h(0,0) + f(i-1,j) \times h(0,1) + f(i-1,j+1) \times h(0,2) + \\ f(i,j-1) \times h(1,0) + f(i,j) \times h(1,1) + f(i,j+1) \times h(1,2) + \\ f(i+1,j-1) \times h(2,0) + f(i+1,j) \times h(2,1) + f(i+1,j+1) \times h(2,2) \quad 6.7$$

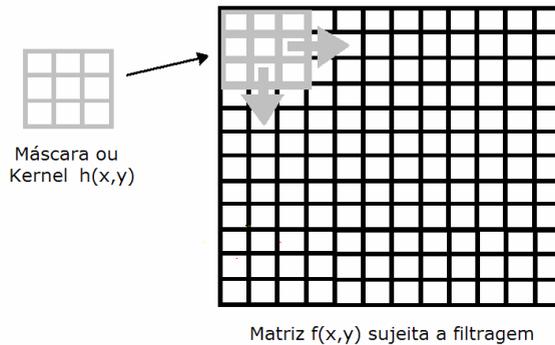


Fig. 6.14 – A acção de filtragem espacial é executada supondo o centro da matriz máscara a ser colocada sucessivamente sobre os elementos da imagem, executado o produto elemento a elemento, obtendo uma matriz para cada localização e somando no final as matrizes obtidos para todas as posições.

Uma expressão que traduz todo o processo de convolução da função $f(x,y)$ com a função $h(x,y)$, supostas amostradas é

$$g(i,j) = \sum_{m=1}^j \sum_{n=1}^i f_{i-n,j-m} h_{n,m} \quad 6.8$$

Significando que o valor do parâmetro no elemento de coordenadas i,j é obtido centrando a função kernel $h_{i,j}$, no elemento e calculando $g(i,j)$ como a contribuição de todos os elementos das vizinhanças sobrepostos pelos pixels da função kernel. Este processo é designado genericamente de convolução, representada na Eq. 6.8 na sua forma discreta.

Claro que, nesta operação, ao centrar-se a função filtro nos pixels extremos, faltam elementos, o que irá alterar consideravelmente a acção da função nos extremos. Para se evitar este efeito existem várias estratégias: repetição dos valores das últimas linhas, supondo valores simétricos em relação ao bordo, ou simplesmente truncagem.

2.1 – Classificação

a) Operações ponto a ponto - um outro tipo de operação sobre as imagens consiste em actuar individualmente sobre o nível de cinzento de cada pixel, ignorando a existência dos pixels circundantes. Esta operação, que podemos chamar de operação ponto a ponto ou operação sobre a luminância (nível de cinzento), ou ainda operação de mapeamento, actua como um operador à escala do pixel. Introduce uma transformação na luminância dos pixels, gerando pixels homólogos na saída, com luminância diferente. Podemos exprimir esta operação na forma.

$$L_t(x,y) = f \{L(x,y)\} \quad 6.9$$

A função $f\{\}$ é o operador, função de transferência ou ainda função de mapeamento que, actuando sobre a matriz de níveis de cinzento (ou luminâncias) $L(x,y)$, produz $L_t(x,y)$. Para um dado operador f , $L_t(x,y)$ só depende do valor de inicial de L em (x,y) .

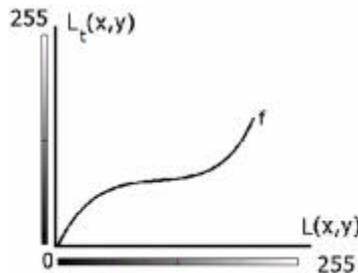


Fig. 6.15 – A função f actuando sobre $L(x,y)$ produz $L_t(x,y)$.

Na Fig. 6.15 representamos graficamente esta relação, comparando as luminâncias nas imagens antes e depois da transformação, numa situação imaginária com intervenção do operador f . É suposto que são disponíveis 256 níveis de cinzento (8 bits).

Um caso particular que interessa considerar é o das transformações lineares dos níveis de cinzento em que os ajustes do brilho e contraste são efectuados utilizando relações lineares, aplicáveis a cada pixel, situado em (x,y) , do tipo

$$L_1(x,y) = m \times L(x,y) + a \tag{6.10}$$

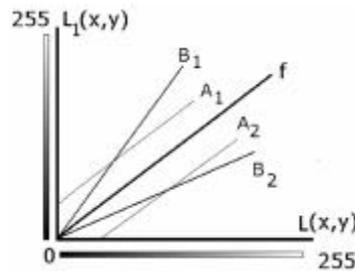


Fig.6.16 – Efeitos da variação dos parâmetros m e b em f , (L iguala L_1 para $b=0$ e $m=1$). Na recta A_1 , $b>0$ e $m=1$ e na recta A_2 , $b<0$ e $m=1$. Na recta B_1 , $b=0$ e $m>1$ e em B_2 $b=0$ e $m<1$.

O controlo do brilho é executado pelo parâmetro b e o controlo do contraste pelo parâmetro m (Fig. 6.16).

Na Fig. 6.15 o operador f corresponde a ter-se $b=0$ e $m=1$ na Eq. 6.10 e as rectas A_1 , A_2 , B_1 e B_2 correspondem a possíveis perfis do operador obtidos quando se altera um dos parâmetros de f mantendo o outro constante.

Na recta A_1 , $b>0$ e $m=1$ e na recta A_2 , $b<0$ e $m=1$. Na recta B_1 , $b=0$ e $m>1$ e em B_2 , $b=0$ e $m<1$. Mantendo m e variando b , o brilho da imagem varia sem ser alterado o contraste (Fig. 6.17).

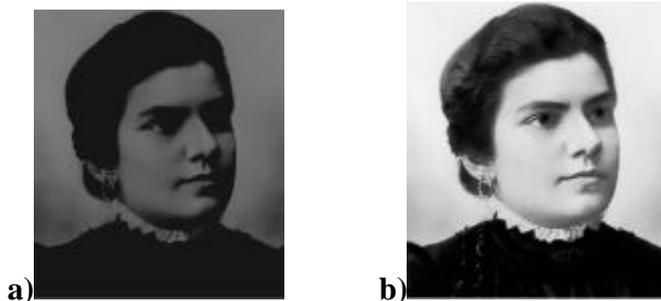


Fig. 6.17 – Na imagem a) o parâmetro $b<0$, $m=1$. Em b) $b>0$, $m=1$.

Mantendo **b** e variando **m**, o contraste da imagem varia sem o brilho ser alterado (Fig. 6.18).

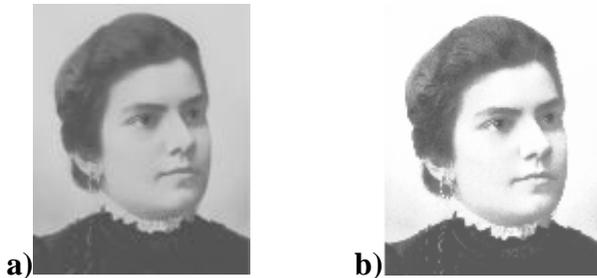


Fig. 6.18 – Na imagem a) o parâmetro $m=1$. Na imagem b) $m>1$. O parâmetro **b** é mantido constante. Ocorre aumento do contraste sem aumento do brilho.

b) Imagens negativas digitais - As imagens negativas obtêm-se por aplicação de uma escala inverso de cinzentos sobre a imagem a inverter, de acordo com a equação

$$L_1(x,y) = L(255) - L(x,y) \quad 6.11$$

ilustrada no gráfico da Fig. 6.19 e cujo resultado é exemplificado na Fig. 6.20.

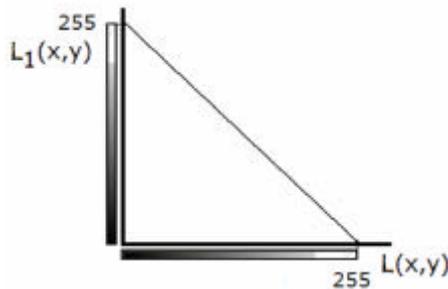


Fig. 6.19 – Função de inversão dos níveis de cinzento de uma imagem.

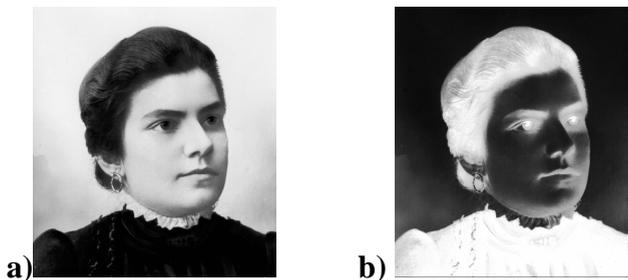


Fig.6.20 – A imagem b) é a imagem inversa de a).

c) **Clipping** – É, essencialmente, uma transformação de ampliação de contraste.

A informação nas imagens é expressa através do seu espectro de intensidades. A gama de intensidades estabelece o grau de visualização de detalhe nas imagens. No clipping são alteradas as ampliações de contraste em intervalos de intensidade escolhidas.

A Fig. 6.21 a) ilustra uma operação de clipping expressa por três variações lineares: a porção **1** entre **0** e **c** com inclinação $\alpha > 1$, a porção **2** com inclinação β entre **c** e **d** e a porção **3** entre **d** e **e**.

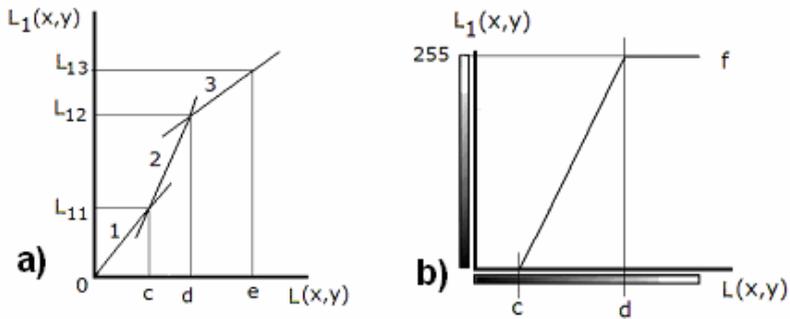


Fig. 6.21 – a) Ampliação de contraste expressa por três variações lineares (**1**) com inclinação $\alpha > 1$, (**2**) com inclinação β e (**3**) com inclinação γ . b) Transformação linear do brilho. O parâmetro $b > 1$ mantém-se constante e o parâmetro a é alterado ficando < 0 , f é tornado constante a partir de certo valor d de $L(x,y)$.

A transformação ilustrada na Fig. 6.21 b) traduz-se por

$$L_1(x,y) = 0 \quad \text{se } L(x,y) \leq c \quad 6.12$$

$$L_1(x,y) = 255 \quad \text{se } L(x,y) \geq d \quad 6.13$$

$$L_1(x,y) = L(x,y) \times b + a \quad \text{se } d < L(x,y) < c \quad \text{com } b > 1 \text{ e } a < 0. \quad 6.14$$

A Fig. 6.22 ilustra o resultado da aplicação desta transformação.

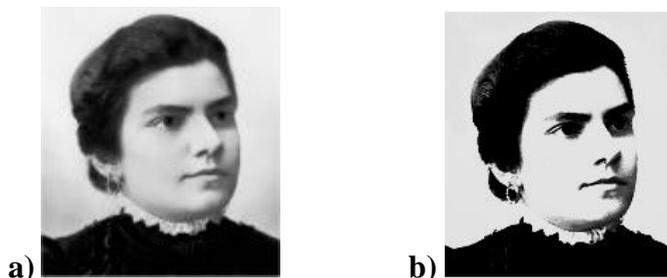


Fig. 6.22 – A transformação descrita na Fig. 6.21 b) sobre a imagem a) original b).

d) Thresholding - O «thresholding» converte uma imagem com muitos níveis de cinzento numa imagem só com dois níveis. Todos os pixels cujo valor é inferior a um dado limiar são tornadas negras e todos com valores acima do limiar são tornados brancos, (Fig. 6.23).

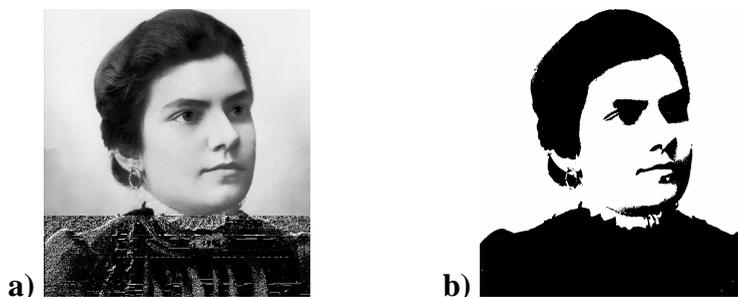


Fig. 6.23 - b) – imagem threshold de a) (nível 127 em 256)

3. Modelagem de histogramas

3.1 - Histograma de uma imagem

Os histogramas de imagem traduzem a probabilidade de distribuição dos níveis de cinzento na imagem. Considerando $H(k)$ o número de pixels com nível de cinzento k , o histograma da Fig. 6.24 é uma possível situação.

Um histograma pode ser normalizado através da relação

$$P(k) = H(k)/N \quad 6.15$$

onde N é o número total de pixels na imagem. $P(k)$ é a fracção do número total de pixels com densidade k e define a probabilidade deste nível de cinzento ocorrer na imagem.

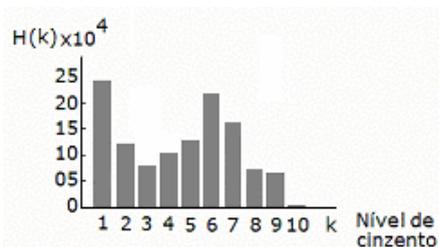


Fig. 6.24 – Histograma de cinzentos de uma imagem

Um histograma acumulado traduz a probabilidade $A(k)$ de um pixel ter um valor de densidade menor ou igual a k .

$$A(k) = \sum_{j \leq k} P(j) \quad 6.16$$

Notar que $A(k) - A(k-1) = P(k)$.

Algumas operações ponto a ponto dependem do valor do pixel e podem ser executadas sobre o histograma da imagem.

3.2 - Equalização (espalhamento) de histogramas

Verifica-se que o histograma de muitas imagens obtidas pelas técnicas correntes são desviados para o lado dos níveis de cinzento mais escuros, originando perda de informação nas porções da imagem que lhes correspondem devido a dificuldade de percepção de detalhe. Surge a necessidade de actuar sobre a imagem de modo a alterar a distribuição dos níveis de cinzento.

A finalidade da equalização de histogramas é, através de uma transformação, tornar os histogramas de imagem mais uniformes. A equalização de histogramas executa a redistribuição dos níveis de cinzento de modo a homogeneizar a distribuição das frequências, podendo produzir uma melhoria apreciável da imagem. Esta técnica pode ser usada na imagem total ou simplesmente em parte da imagem. A equalização de histogramas não significa tornar o histograma plano. Significa simplesmente redistribuir as intensidades. Se o histograma de uma dada imagem contém picos e depressões continuará a tê-los depois da equalização mas deslocados em relação ao histograma inicial. Nestas condições, espalhamento é um termo mais apropriado do que equalização.

Considerando uma imagem $P(x,y)$ com um histograma de cinzentos $H(k)$ onde k é inteiro e positivo obedecendo à condição de $0 \leq k \leq 255$, pretende arranjar-se uma função de transformação de níveis de cinzento T que execute a transformação

$$P_t(x,y) = T [P(x,y)] \quad 6.17$$

sendo $P_t(x,y)$ uma imagem com histograma $H_t(k)$ bastante mais uniforme (Fig.6.25).

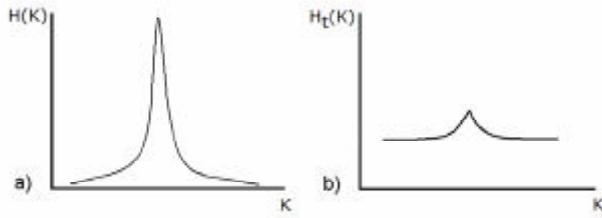


Fig. 6.25 – $H_t(k)$ em b) é o resultado da operação de equalização sobre $H(k)$ em a).

3.3 - Realce de contraste

Através de transformações de intensidades no histograma, o contraste pode ser aumentado, comprimido ou modificado para se obter uma melhor distribuição dos cinzentos. As Figs. 6.26 e 6.27 mostram a transformação efectuada sobre o histograma no alargamento de contraste.

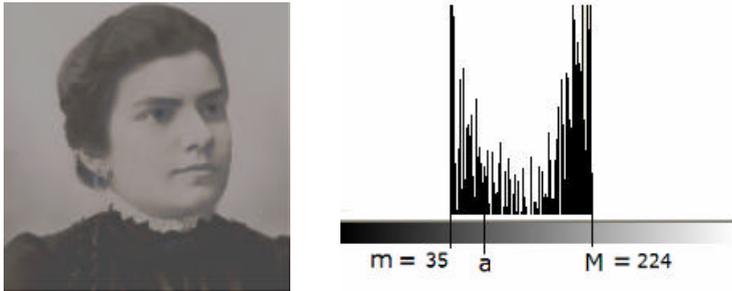


Fig. 6.26 – Imagem com utilização incompleta dos níveis de cinzento.

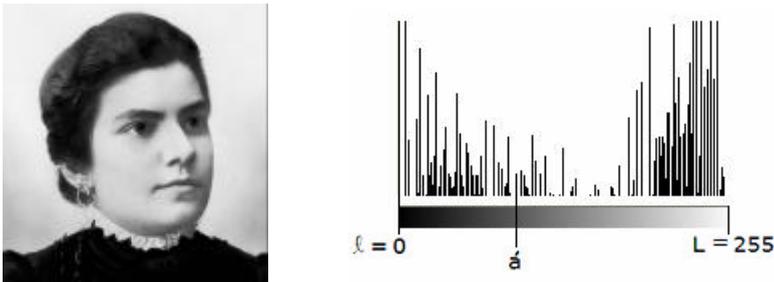


Fig. 6.27 – A imagem e histograma da Fig. 6.26 após alargamento de contraste.

Podemos traduzir matematicamente a transformação ocorrida no contraste. Considerando que na primeira imagem o valor mínimo utilizado é **m** e o máximo **M** e que as intensidades mínima e máxima na escala de densidade são ℓ e **L**, então, uma intensidade qualquer **a**, na primeira, aparece como **a'** na segunda, sendo

$$a' - \ell = \frac{(a-m)(L-\ell)}{M-m} \quad 6.18$$

Para a máxima expansão de contraste é $\ell = 0$ e $L = 255$ (8 bits) e

$$a' = \frac{255(a-m)}{M-m} \quad 6.19$$

3.4 - Correção com função gama

O brilho de uma imagem pode ser ajustado com uma transformação por função gama. Esta é uma transformação não linear que actua de modo semelhante ao controlo de brilho do monitor. As correções com funções gama são utilizadas frequentemente no processamento de imagem para compensar a não linearidade em sistemas de imagem como detectores e visualizadores. A forma geral da correção gama é:

$$\text{saída} = \text{entrada}^{1/\gamma}$$

Se $0 < \gamma < 1,0$ obtêm-se curvas entrada/saída exponenciais que tornam as imagens menos brilhantes. Se $\gamma > 1$, obtêm-se curvas logarítmicas que tornam as imagens mais brilhantes.

3.5 - Detecção e realce de contornos

Uma imagem com limites acentuados, ou bem definidos, é subjectivamente mais agradável do que uma imagem esborratada com limites mal definidos.

As fronteiras das imagens a preto e branco permitem a definição dos contornos das imagens. Os perfis, primeira derivada e segunda derivada dos níveis de cinzento nos bordos de um objecto, para gradientes positivos e negativos do parâmetro que define o objecto, encontram-se, na Fig. 6.28, respectivamente em a), $f(x)$ e b), $f_1(x)$.

As derivadas dos perfis do gradiente de cinzento constituem um filtro de Laplace para a detecção de contornos. A primeira derivada $f'(x)$ apresenta um extremo no ponto do perfil que corresponde, teoricamente, ao bordo. A segunda derivada $f''(x)$ cruza o eixo dos xx no mesmo ponto.

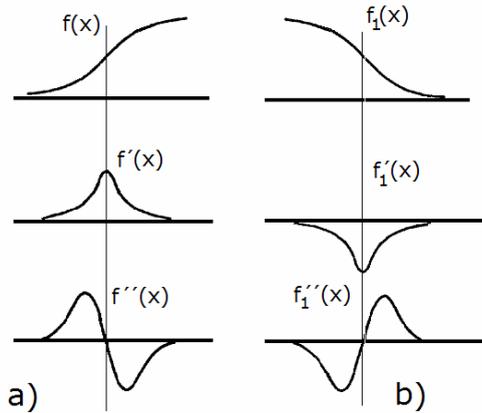


Fig. 6.28 – Filtro de Laplace para detecção de contornos. Perfis, primeira derivada e segunda derivada dos níveis de cinzento nos bordos de um objecto para gradientes positivos do parâmetro $f(x)$, a) e negativos $f_1(x)$, b).

O resultado da aplicação desta operação é ilustrado na Fig. 6.29

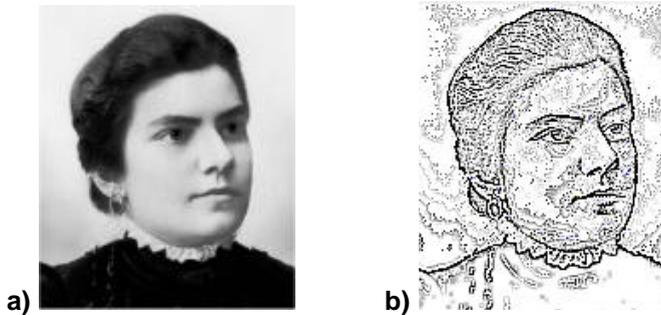


Fig. 6.29 – b) Imagem com realce de contornos da imagem a).

4. Outras operações

As possibilidades de processamento digital da imagem estão longe de se esgotar nos operadores apresentados como exemplo. De facto, a natureza

matricial da imagem digital permite a aplicação de um número inesgotável de algoritmos matemáticos, executando operações lineares ou não lineares. Exemplos destes algoritmos já aplicados em sistemas da radiologia digital são os algoritmos de aplicação da transformada de Fourier (particularmente os FFT), de correlação e de convolução; detectores de bordos, linhas e contornos; segmentação e análise de estrutura bem como os de encriptação e codificação.



Fig. 6.30 – Operação de segmentação do conteúdo da parte óssea da imagem adquirida.

O mesmo se pode dizer dos filtros utilizados (dos lineares aos adaptativos passando pelos de pseudocores ou os de Wiener), ou de outras operações como a aplicação de tabelas «look up» na correcção de não linearidades dos sistemas de visualização ou o uso de operadores estatísticos.

IV. APRESENTAÇÃO DOS SISTEMAS DA RADIOLOGIA DIGITAL

De uma forma tão abrangente quanto possível, vamos tentar descrever as diferentes possibilidades já apresentadas na literatura da radiologia digital e que, pelas suas características, tenham mostrado alguma aceitação pelos radiologistas. Não vamos incluir técnicas digitais que não usem a simples projecção do modo convencional, ou seja que usem processamento de reconstrução, pelo que excluiremos a TC, tomossíntese, topograma, etc.

Neste enquadramento as fontes mais comuns de imagens radiológicas digitais são:

- a)- Fluoroscopia e fluorografia digital (com tubo intensificador de imagem ou outros dispositivos + Câmara TV);
- b)- Radiografia computadorizada (Prato de imagem (I.P.) - detector de material termoluminescente + leitura laser);

c)- Radiografia digital: directa ou de aquisição de um estágio (fotocondutor + TFT) e indirecta ou de aquisição de dois estágios (material fluorescente + TFT ou, cintilador + CCD ou CMOS);

d)- Sistemas de digitalização do filme.

Os sistemas de fluoroscopia digital e fluorografia digital a) incluem, no presente e na sua vasta maioria, o intensificador de imagem acoplado a câmara de vídeo analógica, com posterior digitalização do sinal vídeo.

A classificação adoptada dos métodos radiográficos utilizando os novos detectores digitais b) e c), distinguindo radiografia computadorizada (RC) e radiografia digital (directa ou indirecta) é a mais generalizada e aceite.

Na radiografia digital (RD) directa c) estão incluídos os sistemas com camada fotocondutora+TFT⁸. Na radiografia digital indirecta, estão incluídos os dispositivos utilizando os sistemas com camada fluorescente + TFT e os sistemas com CCDs ou CMOS.

Nestes dois tipos de radiografia digital, a aquisição e a leitura estão integrados num bloco no próprio sistema de raios X, sendo a informação directamente dirigida para o computador para processamento.

Na radiografia computadorizada b) são usados os pratos de imagem termoluminescentes («Image plate» ou «flat panel storage phosphors») com um segundo passo de leitura, após a exposição, por varrimento laser, efectuado externamente ao sistema de raios X. Nesta modalidade não é eliminada a necessidade de carregar, descarregar e transportar cassetes até um sistema exterior de processamento.

Os esquemas gerais de funcionamento das modalidades referidas a), b) e c) encontram-se na Fig. 6.31.

A digitalização do filme d) só parece ter interesse prático em mamografia.

A manipulação da informação nos sistemas de detecção digital em radiografia foi também classificada, numa primeira abordagem, em detectores de área e detectores de varrimento.

⁸ - Aqui o conceito de directo refere-se às técnicas que permitem a obtenção directa de um sinal eléctrico, num único estágio, sem utilização intermediária de luz. Nesta perspectiva, só as técnicas utilizando fotocondutores serão directas. Numa outra interpretação, alguns autores consideram directas as técnicas que não necessitam de um estágio de leitura por varrimento, como é o caso da radiografia computadorizada.

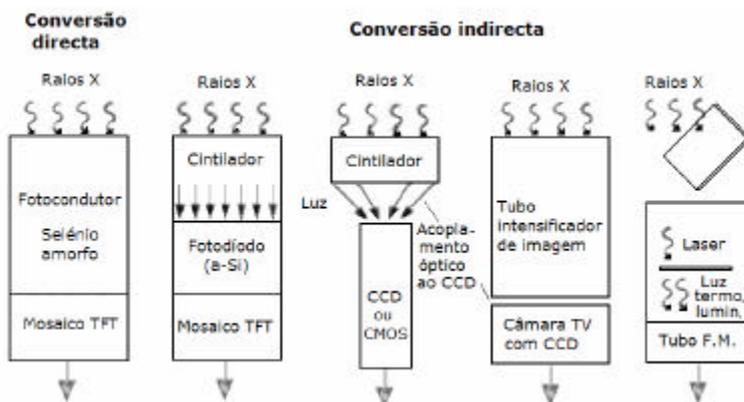


Fig. 6.31 – Esquema dos princípios de funcionamento dos métodos 1 a 3 referidos.

Nos detectores de área a informação é adquirida e processada simultaneamente em todos os pontos da área do detector, enquanto que nos detectores de varrimento a informação é recolhida da área de detecção por um sistema de varrimento, com leitura local.

Uma segunda abordagem refere-se aos tipos de radiação electromagnética utilizada no processo de aquisição, Fig. 6.32, distinguindo detectores de um estágio e detectores de dois estágios.

Nos sistemas de aquisição de um estágio, os raios X são absorvidos num volume de detecção de um fotocondutor, por exemplo a-Se (selénio amorfo), sujeito a uma diferença de potencial eléctrico, que fornece directamente sinais eléctricos que são recebidos por matrizes capacitivas de TFT, Fig. 6.32 a).

Nos sistemas de aquisição de dois estágios os raios X interagem com o cintilador (CsI:Tl) e a luz emitida é vista por dispositivos fotossensíveis (fotodíodos ou fototransistores) acoplados a matrizes de TFT, Fig. 6.32 b).

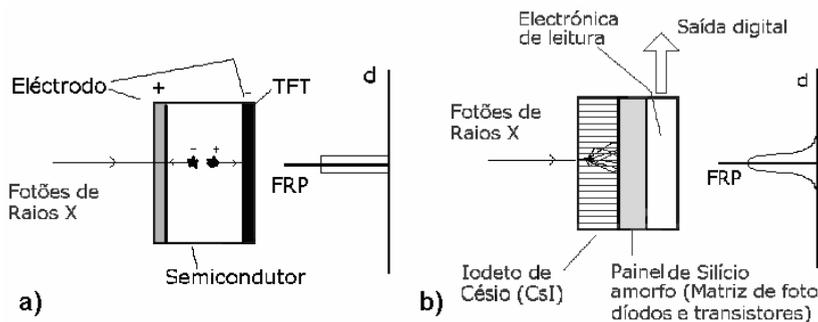


Fig. 6.32 - a) – Esquema de um detector digital de um estágio utilizando Se (fotocondutor). b) Esquema de um detector digital de dois estágios utilizando CsI (cintilador).

O quadro 6.3 é uma síntese geral das técnicas de detecção e produção de imagens através da radiologia convencional, digital ou não.

Quadro 6.3 - Características dos métodos de detecção dos raios X e conversão em imagem médica. (A – Área; V – Varrimento; Est. – Estágio.)

Método de detecção	Técnica	Tipo	Conversão dos raios X em imagem
Ecrã intens. + filme RX	Analóg.	A, 2 Est.	R X → Luz → Imag. latente → Imagem.
Tubo int. imagem + filme	Analóg.	A, 2 Est.	R X → Luz → Imag. latente → imagem.
Tubo int. imag. + câm. TV	Digital	A, 2 Est.	RX → Luz → Imagem.
Digitalização do filme	Digital	V, 2 Est.	R X → Luz → Imag. latente → Imagem I → Imagem II
Detector de painel plano (fotocondutor + TFT)	Digital	A, 1 Est.	RX → Imagem.
Detector painel plano (flúor.+fotodíodo +TFT)	Digital	A, 2 Est.	RX → Luz → Imagem
Radiografia computador. (Prato de imagem)	Digital	V, 2 Est.	R X → Imag. latente → Luz → Imagem
Detectores utilizando CCDs ou CMOS	Digital	A/V, 2 Est	RX → Luz → Imagem.

1 - Fluoroscopia e Fluorografia digitais

Uma característica comum a todas as técnicas de fluoroscopia e fluorografia, é que, assim que o feixe de raios X atravessa o paciente e incide no alvo fluorescente, é gerada uma imagem luminosa utilizável.

Deste modo, no que respeita aos princípios básicos da geração da imagem óptica inicial, a radioscopia convencional, a fluoroscopia com tubo intensificador de imagem, os sistemas radiográficos intensificados (com ecrã intensificador) e uma parte das técnicas digitais, são idênticas. A imagem fluorescente era observada directamente na radioscopia convencional. No caso da fluoroscopia digital, um dispositivo de ampliação do brilho e um sistema digital de suporte de imagem com possibilidades de processamento, reavaliação, etc., complementam o passo inicial.

No presente, a maioria das instalações de fluoroscopia e fluorografia ainda utilizam tubo intensificador de imagem e câmara de televisão analógica. A fluorografia é usada sobretudo em radiologia com meios de contraste desde os estudos básicos com Ba até às técnicas mais complexas de angio-

grafia. Nas instalações digitais deste tipo, um conversor A/D (analógico/digital) digitaliza a saída da câmara e envia-a para o computador digital. A arquitectura típica é análoga à que pode observar-se, em termos gerais, na Fig. 6.33.

O tubo intensificador de imagem converte a imagem de raios X emergente do paciente numa imagem luminosa aproximadamente com a mesma informação, mas com luminância aumentada. O circuito fechado de televisão transfere a imagem do pequeno ecrã de saída do tubo intensificador até ao circuito onde ocorre a sua digitalização, o eventual processamento e a transferência final para o grande ecrã do monitor vídeo. Os sistemas do Quadro nº 6.3 assinalados, na 4ª coluna, com asterisco permitem observar a imagem em tempo real ou seja, permitem efectuar o exame fluoroscópico.

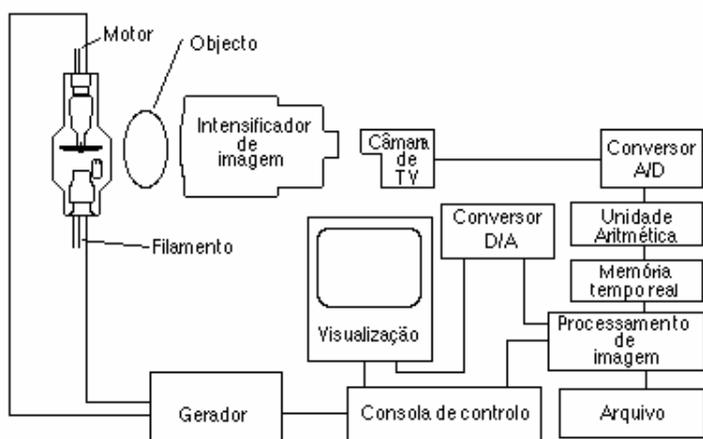


Fig. 6.33 – Representação esquemática das unidades principais num sistema de fluoroscopia.

A utilização de grelha antidifusora é frequente. As relações de grelha em fluoroscopia são, em geral, de 6:1 a 10:1, ou seja, com valores na faixa inferior das relações de grelha da radiografia convencional (8:1 a 16:1). Todavia, o uso de grelhas obriga a um aumento da exposição à radiação pelo que sua remoção pode ser desejável para diminuir a dose no paciente, quando a quantidade de radiação dispersa for pequena.

Para além do tubo intensificador de imagem, outros sistemas, utilizando outros princípios, foram experimentados, nomeadamente no estágio da transformação da imagem obtida no ecrã fluorescente em outro sinal. Contudo, o tubo intensificador de imagem, veio a ser, de longe, o mais utilizado.

2 - Televisão e radiologia digital

Em radiologia convencional, foi possível identificar e caracterizar as principais causas que poderão contribuir para diminuir a qualidade das imagens. Por exemplo, verificou-se serem os factores que mais influenciam a resolução espacial numa imagem radiológica convencional: a penumbra resultante das dimensões do foco, a indefinição resultante de movimentos (do paciente ou dos órgãos), as limitações do detector, nomeadamente o ecrã intensificador e, finalmente, as características do próprio olho humano. O último elemento desta cadeia não pode ser esquecido pois, em geral, a observação e interpretação das imagens radiológicas é feita, directamente, por observadores especializados, mas sujeitos às limitações da visão humana. É evidente que não resulta benefício importante para esta observação se a resolução das imagens for superior à do olho humano. Trata-se de uma consequência do facto da resolução espacial de um sistema de imagem, com diversos componentes, ser sempre inferior à do componente com pior resolução.

Em radiologia digital outros factores adicionais deverão ser considerados como agentes de degradação da resolução espacial, para além dos atrás citados. São eles: o mapeamento no ecrã de visualização, a degradação resultante do equipamento (intensificador de imagem, óptica de acoplamento e câmara e monitor de TV) e a degradação introduzida pela amostragem e pelos algoritmos de tratamento de dados.

Estamos interessados em analisar as características mais importantes dos sistemas de TV circuito fechado, a preto e branco, utilizados no equipamento de radiologia digital, numa perspectiva de identificar as suas vantagens e limitações. No apêndice 2 apresentam-se as características principais dos sistemas de televisão analógicos.

3 - Câmaras de televisão digitais (utilizando CCD ou CMOS)

Os CCDs e os CMOs são sensores de imagem do tipo SSIS («solid state image sensors») cujas características se ajustam às necessidades das imagens radiológicas de diagnóstico. Existem quatro tarefas operacionais necessárias para a geração da imagem nos sistemas do estado sólido, que são: a aquisição com produção de carga eléctrica, a colecção, a transferência e a medição desta carga mantendo a informação local de intensidade e o endereço.

CCDs («charge-coupled devices»)

Os CCDs (dispositivos acoplados por carga) são circuitos integrados de tecnologia do silício que representaram um avanço fundamental nos sistemas de imagem com detectores do estado sólido, quando foram apresentados há cerca de trinta anos.

Os CCDs oferecem um desempenho superior como técnica de imagem (em termos de eficiência quântica, ruído e flexibilidade) em situações de pequenas áreas de aquisição. Com esta limitação, continuam a ser os preferidos em aplicações que necessitam da melhor qualidade de imagem na indústria, ciência e medicina.

Os CCDs são, no presente, largamente aplicados em máquinas fotográficas e em câmaras de TV, a competir com as câmaras clássicas que utilizam sobretudo vidicons, saticons e plumbicons.

Os CCDs são obtidos através da deposição de uma série de eléctrodos, muito próximos, num substrato de silício puro originando uma matriz onde se distinguem elementos activos (pixels) contendo um fotodíodo e um condensador MOS⁹ separados por linhas e colunas isoladas da luz.

Cada elemento contém um componente fotossensível e uma região adjacente, protegida da luz, destinada a armazenamento e transferência de carga (Fig. 6.34). No fotodíodo, fótons luminosos são convertidos em carga eléctrica (electrões) por ocorrência de efeito fotoeléctrico.

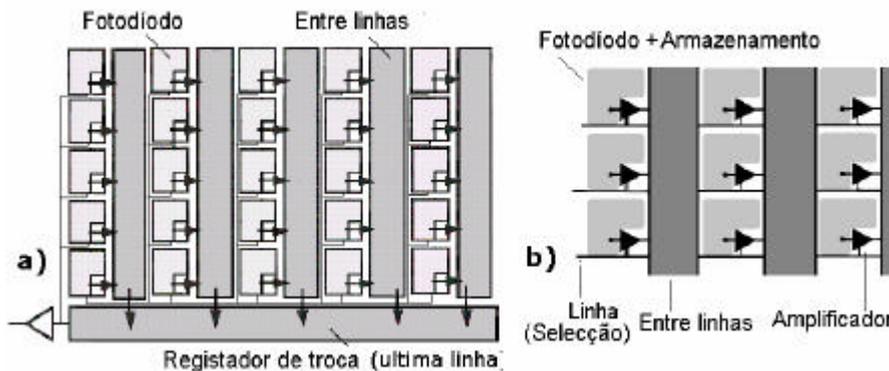


Fig. 6.34 – Os CCDs 2D são detectores constituídos por uma matriz de elementos com um componente fotossensível. Cada elemento contém um fotodíodo e uma região adjacente, protegida da luz, para armazenamento de carga.

⁹ - MOS - Metallic oxide semiconductor.

Em cada conversão a carga eléctrica colectada é proporcional à energia luminosa absorvida. Toda a área sensível do CCD é exposta à luz em simultâneo. A carga gerada por efeito fotoeléctrico é colectada em poços de potencial de condensadores MOS e pode ser movimentada por acção de diferenças de potencial aplicadas a «gates» situadas em cada elemento.

Existem, no momento, diversos tipos de detector CCD que possuem diferenças importantes entre si. As características de algumas versões destes detectores permitem utilizá-los desde há já alguns anos, com excelentes resultados, em dispositivos médicos.

Fundamentalmente, distinguem-se nos CCDs as arquitecturas linear e bidimensional (2D). Interessam-nos unicamente os CCD bidimensionais, dos quais existem diversos tipos, que diferem sobretudo quanto ao modo como a carga gerada nos elementos é movimentada até à leitura. Estes são: tipo matriz completa («full frame»), tipo transferência de matriz («frame transfer»), tipo transferência entre linhas («interline transfer») e tipo transferência da matriz entre linhas («frame interline transfer»), encontrando-se esquematizado o seu funcionamento nas Fig. 6.35 a), b) c) e d), respectivamente.

No tipo *matriz completa*, a carga dos elementos de cada linha é transferida sucessivamente para a última linha, não activa e isolada da luz, e a carga nos elementos desta linha lida serialmente pela electrónica de leitura (conversão carga-tensão, amplificação, digitalização e registo) e limpo em seguida o seu conteúdo. O processo de deslocamento, leitura e digitalização é repetido até serem lidos todos os elementos da matriz (Fig. 6.35 a)); no tipo *transferência de matriz* o conjunto das cargas dos elementos da matriz é transferido para uma matriz de armazenamento, isolada da luz, a partir da qual os sinais são lidos linha a linha, a partir da última linha (Fig. 6.35 b)); no tipo *transferência entre linhas*, a carga dos elementos activos é transferida para elementos de colunas em entrelinhas. A carga dos elementos das entrelinhas é transferida para a última linha e lidos os elementos serialmente pela electrónica de leitura (Fig. 6.35 c)); no tipo *transferência da matriz entre linhas* ocorre primeiro transferência da carga dos elementos activos para a matriz das entrelinhas e deste elementos para uma matriz de armazenamento, a que se segue a transferência linha a linha para a última linha que é depois lida pela electrónica de leitura (Fig. 6.35 d)).

Para todas as modalidades a partir do estágio de registo a informação é digitalizada e dirigida para a saída na forma de sinais de tensão.

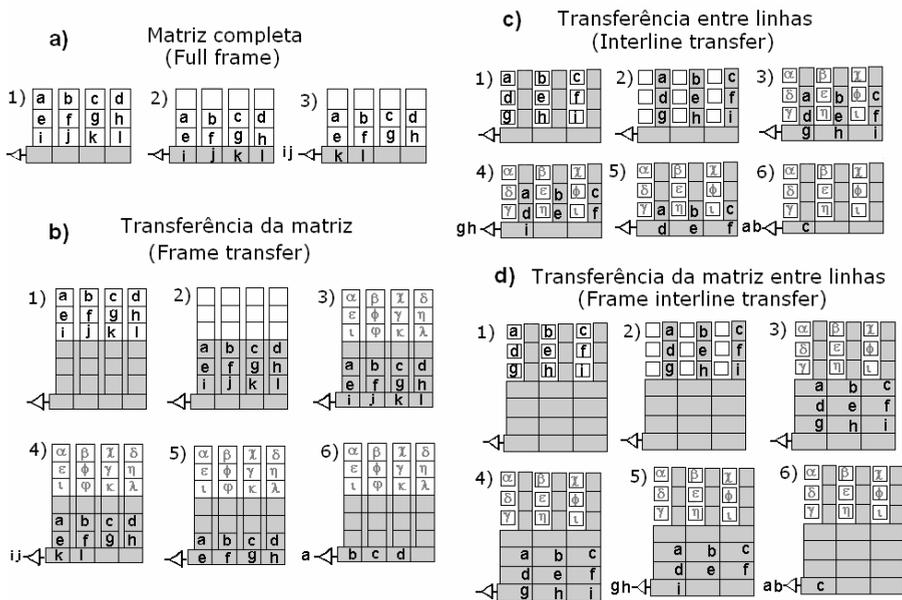


Fig. 6.35 – As diversas variedades de CCDS (2D): a) matriz completa («full frame»), b) transferência de matriz («frame transfer»), c) transferência entre linhas («interline transfer») e d) transferência da matriz entre linhas («frame interline transfer»). Os quadrados brancos são os elementos com o componente fotossensível (ativos). Os quadrados cinzentos são destinados ao deslocamento de carga.

Decorrido um certo tempo de acumulação da carga (tempo de integração) a carga dos elementos de cada linha é deslocada em bloco, por aplicação de diversos impulsos temporizados, até um registrador de transferência de carga como se se tratasse de pequenas porções de um líquido sujeitas a impulsos de pressão resultantes de alterações na forma do recipiente onde se encontra (Fig. 6.36)

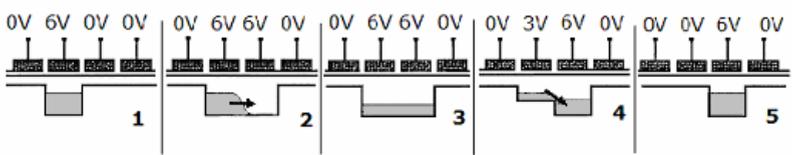


Fig. 6.36 – A carga dos elementos de uma linha, é deslocada por aplicação de diversos impulsos de tensão, temporizados, como se vê na parte superior da figura, para cinco instantes sucessivos. Um efeito análogo é o deslocamento de um pequeno volume de líquido sujeito a impulsos de pressão resultante de alterações na forma do recipiente onde se encontra.

Estas arquitecturas constituem sistemas de imagem de baixo ruído e elevada performance. A sofisticação associada, todavia, torna impraticável durante o fabrico o acoplamento de outra electrónica ao silício do CCD. Além disso, a operação do CCD requer aplicação de diversos impulsos de temporização e tensões de polarização, que dificultam a integração do sistema, aumentam o consumo de energia, as suas dimensões e custo.

No CCD, a carga de cada elemento é transferida através de um número limitado de nodos até ser convertida em tensão e enviada para o exterior como sinal analógico. A maior parte da área do elemento é destinada à captura de luz, o que contribui para diminuir as incertezas na informação local com melhoria da uniformidade da resposta.

Algumas vantagens dos CCDs, em relação aos tubos de TV clássicos, em alguns aspectos não imediatamente relacionados com a qualidade da imagem, são fáceis de constatar: vida mais longa, menores dimensões, pequeno consumo de energia e ausência de altas tensões.

Uma importante característica das câmaras de TV com CCDs é não apresentarem o rasto resultante da lentidão de resposta das câmaras de tubos de TV, em particular dos vidicons, que origina uma demora na mudança do conteúdo de uma imagem. A falta de linearidade de resposta que se observa no vidicon não ocorre nos CCDs.

Uma diferença com consequências é que o varrimento horizontal dos tubos das câmaras de TV é contínuo enquanto que nos é CCDs discreto, feita elemento a elemento. Por exemplo, a inversão da imagem (inversão do sinal dos impulsos) nos tubos de TV é imediata mas, nos CCDs e em todos os SSIS que trabalham como dispositivos de corrente, é impossível de fazer directamente.

Como vimos a eficiência quântica de um detector é a relação entre o número de fotões detectados e o número de fotões incidentes sendo, obviamente, um parâmetro altamente dependente do comprimento de onda da radiação. Na região do visível do espectro (400-700 nm), o olho humano tem uma eficiência quântica inferior a 1%. Nesta região, o filme fotográfico tem uma eficiência algo superior, 5 a 20%, tipicamente, mais próximo do limite inferior. Os CCDs, por seu turno, têm geralmente eficiências quânticas de 50 - 90%. Para situações idênticas e devido à elevada eficiência quântica, os CCDs podem atingir as mesmas relações sinal/ruído que o filme para tempos de exposição substancialmente menores. Depois de passado um certo tempo (tempo de integração) os electrões são atraídos para a região de armazenamento do sensor e daqui para o estágio de saída onde vão originar correntes eléctricas e o correspondente sinal de tensão. Estes sistemas possuem exce-

lente resolução espacial e é já possível obtê-los com áreas de campo de imagem que permitem visualizar a totalidade do seio (24×30cm).

CMOS¹⁰ «*Complementary metal oxide semiconductor*» Os detectores CMOS começam a dominar o mercado dos sistemas de baixo custo, por exemplo câmaras de TV de segurança, vídeo-conferências em PC, leitores de códigos de barras, faxes, etc., enquanto que os CCDs são utilizados nos sistemas de alta qualidade como fotografia digital, televisão comercial e a maioria das aplicações médicas e científicas.

Um sistema de imagem de CMOS converte luz em carga e esta em potencial eléctrico, a nível do pixel, e integra a maioria das funções subseqüentes no mesmo chip. Esta integração reduz a flexibilidade do sistema mas torna-o mais atraente e eficaz para aplicações exigentes em vários aspectos.

Em comparação com os CCD os sistemas de imagem CMOS oferecem melhores características no que respeita a facilidades de integração, dissipação de potência e dimensões do sistema, a expensas de qualidade de imagem (particularmente com baixa iluminação) e flexibilidade.

Os CMOS (Fig. 6.37) permitem a operação dos pixels como contadores digitais individuais, o que permite maior estabilidade de temperatura e ganho, informação digital ao nível do pixel (logo insensível ao ruído de leitura da matriz), eliminação de efeitos de memória e tempo de atraso e possibilidade de informação espectral (em termos de energia).

As principais desvantagens são: a limitação da velocidade de contagem para exposições elevadas e o elevado consumo de potência.

Os sistemas de imagem CMOS são produzidos por processos convencionais da tecnologia do silício em unidades de grande capacidade de produção. A electrónica periférica, tal como a lógica digital, «clock drivers» e os conversores de digital para analógico (DACs), podem ser simultaneamente integrados no mesmo processo de fabricação. Os sistemas de imagem CMOS vão beneficiar dos constantes avanços na tecnologia dos semicondutores.

A possibilidade de associar potencialidades adicionais aos pixels do CMOS melhoraram bastante a actuação da matriz de CMOS. A arquitectura altamente integrada do CMOS permite obter como que um sistema quase independente por elemento o que o torna mais económico do que os sistemas que obrigam a uma grande quantidade de electrónica de suporte. Nos

10 - CMOS «Complementary metal oxide semiconductor»: a mais utilizada tecnologia na produção em massa da indústria do Si, caracterizada pelo facto de poderem ser produzidos na mesma peça nMOSFETs e pMOSFETs (que constituem um chamado par complementar).

CMOS as funções de aquisição, temporização e leitura estão situadas no mesmo chip. Níveis de ruído comparáveis aos dos CCDS podem ser obtidos, e a capacidade de saturação de um sistema CMOS é, em geral, várias vezes superior à de um sistema CCD.

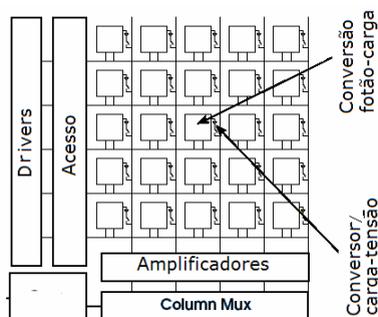


Fig. 6.37 - a) – Detalhe de construção do CMOS. b) Estrutura do CMOS mostrando que é um detector de imagem contendo pixels activos.

Para além das vantagens enumeradas, apresentam resposta linear para exposições aos raios X e têm uma grande gama dinâmica, permitindo reduzir as sub e as sobre exposições, reduzindo as repetições. Permitem ainda uma fácil incorporação de dados em arquivos digitais assim como nos sistemas de processamento de imagem.

4 - Radiografia computadorizada

Em 1983 os laboratórios Fuji desenvolveram um sistema de imagem radiológica baseado na excitação pelos raios X de uma camada termoluminescente de BaFBr:Eu²⁺ e posterior leitura após excitação com um laser de infra-vermelho resultando na emissão de luz visível¹¹, contendo a informação radiológica, que é gravada num computador geralmente em formato DICOM¹² (Fig. 6.38). Esta modalidade foi inicialmente designada de «Photostimulable phosphor computed radiography» (PPCR ou PSL) mas também é referida «Fuji computerized radiography» (FCR), «image plate» (IP) e «flat panel»¹³.

¹¹ - O fenómeno é termoluminescência mas foi chamado «photo-stimulated luminescence», PSL.

¹² - DICOM – DIgital COmmunication in Medicine.

¹³ - Em português foram chamados de ecrãs memorizantes fotoestimuláveis e pratos de imagem.

Presentemente, esta filosofia de aquisição utilizando materiais termoluminescentes, que foi a primeira com aplicação prática em radiologia digital sem filme, é chamada radiografia computadorizada (RC).

Os sistemas RC são largamente usados, no presente, em aplicações clínicas gerais, mamografia e radiografia móvel.

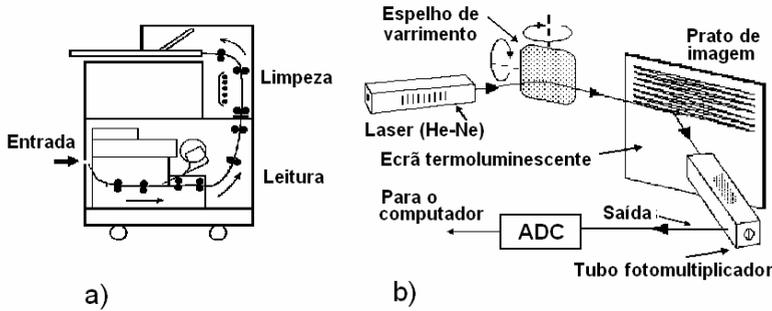


Fig. 6.38 - a) – Dispositivo de leitura da energia de termoluminescência em radiografia computadorizada - b) Detalhe dos passos de leitura.

Os resultados mostraram que a radiografia computadorizada é mais sensível que o sistema filme+ecrã intensificador. Gráficos de exposição em função da resposta mostram a grande sensibilidade e a extensão da sua resposta (gama dinâmica), permitindo imagens comparáveis com as obtidas pela radiografia convencional, utilizando menores doses de radiação.

A gama dinâmica prática destes detectores pode atingir 1:10000, bastante superior à do filme+ecrã, da ordem de 1:1000, Fig. 6.39. A resposta de luminescência é linear desde 8 fotões de raios X por pixel até 4×10^4 fotões por pixel, uma gama de 1 para 2×10^3 .

A informação fornecida pela radiografia computadorizada é proporcional à intensidade dos raios X emergentes do paciente podendo ser quantificada e identificada em pontos do plano da imagem.

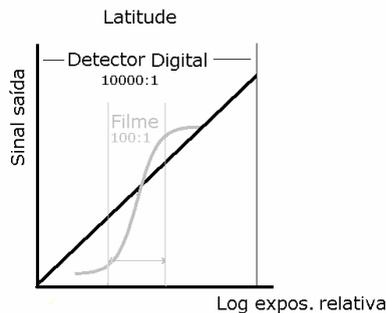


Fig. 6.39 – Gama dinâmica da radiografia computadorizada, filme+ecrã e tubo intensificador de imagem.

Em termos gerais, o processo de utilização do prato de imagem inicia-se com a exposição aos raios X que, simultaneamente com emissão de fótons não utilizados, leva à formação de uma imagem latente, resultante do preenchimento por electrões e lacunas de ratoeiras («traps») no material luminescente.

A imagem latente é posteriormente lida utilizando um varrimento laser. A energia armazenada é libertada na forma de fótons («photostimulated luminescence light») cuja energia total é proporcional à exposição local aos raios X. O sinal luminescente é convertido em sinal eléctrico e digitalizado.

Como referimos, o material termoluminescente usado no prato de imagem («phosphor») é uma camada de um halogeneto duplo (F e Br) de bário (BaFBr:Eu), dopado com európio.

A energia dos raios X absorvida por este semiconductor faz com que iões de Eu^{2+} sejam oxidados a Eu^{3+} libertando electrões para a banda de condução do cristal. Alguns electrões ficam presos em níveis de impureza na banda proibida, ratoeiras ou «traps», que são estados de energia com vida muito longa. A posterior exposição à luz infravermelha (I.V.), radiação térmica, liberta os electrões presos nas ratoeiras, que passam à banda de condução onde convertem os iões Eu^{3+} de novo em Eu^{2+} emitindo radiação UV característica do európio de 390 nm, na forma de luz de termoluminescência. As moléculas excitadas de BaFBr:Eu^{3+} , necessitam de radiação de excitação, com λ de 500 a 750 nm. Os espectros de energia dos fótons de excitação (laser He-Ne), emissão termoluminescente e banda da excitação encontram-se na Fig. 6.40.

Uma propriedade decisiva neste processo é o facto da luz de luminescência, emitida por acção do I.V., ter intensidade proporcional à exposição inicial aos raios X, no ponto em estudo.

A luz de termoluminescência é detectada por um tubo fotomultiplicador, gerando um sinal eléctrico cuja amplitude é proporcional à intensidade dos raios X e caracteriza a informação local.

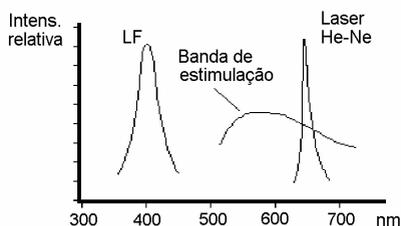
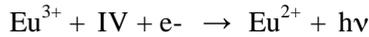
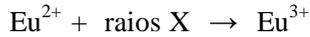


Fig. 6.40 – Largura de banda da excitação, espectro do laser He-Ne e luminescência fotoestimulada (LF).

Após a leitura, o detector é preparado para nova utilização sendo sujeito a uma forte iluminação para libertar energia residual armazenada.

Um laser infravermelho de He-Ne (633 nm) é uma fonte de energia conveniente para o efeito (Fig. 6.40). As reacções com os iões do európio estão indicadas em baixo



A verdadeira essência do método está no facto da intensidade da radiação de termoluminescência fotoestimulada (400 nm) ser proporcional à anterior exposição dos cristais aos raios X. Esta relação é muito estreita, ocorrendo somente mínimos desvios devido a electrões excitados que não são retidos nas armadilhas e regressam directamente à banda de valência.

Alguns detalhes de construção do detector são mostrados na Fig. 6.41. O prato de imagem consiste de três camadas: uma camada protectora, uma camada de cristais de BaFBr:Eu³⁺, e uma camada condutora que absorve a luz e evita eventuais acumulações de cargas eléctricas.

Os pratos de imagem comerciais típicos apresentam dimensões de matriz de 1760×2140 para a resolução padrão (ST) e 2000×2150 para alta resolução (HR), para 10 bits. A resolução efectiva é 2,5 lp mm⁻¹ para o prato ST de 35×43 cm e 5 lp mm⁻¹ para os pratos de mamografia HR de 18×24 cm.

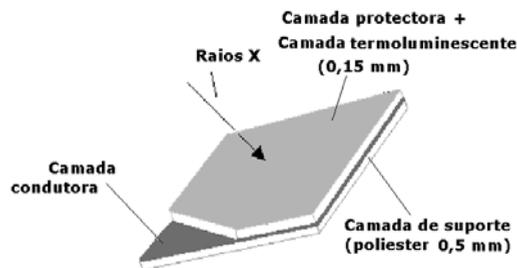


Fig. 6.41 – Alguns detalhes de construção do prato de imagem.

Embora possuindo uma elevada latitude e resposta linear, esta tecnologia requer manuseamento semelhante ao filme+ecrã, visto que a imagem analógica inicialmente armazenada tem de ser convertida numa matriz digital por meio de um feixe laser de leitura, o que obriga a transferir o detector, como sucede no filme.

5 - Radiografia digital directa

As características dos detectores digitais devem corresponder a uma prestação, no mínimo, equivalente às capacidades do filme/ecrã intensificador, em termos de resolução espacial, resolução de contraste e campo de visão.

A possibilidade de usarmos novos detectores constituídos, em alguns casos, por elementos de detecção independentes e separados entre si, cria uma limitação imediata. É que a máxima resolução espacial teórica terá de ser determinada pelas dimensões do elemento de detecção e espaçamento entre elementos. Um sistema com elementos detectores com 200 μm não permite registar adequadamente frequências espaciais acima de 2,5 lp/mm. Contudo, as dimensões dos detectores poderão ser, ou não, limitativas da resolução espacial dos sistemas de imagem¹⁴.

5.1 - Detector de área de a-Se («Selenium plate»)

Os sistemas da radiologia digital de um estágio (ou directa) são baseados nas propriedades dos materiais fotocondutores, que são semicondutores que se comportam como isoladores no escuro mas que se tornam condutores quando iluminados, ou quando recebem raios X. A energia electromagnética dos raios X, é cedida a este material excitando electrões e lacunas até estados de energia na banda de condução. A energia dos fotões é assim convertida directamente em carga eléctrica, sem necessidade de conversão em fotões luminosos. Os electrões e lacunas produzidos, na ausência de campo eléctrico, recombina-se voltando banda de valência. Por acção de um campo eléctrico as cargas deslocam-se no interior do fotocondutor e podem ser colectadas e dar informação sobre intensidade e local de interacção dos raios X.

Os detectores de área de a-Se são constituídos por dois eléctrodos limitando um meio fotocondutor (em geral uma camada de selénio amorfo, a-Se) e por circuitos de transístores de filme fino de silício amorfo (TFT, «thin film transistor») ligados ao eléctrodo negativo (Fig. 6.42).

¹⁴ - Como exemplos de outras causas, temos os colimadores em Medicina Nuclear e causas intrínsecas no PET.

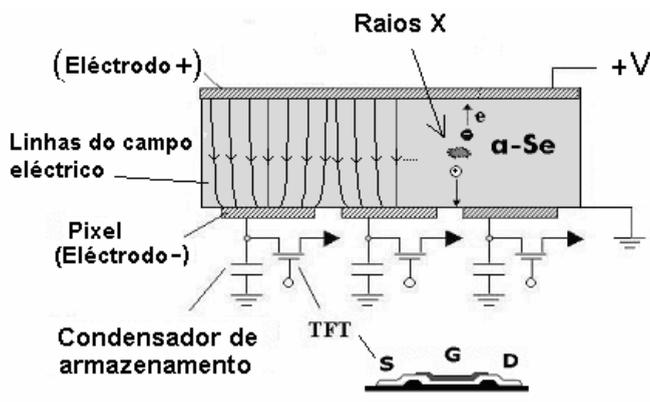


Fig. 6.42 – Esquema do detector de área de a-Se.

A imagem de carga formada no a-Se é lida directamente de forma digital pela matriz de transístores. Estes desempenham o papel de amplificadores dos sinais eléctricos locais, resultantes das cargas geradas (electrões e lacunas) pela ionização no semiconductor e transportadas até aos eléctrodos por acção da diferença de potencial aplicada. A seguir a estes transístores encontra-se a electrónica de leitura, de muito baixo ruído.

Outros fotocondutores em perspectiva de utilização são os PbI, HgI, Cd Zn:Te e Gd₂O₂S. O selénio tem número atómico baixo e portanto pobre eficiência quântica pelo que é imperativo utilizar novos fotocondutores.

A função de resposta a um ponto (FRP) destes detectores é do tipo indicado na Fig. 6.32 a). A captura directa da energia dos raios X, sem conversão luminosa, origina que a FRP dos detectores digitais de conversão directa seja comparável à dos sistemas convencionais filme+ecrã e seja superior à dos seus concorrentes da radiologia digital e computadorizada.

A gama dinâmica da resposta dos detectores de selénio amorfo é semelhante aos da radiografia computadorizada.

Na Fig. 6.42. observam-se os dois eléctrodos, entre os quais é estabelecida uma diferença de potencial constante de cerca de 20 KV limitando o meio fotocondutor (em geral selénio) e os circuitos de transístores de filme fino de silício amorfo (TFT), ligados ao segundo dos eléctrodos.

A disposição das linhas do campo eléctrico faz com que o factor de preenchimento neste detector seja próximo dos 100%.

O estado da arte nos sistemas com fotocondutor de selénio amorfo pode caracterizar-se por

- Área do campo (máxima) - 43cm × 43 cm
- Espessura ~ 500 – 1000 μm
- Campo eléctrico ~10 V/μm
- Absorção dos raios X : 52% a 60 keV
- MTF 75 % a 2 lp/mm (100 μm)
- Elementos de detecção na lâmina de TFTs com dimensões da ordem do décimo de mm.

É fácil de entender que, teoricamente, os métodos mais prometedores no que respeita a resolução espacial são aqueles baseados na colecção directa da carga. Contudo, as esperanças iniciais em relação aos sistemas de aquisição de um estágio não foram, ainda, completamente realizadas, pois a sua sensibilidade é ainda significativamente inferior à dos sistemas de dois estágios. Há ainda que tomar em consideração o efeito estatístico da multiplicação do número de fotões que ocorre nos cintiladores.

6 - Radiografia digital indirecta

6.1 - Sistemas utilizando cintilador + CCDs

Os CCDs têm propriedades particularmente apropriadas para utilização em radiografia digital devido às possibilidades na resolução espacial e gama dinâmica, esta pela sua extensão e linearidade.

Como vimos, os CCDs consistem de eléctrodos, num substrato semiconductor, formando uma matriz de capacidades MOS destinados a converter uma distribuição de fotões X incidentes num conjunto de sinais discretos de tensão para posterior digitalização. A constituição de um típico detector de área CCD apresenta um conjunto de elementos fotossensíveis, dispostos em formato matriz e separados por combinações de circuitos de entrada controlador/registador de transporte. Estes circuitos ligam o conteúdo dos elementos fotossensíveis aos registadores de transporte e permitem a saída, de forma sincronizada, dos sinais destes registadores para um amplificador.

A luz proveniente do ecrã de fluorescência é absorvida, por efeito fotoeléctrico, nos elementos fotossensíveis do semiconductor, libertando-se electrões, em proporção com a luz recebida. O amplificador produz sinais de saída com amplitude proporcional à carga existente na coluna de elementos fotossensíveis e também à energia dos raios X libertada no detector.

Nos sistemas destinados à radiologia, um ecrã fluorescente converte energia dos raios X em luz, que é projectada sobre um CCD, ou um arranjo

de CCDs, utilizando lentes ou fibras ópticas com compressão de área (Fig. 6.43). Em termos gerais, os CCDs utilizados como detectores de raios X diferem dos CCDs já descritos, pela existência, nos primeiros, do ecrã fluorescente.

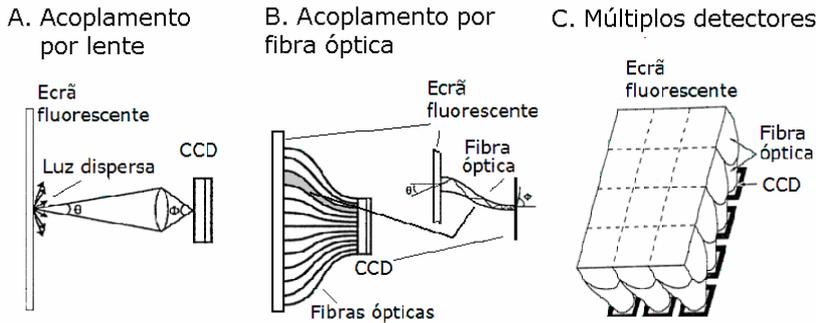


Fig. 6.43 – Um ecrã fluorescente converte energia dos raios X em luz que é projectada sobre um CCD ou um arranjo de CCDs com compressão de área. A.- Modo com varrimento e sistema de lentes. B.- Acoplamento por fibra óptica para um só CCD. C.- Acoplamento por fibra óptica para múltiplos CCDs.

Foram feitas tentativas para desenvolver sistemas baseados na ligação óptica de dispositivos acoplados por carga (CCD) a cintiladores. A desvantagem destes dispositivos resulta dos elevados factores de redução óptica causados pelas áreas relativamente pequenas dos CCD.

Um sistema mais recente de detecção de área utiliza um ecrã cintilador e um conjunto de 12 CCD/colectores-redutores de fibra óptica permitindo obter imagens da totalidade do seio numa exposição única e sem partes móveis.

6.2 - Sistemas utilizando cintilador + CMOS

De modo semelhante aos CCDs, os CMOS podem ser usados como detectores de imagem radiológica se forem associados a ecrãs detectores de cintilação (CdTe). Como vimos, os sistemas de imagem CMOS (Fig. 6.44) tais como os painéis de silício amorfo, são matrizes de fotodíodos endereçados. Cada pixel ($\sim 40 \mu\text{m}$) tem o seu próprio amplificador não necessitando de despender potência na movimentação da totalidade da carga, como noutros sistemas de detecção.

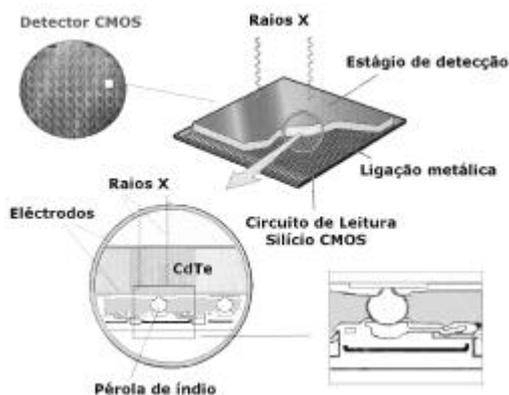


Fig. 6.44 – Detalhe de construção do CMOS.

Os amplificadores são ligados e desligados por circuitos de controlo e temporizadores existentes no próprio chip. Com outras tecnologias de detectores, estas funções requereriam circuitos adicionais separados, adjacentes ao sensor. De realçar que apresentam resposta linear para exposições aos raios X e têm uma gama dinâmica grande, permitindo reduzir as sub e as sobre exposições, reduzindo as repetições. Além disso, permitem facilmente a incorporação de dados em arquivos digitais, bem como nos sistemas de processamento de imagem.

6.3 - Sistemas com camada cintiladora + TFT

Uma das soluções técnicas mais promissoras, até ao momento, na aquisição radiológica digital é o detector de dois estágios baseado nos cintiladores de iodeto de cério (CsI) ou oxissulfureto de Gadolínio (GdOS), associados a fotosensores e a uma matriz activa de leitura de silício amorfo (detector do estado sólido de silício amorfo) com tecnologia TFT (transístor de filme fino, Figs. 6.45 a) e 6.46 a) e b)). O mercado em rápida expansão dos monitores com matrizes activas tem sido um factor de desenvolvimento da tecnologia dos transístores de filme fino de a-Si.

A camada cintiladora de CsI absorve cerca de 95 % dos fotões de raios X e converte parte desta energia em luz, com bom rendimento. O CsI apresenta uma estrutura estriada, constituída por múltiplos prismas paralelos entre si, que minimiza a ocorrência de dispersão na luz emitida (Fig. 6.45 b)). Um conjunto de fotodíodos de baixo ruído recebe esta luz e converte-a

em sinal eléctrico. Cada fotodíodo representa um pixel. O sinal em cada pixel é lido digitalmente por electrónica de baixo ruído e enviado para o computador para processamento de imagem. Este sistema permite a utilização de um cintilador de grande área e baixa resolução espacial.

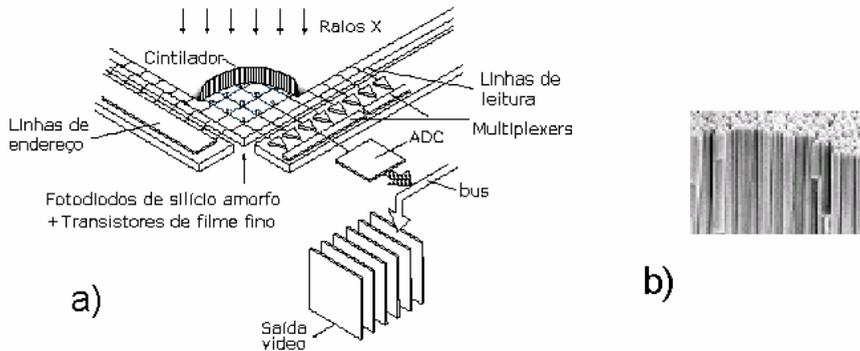


Fig. 6.45 - a) – Detector digital de dois estágios com a electrónica associada. b) Pormenor do cintilador constituído por múltiplos prismas paralelos entre si.

No estágio presente são conseguidas resoluções da ordem dos 50 micrómetros. Esta tecnologia tem potencialidades de abarcar a totalidade da gama de aplicações necessárias para o diagnóstico radiológico, em geral: elevada resolução espacial, elevada número de imagens (matrizes) adquiridas por segundo e boa transmissão da relação sinal ruído.

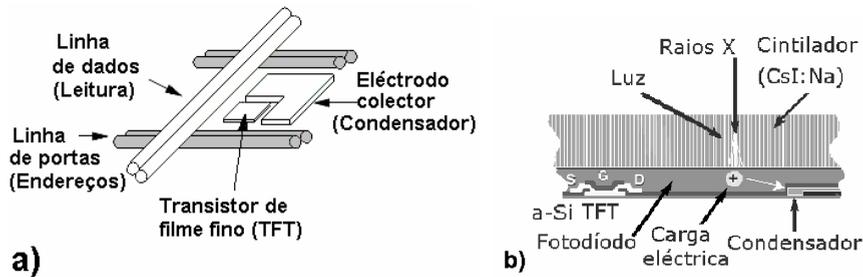


Fig. 6.46 - a) – Pormenor das ligações. b) Vista esquemática do corte de um detector do sistema cintilador + TFT.

Os sistemas de dois estágios, da última geração, apresentam superfícies cintiladoras com dimensões superiores a 40×40 cm, com cristais estriados (CsI), em contacto com uma única camada plana de silício amorfo, onde existe um elevado número de fotodíodos ou fototransistores.

7 - Valores da eficiência quântica de detecção (DQE)

O que, em princípio, se desejaria ter numa imagem médica ideal seriam elevadas resoluções de contraste, espacial e temporal, grande resposta dinâmica, elevada especificidade, baixo ruído e risco reduzido.

Para a detecção de lesões específicas, em geral, não interessam tantos predicados simultaneamente. Por exemplo, na detecção de linhas de fractura mínimas nos ossos, os raios X convencionais com elevada resolução espacial resolvem, em geral, o problema. Na detecção de recidivas de tumor do tecido hepático é a TC com a sua elevada resolução de contraste. Na identificação de quistos no tecido mamário é a ecografia com a sua elevada especificidade neste tipo de detecções e muitos outros exemplos podiam ser dados.

Como vimos, o valor da DQE indica as capacidades globais de um sistema de imagem e traduz especialmente a aptidão de um sistema na detecção de imagens de objectos de reduzidas dimensões e com pequeno contraste, tomando também em consideração a dose recebida pelo paciente.

A capacidade da DQE de considerar a transferência de contraste, tomando em consideração a dose no paciente, transformou-a num teste de referência na comparação dos diferentes sistemas de detecção de raios X.

Na Fig. 6.47 encontram-se curvas de DQE versus frequência espacial que traduzem a resposta dos sistemas filme+ecrã, RC, RD directa (fotocondutor) e radiografia digital indirecta CsI (a-Si).

Os dois últimos sistemas apresentam a melhor resposta em termos de DQE(f) devendo referir-se, no entanto, que recentes melhorias deverão permitir ter melhor prestação para os sistemas de RC. Aliás, com as constantes melhorias em todos os sistemas não será de admirar que estas curvas sejam obsoletas a curto prazo.

O detector da radiografia digital directa (com fotocondutor) tem potencialmente vantagens no que respeita a resolução espacial podendo melhorar a sua resposta com fotocondutores de número atómico mais elevado do que o a-Se.

Os detectores de CsI(a-Si) têm uma boa resposta em termos de DQE(f) como resultado das propriedades de absorção dos raios X do CsI e da electrónica de baixo ruído desta tecnologia.

Em comparação com as imagens obtidas com filme/ecrã, os detectores digitais das novas gerações, com elevado DQE, permitem, teoricamente, melhor detectabilidade de objectos, com baixas doses.

Os elevados valores de DQE(f) e a rapidez de execução das imagens dos detectores da radiografia digital directa e indirecta tornam possível o seu

uso em radiografia e fluoroscopia. Diversos estudos efectuados mostram que é possível reduzir a dose, sem perda de rigor no diagnóstico, em numerosas situações, utilizando estes detectores.

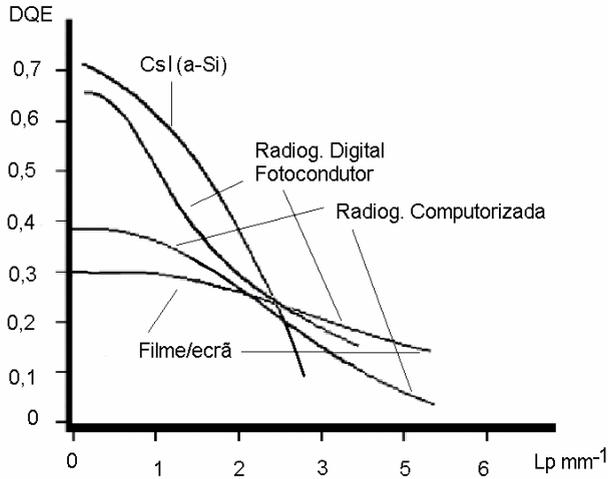


Fig. 6.47 – DQE(f) para diversos detectores no estado de evolução actual. Como se observa os sistemas da radiografia digital são os que melhores condições oferecem.

Tudo indica que a radiografia sem filme e as recentes técnicas digitais utilizando novos semicondutores ou detectores luminescentes e a tecnologia do silício amorfo são o futuro da imagiologia com raios X.

APÊNDICE 6.1

Conceito de informação

De um modo intuitivo, associamos uma maior quantidade de informação às notícias dos factos menos prováveis. Aos relatos dos acontecimentos com probabilidade de ocorrência igual a 1 corresponde um valor nulo de informação. Crescendo a quantidade de informação I, (ou simplesmente informação), de uma comunicação quando a sua probabilidade decresce, podemos então escrever:

$$I = f\left(\frac{1}{p}\right)$$

A informação surge como uma grandeza física que deve gozar da propriedade aditiva, ou seja, as quantidades de informações obtidas por vias independentes relativas a um mesmo acontecimento, devem somar-se originando uma quantidade total de informação. Porém, a probabilidade total correspondente à quantidade de informação total é o produto das probabilidades referentes às quantidades de informação parciais. A função que transforma produtos de variáveis em somas de variáveis é a função logarítmica. Parece assim lógico ter-se adoptado para definição de quantidade de informação a expressão:

$$I = \log \frac{1}{p} \quad 6.24$$

Falta ainda escolher a base dos logaritmos pois o valor da quantidade de informação convencionado vai ser dela dependente. Adoptando o logaritmo na base 2, a unidade de quantidade de informação, a que chamaremos bit¹⁵, obtém-se fazendo $p = \frac{1}{2}$, ou seja,

$$I = \log_2 \frac{1}{\frac{1}{2}} \text{ bit} = \log_2 2 \text{ bit} = 1 \text{ bit} \quad 6.25$$

Um bit é a quantidade mínima de informação necessária para distinguir entre duas possibilidades ou a mínima quantidade de informação necessária para distinguir sem ambiguidade um acontecimento, uma estrutura ou uma situação bem determinados. Corresponde ao caso dos sistemas com dois únicos estados possíveis A e B igualmente prováveis, descritos pelo sistema de probabilidades:

A	B
1/2	1/2

Para distinguir entre A e B basta um bit. Numa rede de comunicação que dispusesse só de dois postos bastaria um bit de informação para comunicar com qualquer deles. Aqui o bit corresponde a um dígito para cada posto, por exemplo 0 e 1.

Existindo quatro postos, o número mínimo de dígitos necessários para aceder a todos os postos é dois, 0 e 1, permitindo as combinações 00, 11, 10 e 01.

¹⁵ - Uma abreviatura de «binary digit».

Que esta definição de informação é coerente e, em particular, corresponde a de uma grandeza aditiva, que toma o mesmo valor quando uma mesma informação é recebida por processos diferentes é o que se pode verificar no seguinte exemplo:

Considere-se uma imagem mapeada por uma matriz de 16×16 pixels. A informação que corresponde à definição da posição de um pixel na matriz constituída por 256 pixels é

$$\log_2 \frac{1}{\frac{1}{256}} = \log_2 256 = 8 \text{ bits} \quad 6.26$$

Considerando linhas e colunas na matriz, a localização da coluna (ou da linha) de um pixel contém a informação

$$\log_2 \frac{1}{p_{\text{col}}} = \log_2 \frac{1}{\frac{1}{16}} = \log_2 2^4 = 4 \text{ bit} \quad 6.27$$

A localização sucessiva numa coluna e numa linha corresponde à informação:

$$4 + 4 = 8 \text{ bit}$$

ou seja à mesma quantidade de informação.

Consideremos mais um caso elucidativo. Qual é a informação contida num pixel de uma matriz de 16×16 , imagem de um objecto uniforme?

São 256 os pixels que vamos numerar de 1 a 256 e escolhamos, por exemplo, a identificação do pixel 226. A maneira de identificar um pixel é dividir sucessivamente em metades grupos, através de uma identificação de presença e respostas sim ou não, começando com o grupo total.

1 2 3 4 5 6 7 8 9...253 254 256

G. total \Rightarrow

1...128	129...256
---------	-----------

1 bit

2ª metade

129...192	193...256
-----------	-----------

1 bit

4° quarto	193...224 225...256	1 bit
.	225...240 241...256	1 bit
.	225...232 233...240	1 bit
.	225...229 230...232	1 bit
.	225...227 228...229	1 bit
.	225...226 227	1 bit
.	225 226	1 bit

São pois necessários 9 bits para identificar o pixel 226. Se actuássemos nos mesmos termos para o pixel 227 seriam necessários 8 bits. Em média são necessários 8,5 bits para identificar qualquer pixel de uma imagem de 16×16 pixels, ou seja, a informação contida num pixel é, em média, 8,5 bits.

Para conjuntos de estruturas, dados e noutras situações a informação pode ser calculada, tal como fizemos para o caso da matriz.

A informação fornecida por um multivibrador bi-estável (flip-flop) é de um bit. A informação na página de um livro situa-se entre 1000 e 5000 bits.

A informação está associada a transportadores. Podem ser impulsos eléctricos, sons, transportadores químicos, etc. A estes transportadores está associada uma eficiência e uma velocidade. A velocidade de transferência de informação é uma quantidade de importância decisiva em alguns processos. Exprime-se em bit/s. Na leitura a velocidade de transferência de informação é de cerca de 50 bit/s. Numa fibra nervosa pode atingir 800 bit/s. O homem recebe do meio que o rodeia cerca de 10^9 bit/s.

Em qualquer dispositivo que use informação há uma entrada, um sistema de processamento e uma saída. Qualquer destes estágios tem caracte-

rísticas e apresenta limitações das quais resulta perda intencional e perda não desejada de informação. Uma fracção considerável da informação que atinge a entrada pode ser redundante ou não pertinente e deve ser eliminada. No caso do homem a informação que o atinge através dos órgãos dos sentidos (10^9 bit/s) é reduzida por um factor de 10^{-2} . O fluxo de informação consciente no córtex cerebral é de cerca de 100 bit/s. Cerca de 10^7 bit/s são utilizadas no controlo automático da locomoção, movimentos, mímica e linguagem.

A entrada num dispositivo de manuseamento de informação é também, muitas vezes, um estágio de avaliação, selecção ou medida, cujas características condicionam o resto do processo. A entrada, na sua versão mais sofisticada, pode ser dividida em transdutor, sistema de pré-processamento e sistema de transferência.

O transdutor transfere a informação de um transportador para outro mais conveniente para o processamento e pode ser um detector de cintilação numa câmara de raios gama que transfere a informação presente nos raios gama provenientes de um paciente para luz das cintilações no cristal, um piezocristal que transfere a informação transportada pelas ondas de pressão em diferenças de potencial ou vice-versa, um relógio electrónico que transforma intervalos de tempo em número de impulsos eléctricos ou ainda um transdutor biológico como o ouvido ou o olho que transformam as respectivas entradas em impulsos nervosos. Os transdutores biológicos reduzem consideravelmente a informação recebida e sujeitam-na a alguma elaboração, não sendo de esperar uma resposta objectiva, aproveitável em termos quantitativos, ou próximo disso, como na maioria dos transdutores não biológicos. Por exemplo, o ouvido responde só num certo intervalo de frequências às vibrações materiais (a que chamamos sons) e com sensibilidades diferentes consoante as frequências. Ocorre pois uma pré-avaliação que produz uma distorção fisiológica adaptada ao processo de audição resultante de uma evolução de milhões de anos.

Quando a pré-avaliação altera consideravelmente a entrada o transdutor é chamado de receptor ou sensor.

Após a recepção é necessário transferir a informação para o sistema de processamento. A velocidade de transmissão da informação tem de ser adequada ao sistema em causa. No sistema nervoso do homem, um axónio mielinizado transfere só cerca de 800 bit/s mas, um nervo, composto por milhares de axónios em paralelo, transfere elevada quantidade de informação.

Em qualquer canal, mesmo sem ter havido processamento e longe do limite de velocidade de transferência de informação, ocorrem perdas de

informação durante a transferência. Deve-se este facto ao aparecimento de ruído, que pode ter origem no sistema ou no exterior. No caso biológico o ruído resulta sobretudo de despolarizações espontâneas nas membranas celulares, interferências com outros canais, resíduos de descargas anteriores, ruído térmico, etc.

Uma maneira de serem atenuados os efeitos do ruído é através da redundância. Esta consiste em o transdutor adicionar informação capaz de preservar o conteúdo da mensagem a transmitir.

Nos vários sistemas digitais de imagem existe uma sequência de estágios em série e ocorre perda de informação com o aumento do número de funções de transferência. Cada estágio tem uma função de resposta que produz degradação da informação. Na Fig. 6.48 a) encontra-se um sistema digital com tubo intensificador de imagem e câmara analógica. A percentagem da informação de contraste transmitida é indicada nos sucessivos estágios. Só 37% da informação inicial é transferida. Na Fig. 6.48 b) encontra-se a série de eventos que ocorre num sistema digital com detector do estado sólido. Neste caso a informação transferida situa-se entre 60 e 70 %, dependendo do detector.

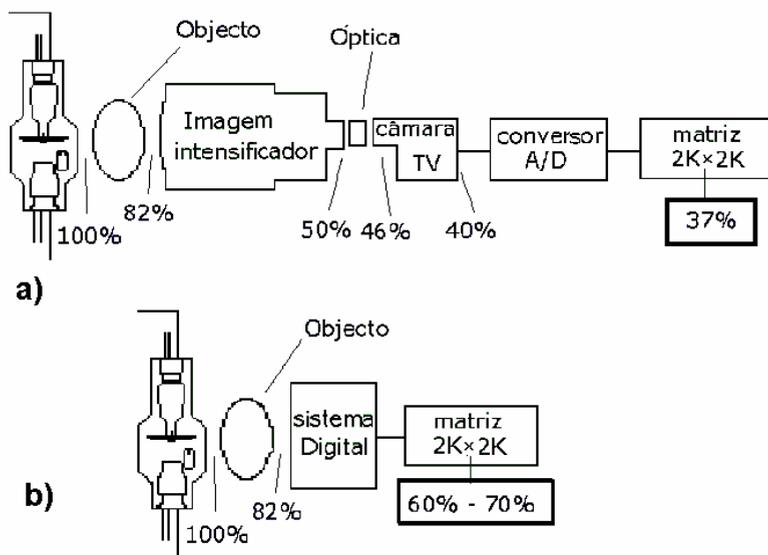


Fig. 6.48 – Número de funções de transferência no caso de a) um sistema digital com tubo intensificador de imagem e câmara analógica, e b) um sistema digital com detector do estado sólido.

APÊNDICE 6.2

Características dos sistemas de televisão

A imagem num ecrã de televisão é constituída por um conjunto de linhas horizontais, que contêm informação em termos de nível de cinzento ou de cor, separadas por linhas sem qualquer informação.

Esta configuração resulta do varrimento efectuado por um fino feixe de electrões que se projecta como um ponto e se desloca sobre um ecrã que é também um eléctrodo com propriedades especiais. O varrimento consiste na decomposição, ou na reconstrução da imagem, linha a linha, de um lado ao outro e de alto abaixo. Nos extremos da cadeia de acontecimentos que ocorre nos sistemas de TV, desde a detecção até à reprodução, incluindo a transmissão à distância ou em circuito fechado, é executado varrimento com feixes de electrões, em condições semelhantes, na análise e síntese, linha a linha, das imagens. Nos sistemas mais modernos, utilizando detectores de semiconductor, o varrimento não é feito com um feixe de electrões mas através de um circuito digital de leitura.

Na Fig. 6.49, h e w são respectivamente a altura e largura da imagem num ecrã de um monitor de televisão.

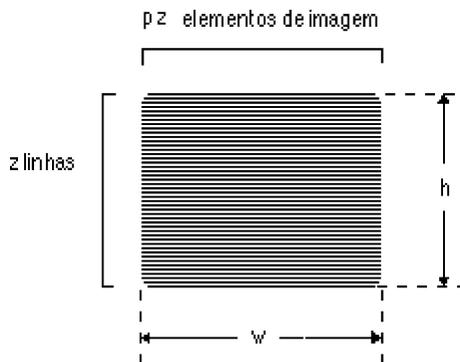


Fig. 6.49 – Elementos de uma imagem vídeo.

A relação

$$p = \frac{w}{h} \quad 6.28$$

é chamada de relação de aspecto da imagem.

Num circuito fechado de televisão, ou seja, quando não há transmissão de informação pelo espaço, como é, em geral, o caso que nos interessa e numa descrição muito simplificada, podemos restringir as principais funções do processo aos papéis dos tubos de detecção e de visualização e aos circuitos a eles associados.

Existem diversos tipos de tubos de detecção. Na Fig. 6.50 encontra-se um esquema de um vidicon que é o tubo mais utilizado nas câmaras de vídeo utilizando fotoconductores.

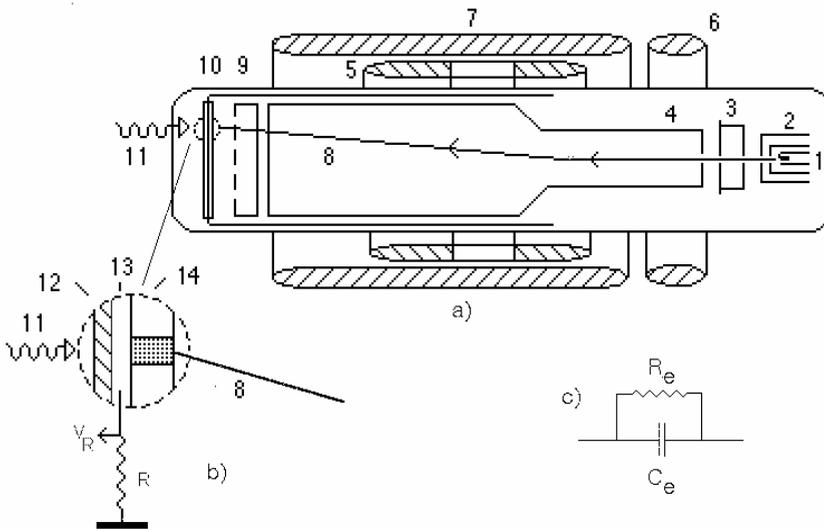


Fig. 6.50 - a) - Representação esquemática de um vidicon: 1-Filamento; 2-Primeira grelha; 3-Segunda grelha; 4-Eléctrodo cilíndrico; 5-Bobina de deflexão; 6-Bobina de correcção; 7-Bobina de focagem; 8-Feixe de electrões de varrimento; 9-Grelha de equalização; 10-Eléctrodo de detecção. b) Pormenor de a) - ampliação do pequeno círculo no extremo do feixe de varrimento (8) mostrando detalhe do processo de detecção: 11-Fotões luminosos; 12-Vidro; 13-Camada condutora e transparente de Al_2O_3 ; 14-Eléctrodo fotoconductor. c) Circuito equivalente de um elemento da imagem.

Este dispositivo utiliza as propriedades fotocondutoras de um eléctrodo de trissulfureto de antimónio (Sb_2S_3) ou selénio (Se). A imagem luminosa proveniente do ecrã de visualização do tubo intensificador de imagem é dirigida através de um sistema óptico e focada sobre o eléctrodo fotoconductor do vidicon, depois de atravessar o vidro da lâmpada e uma camada condutora transparente de Al_2O_3 .

O eléctrodo fotocondutor torna-se tanto mais condutor quanto maior for a intensidade luminosa que sobre ele incide de modo que a imagem, neste eléctrodo, é equivalente à imagem primária dos raios X modulada em valores de condutância local.

Consideremos a Fig. 6.50 a). O filamento aquecido (1) emite electrões cuja corrente é controlada pela 1ª grelha (2). A 2ª grelha (3) acelera os electrões e concentra-os num fino feixe (8) que penetra no eléctrodo cilíndrico. Sob a acção do campo eléctrico deste eléctrodo e do campo magnético axial produzido pela bobina de focagem (7), o feixe de electrões é focado sobre o eléctrodo fotocondutor (14), do lado do interior da lâmpada (Fig. 6.50 b).

Para uma particular posição do feixe, o elemento de imagem por este definido sobre o eléctrodo fotocondutor pode considerar-se equivalente, em termos eléctricos, ao circuito da Fig. 6.50 c), onde C_e é a capacidade do elemento associada em paralelo a R_e , a resistência do elemento, dependente da luminância local.

O feixe de electrões cujas bobinas de deflexão (5) obrigam a executar o varrimento do eléctrodo fotocondutor irá carregar a capacidade C_e . Se não incidir luz no eléctrodo fotocondutor este é mau condutor e, entre dois varrimentos sucessivos a capacidade C_e , descarrega muito pouco. A pequena carga que o feixe de electrões irá ceder para carregar de novo C_e corresponde a corrente residual através da resistência R . Quando luz incide sobre o eléctrodo as capacidades tendem a descarregar e a carga que perdem é proporcional à iluminância a incidir no elemento. Assim, a corrente eléctrica através da resistência R (ou a diferença de potencial V_R), resultante da recarga das capacidades dos elementos pelo feixe de electrões, é tanto maior quanto maior for a iluminação local.

O sinal V_R varia à medida que o feixe se desloca ao longo da linha sendo assim função da posição dos pontos na imagem e do tempo.

O sinal V_R vai ser utilizado para reconstruir a imagem no monitor de visualização (Fig. 6.52).

Num outro tubo para câmara de televisão, o plumbicon, o eléctrodo de detecção é de monóxido de chumbo (Fig. 6.51). Sobre este eléctrodo é produzida uma junção P-N de tal modo que cada elemento de imagem se comporta como um fotodíodo. A estrutura dos restantes eléctrodos é semelhante à do vidicon.

Este dispositivo tem vantagens sobre o vidicon pois apresenta uma muito menor corrente residual já que, na ausência de luz, os fotodíodos estão polarizados inversamente só permitindo uma mínima corrente inversa através da resistência R .

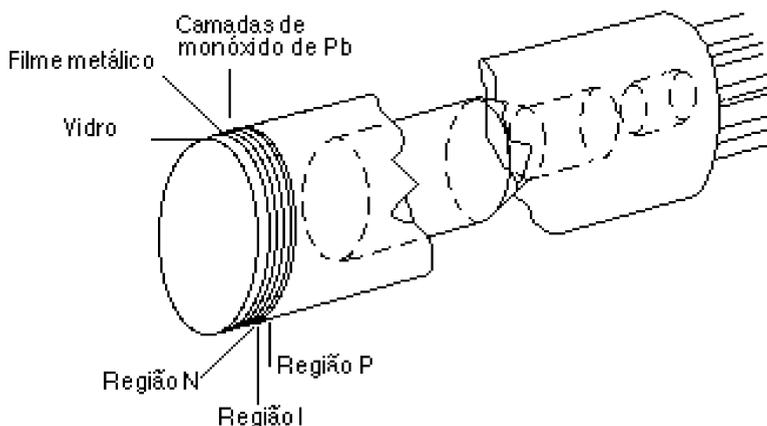


Fig. 6.51 – Esquema de um plumbicon (sem as bobinas de focagem e deflectora).

Por outro lado, a resposta do plumbicon é muito mais rápida do que a do vidicon já que a constante de tempo para a carga dos capacitores, neste último, é bastante superior à que corresponde às mudanças de polarização nos fotodíodos. Nas sequências rápidas o vidicon deixa rasto o que não sucede com o plumbicon. As características do plumbicon tornam-no o mais conveniente para aplicações como angiografia cardíaca onde é importante a resolução temporal.

O saticom é um outro tubo que utiliza uma mistura de α -Se, As e Te e apresenta elevada linearidade na curva de resposta à intensidade luminosa.

Num tubo de TV (cinescópico) a informação (sinal V_R , Fig. 6.52) é transmitida ao monitor de modo perfeitamente sincronizado, cada linha no eléctrodo detector do vidicon corresponde a uma linha do ecrã do cinescópico, cada variação de condutância num ponto do primeiro corresponde a uma variação de intensidade do feixe no segundo. As variações de intensidade no feixe de electrões do cinescópico originam tons de cinzento diferentes, tanto mais claros quanto maior a intensidade.

O sinal que modula a intensidade e posição do feixe de electrões, recebido pelo cinescópico, contém, além da informação de intensidade, os sinais de sincronismo para a linha e para o quadro («frame») e os sinais de extinção. Os segundos garantem o perfeito sincronismo na transcrição das linhas e quadros e os últimos reduzem a zero a intensidade do feixe durante os retornos. Na Fig. 6.52 observa-se um esquema de um cinescópico com um pormenor do sistema de focagem e deflexão.

Como consequência do facto das imagens serem decompostas em linhas na detecção e na reprodução da imagem, é costume considerarem-se em TV duas resoluções espaciais, uma vertical e outra horizontal. Os factores que afectam a reprodução do detalhe segundo a horizontal, ao longo das linhas, são diferentes dos factores que afectam a reprodução do detalhe segundo a vertical. A resolução horizontal é sobretudo dependente da largura de banda do sinal utilizado e da chamada distorção de abertura, resultante das dimensões do feixe de electrões. A resolução vertical é praticamente independente da largura de banda mas depende do número de linhas por quadro e dos parâmetros do varrimento interlaçado.

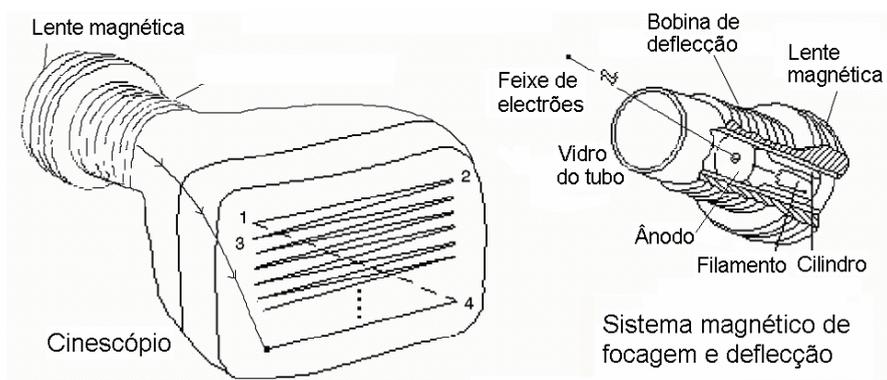


Fig. 6.52 – Cinescópio ou tubo onde a imagem de televisão é observada. Um detalhe sobre o sistema de focagem (electromagnética) e deflexão é representado à direita.

Na imagem de TV convém não haver diferenças, detectáveis pelo observador, entre as resoluções horizontal e vertical.

Numa linha, pode considerar-se um elemento de informação, um «ponto» negro (com as dimensões da projecção do feixe), seguido de um espaço branco.

Supondo que a distância mínima entre dois elementos da imagem, numa linha, iguala a distância entre linhas, o número total de elementos de informação N , numa imagem de TV, em condições ideais, inatingíveis na prática, é o produto.

$$N = pZ \times Z = p Z^2 \quad 6.29$$

onde p é a relação de aspecto da imagem e Z o número de linhas.

Se forem apresentadas f_v imagens por segundo, a resposta de frequência necessária para manejar esta informação é

$$F = p Z^2 f_v \quad 6.30$$

O valor de N da Eq. 6.29, sem qualquer correcção, não é realista. Perdem-se elementos de informação no retorno, ou retraço horizontal (regresso do feixe ao início de uma linha após ter sido atingido o fim da linha anterior) e perdem-se elementos de imagens no retorno vertical, ou seja, no regresso do feixe de electrões ao início da primeira linha após o fim da última ter sido atingido. A relação de retorno é a relação entre o tempo de retraço e o tempo de varrimento. No caso da relação de retorno horizontal ρ_h o tempo de varrimento é o da linha, no caso da relação de retorno vertical ρ_v é o tempo de varrimento do quadro. Os tempos de transferência da informação devem ser corrigidos pelos factores $(1 - \rho_h)$ e $(1 - \rho_v)$ pelo que o número de elementos de imagem da Eq. 6.39 vem corrigido de acordo com a equação:

$$N_c = p Z^2 (1 - \rho_h)(1 - \rho_v) = N (1 - \rho_h)(1 - \rho_v) \quad 6.31$$

Para uma relação de aspecto de 1,33 com 625 linhas e valores de $(1 - \rho_h)$ e $(1 - \rho_v)$ respectivamente de 0,8 e 0,92 o valor de N é 382375.

Em televisão como o débito de informação é muito grande a banda passante pode ser um factor de limitação.

A banda passante de um sistema de transmissão pode definir-se a partir da curva de resposta de frequência: é o domínio de frequências onde o sistema responde com uma atenuação de amplitude inferior a $1/\sqrt{2}$ (3 decibéis) em relação ao sinal de entrada.

Em televisão, na Europa, são executados 50 varrimentos por segundo, 25 de linhas impares e 25 de linhas pares, conhecidos por varrimentos entrelaçados, que correspondem à transmissão de 25 quadros completos naquele intervalo de tempo. Esta estratégia elimina a intermitência da imagem que ocorreria se 25 imagens completas por segundo fossem transmitidas e evita os problemas associados à grande largura de banda necessária para a transmissão de 50 imagens por segundo.

A obtenção de alta resolução no varrimento de televisão obriga a uma extensão da largura de banda de vídeo como será demonstrado mais tarde.

Pela Eq. 6.30, sendo transferidas 25 imagens por segundo com o valor de $N_c = 382375$ que encontramos acima, vem $F = 9,6$ MHz.

Quando uma imagem radiológica é formada num intensificador de imagem e recebida por um circuito de televisão as características técnicas

destes dispositivos impõem restrições na informação, em particular, na resolução espacial da imagem.

A resolução vertical R_v não é igual ao número de linhas de varrimento horizontal, N . Durante a mudança de quadro há uma perda de cerca de 5%, correspondente à relação de retorno vertical, de modo que um factor de correcção de 0,95 é geralmente aceite.

Por outro lado, o ponto ou cursor de varrimento resultante do impacto do feixe de electrões no ecrã, tem dimensões finitas, o que origina perda de resolução espacial. É considerado razoável utilizar um factor de correcção devido à espessura do varrimento de linha de 0,76. Para um número N de linhas a resolução vertical é então

$$R_v = 0,95 \times 0,75 \times N \quad 6.32$$

O produto destes factores de correcção é cerca de 0,7 e é por vezes chamado de factor de Kell. A Eq. 6.32 diz que para se ter uma resolução de 70 linhas, num dado comprimento, é necessário fazer um varrimento de 100 linhas. Supondo um sistema de televisão de 525 linhas que apresenta 490 linhas activas/matriz a resolução vertical é $R_v = 490 \times 0,7 = 343$ linhas.

A resolução horizontal está relacionada com o número de elementos de resolução por linha e depende do tempo de apresentação t de cada linha horizontal (tempo de linha) e da frequência f_v , ou seja, a maior frequência de modulação do sinal que pode ser transmitida da câmara ao monitor sem distorção.

Se não houvesse retorno horizontal este tempo seria igual ao inverso da frequência de linha ($t=1/f_l$), que pode obter-se pelo produto do número de imagens completas de televisão por segundo, pelo o número de linhas de varrimento por quadro. Quando se toma em consideração uma extinção horizontal de 18 % o tempo de linha deve ser corrigido por um factor de extinção horizontal de 0,82.

Se a frequência vídeo máxima é f_v , a resolução horizontal é

$$\begin{aligned} R_h &= 2 \times f_v \times t \times 0,82 \\ &= \frac{1,64 \times f_v}{f_l} \quad 6.33 \end{aligned}$$

Mantendo o número de quadros por segundo o aumento das resoluções vertical e horizontal obriga a grandes aumentos da largura de banda do sistema.

O número de linhas de varrimento utilizado na câmara de TV e monitor é fundamental para a resolução de um sistema de fluorografia. Além disso, é importante analisar como são afectados outros parâmetros do sistema ao procurar melhorar-se a resolução.

Em geral os sistema de televisão da radiologia digital apresentam uma imagem no monitor que tem as mesmas dimensões do que a imagem à entrada no intensificador, ou seja 250 mm de diâmetro. Para um sistema de 625 linhas, a máxima resolução segundo a vertical é, portanto, um pouco melhor do que 2 linhas/mm. Se, além disso, o sistema tem uma largura de banda até 10 MHz, então a resolução segundo a horizontal para 25 quadros por segundo é dada por

$$\frac{10^7}{25 \times 625 \times 250} = 2,56 \text{ ciclos/mm}$$

A máxima resolução de um intensificador de imagem típico de ZnS é da ordem das 2 linhas/mm, no centro, pelo que este resultado demonstra que o sistema de televisão de 625 linhas é capaz de utilizar a máxima resolução do intensificador de imagem típico.

Esta resolução não é porém já suficiente para as novas gerações de intensificadores de imagem, como se conclui da Fig. 6.53. Nesta figura consideramos as funções de transferência de modulação de componentes de um sistema de fluorografia.

Para um foco com diâmetro 1 mm e uma relação entre as distâncias foco-filme e objecto-filme de 10 corresponde uma distância de resolução geométrica de 0,1 mm, pelo que cerca de 8 linhas/mm seriam distinguidas se fosse esta a única causa de degradação, como se observa pela FTM (curva I).

A curva II é a FTM de um intensificador de imagem das gerações recentes, capazes de resolver mais de 3 linhas/mm.

A curva III é a FTM de um intensificador de imagem de ZnS.

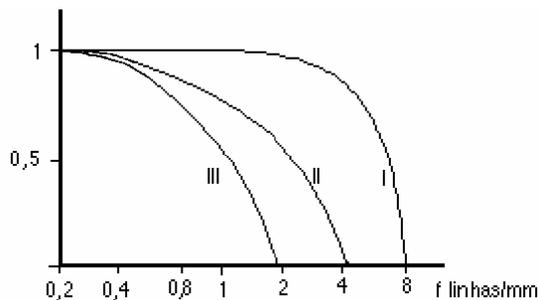


Fig. 6.53 – Funções de transferência de modulação geométrica para - (I) Sistema de raios X com foco de 1 mm e relação distância foco-filme/distância objecto-filme 10. (II) Intensificador de 25 cm /1000 linhas. (III) intensificador de imagem de ZnS.

Um outro aspecto importante é o mapeamento no ecrã do monitor. Este mapeamento relaciona as dimensões do campo da imagem primária com as dimensões da matriz de visualização. Se o campo da imagem aumentar é necessário aumentar o número de elementos da matriz para ser mantida a resolução espacial e não ser aumentado o ruído na saída de vídeo. No caso de se aumentar a matriz de visualização, mantendo-se as dimensões do campo da imagem primária, para se beneficiar inteiramente deste aumento, é necessário alargar a banda de vídeo.

O gráfico da Fig. 6.54 relaciona o lado do pixel, em mm, com o número de elementos da matriz, tendo como parâmetro o lado do campo de visão suposto quadrado (em cm).

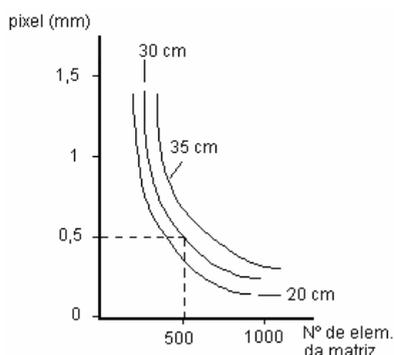


Fig. 6.54 – Relação existente entre o lado do pixel (mm) e o número de elementos da matriz e tendo como parâmetro as dimensões de vários campos.

Por exemplo, para um campo quadrado de 30 cm de largura, para se ter uma resolução espacial de 1mm, é necessário ter uma matriz de cerca de 500 elementos. Para isso, contando com todos os factores seria necessário um monitor TV com 625 linhas para se atingir esta distância de resolução.

São desejáveis matrizes de visualização capazes de aproveitarem a resolução máxima do sistema. Formatos de 1024×1024 e 1280×1024 são comuns nos monitores de computadores.

A obtenção de alta resolução num sistema de televisão obriga a um alargamento da largura de banda de vídeo.

Alguns dos factores limitativos das possibilidades oferecidas por esta técnica já foram referidos.

A resolução do conjunto amplificador de imagem/cadeia de TV deve ser de, pelo menos, 0,8 lp/mm para um campo de 30×35 cm determinada pelo uso de um objecto específico de ensaio. Para campos de 23 ×25 cm e 15×18 cm, estes valores são de 1,0 e 1,4 lp/mm respectivamente. Para uma imagem «spot», a resolução deve ser de, pelo menos, 2,0 lp/mm.

APÊNDICE 6.3

Representação de funções

Quando duas variáveis estão relacionadas de tal modo que o valor de uma é conhecido quando se dá um valor à segunda, diz-se que a primeira é uma função da segunda. Escrever a equação

$$z = f(t) \qquad 6.34$$

é representar analiticamente uma relação funcional entre **z** (função ou variável dependente) e **t** (variável independente ou argumento). Neste caso **z**, pode traduzir uma propriedade, função da variável **t**, por exemplo o tempo. Trata-se aqui de uma função de uma só variável.

Uma função pode ser representada: na forma analítica, na forma gráfica ou por enumeração, Fig. 6.56. Na forma analítica é dada uma expressão matemática que traduz a relação entre as variáveis. Esta forma é aquela que permite conhecer com maior detalhe a função pois, não são impostos quaisquer limites quanto a número de pontos, intervalos de variação ou outros, contudo, só um número limitado das relações entre variáveis tem, de facto, expressão matemática manuseável.

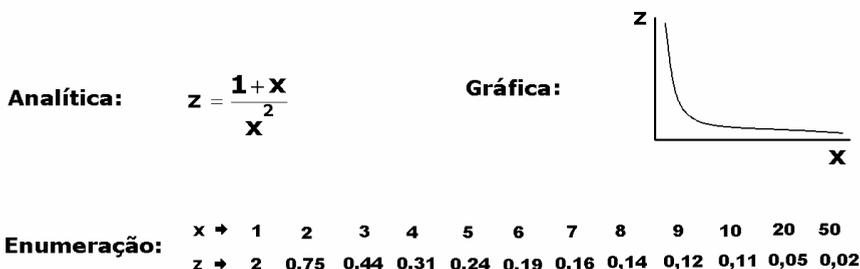


Fig. 6.55 – Formas de representação de uma função.

Deste modo a representação analítica é a preferível mas a maioria das funções ou não podem ser representadas analiticamente ou não o são de modo prático. Na forma gráfica, é representada uma curva que satisfaz os va-

lores da função. Só é possível representar um intervalo limitado dos valores do campo de existência da função e, por outro lado, é difícil lerem-se, com precisão, os valores das variáveis. Assim a representação gráfica tem as vantagens de só poder traduzir uma porção limitada do campo de existência das funções e tornar difícil o conhecimento dos valores exactos das funções.

Na forma enumerada são dados os valores da função para uma sequência de valores da variável independente. Nesta forma ocorre além da limitação da forma gráfica, quanto à dimensão do intervalo de valores, outra que reside no facto de só se conhecerem valores discretos da função, determinados pela sequência escolhida para a variável independente. A representação por enumeração além de só traduzir uma porção limitada do campo de existência das funções só permite conhecer a função para valores discretos da variável independente.

A representação gráfica de uma função, por sua vez, pode ser feita de 3 formas distintas: contínua, discreta e digital.

Na forma gráfica contínua a função e a variável independente podem assumir todos os valores reais, de forma contínua no intervalo disponível para a representação. Na representação discreta a função pode assumir todos os valores reais, de forma contínua, mas só é definida para valores discretos da variável independente (Fig. 6.56).

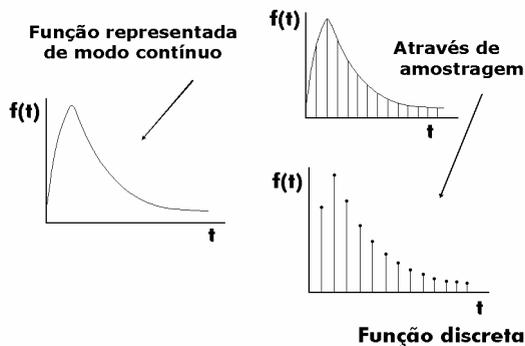


Fig.6.56 – A amostragem permite obter a função na representação discreta.

Na representação digital tanto a função como a variável independente só assumem valores discretos, Fig. 6.57.

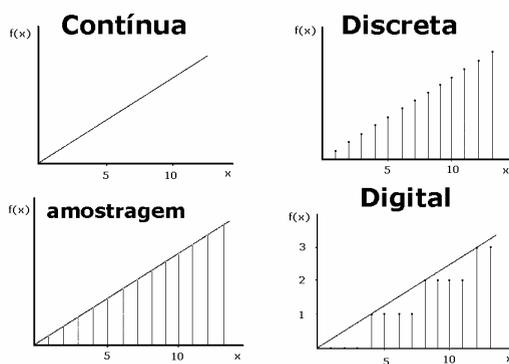


Fig. 6.57 – Na representação digital a função e a variável independente só assumem valores discretos.

A Fig. 6.58 mostra a conversão em digital de uma tensão eléctrica linear função do tempo que, na sua representação gráfica contínua (forma analógica) se encontra na Fig. 6.58 a).

Os valores digitalizados da tensão, (em escala binária) para duas precisões diferentes encontram-se na Fig. 58.b).

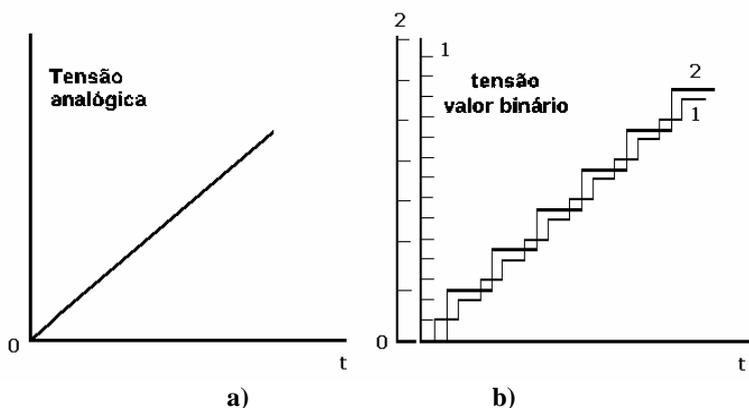


Fig. 6.58 – Mostra-se a conversão digital de uma tensão eléctrica linear função do tempo, na sua representação gráfica contínua (forma analógica, Fig. 6.58 a)). Os valores digitalizados da tensão, (em escala binária) para duas precisões diferentes encontram-se na Fig. 6.58 b)).

Na representação por enumeração as funções são, em geral, apresentadas em forma discreta.

APÊNDICE 6.4

Tecnologia dos transístores de filme fino

Diferente da estrutura do silício cristalino (c-Si), mas semelhante aos vidros, o silício amorfo (a-Si), é um material onde os átomos de silício não se encontram regularmente dispostos numa estrutura ordenada. A perda de estrutura regular dá origem a defeitos tais como ligações soltas (livres) e ligações Si-Si distorcidas (quer nos comprimentos quer nos ângulos), Fig. 6.59.

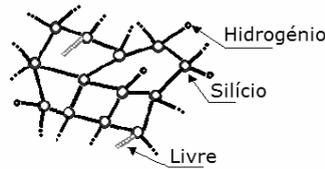


Fig. 6.59 – A perda de estrutura ordenada no a-Si dá origem a defeitos tais como ligações livres e ligações distorcidas entre os átomos de Si.

O a-Si comporta-se, no entanto, como um semiconductor, onde os defeitos geram níveis de energia na banda proibida onde é possível electrões se recombinarem com lacunas, o que diminui a carga eléctrica disponível e a intensidade de corrente no material.

A tecnologia do silício amorfo (a-Si) desenvolveu circuitos como os indicados na Fig. 6.60, que vieram permitir obter sistemas de imagem fiáveis e de grande área com aplicação em diversos sectores.

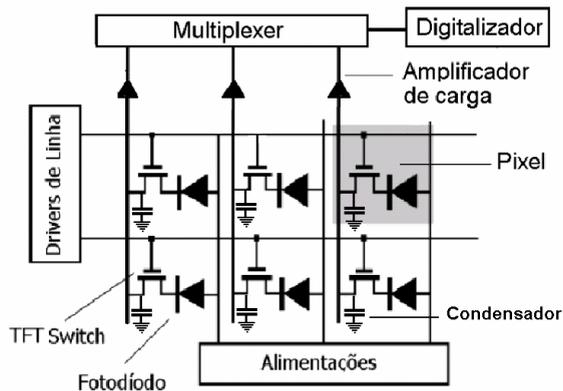


Fig. 6.60 – Diagrama do circuito de uma matriz de sensores de a-Si.

A imagem de carga eléctrica, colectada nos pequenos eléctrodos de cada pixel é lida, uma linha de cada vez pelos TFTs. A velocidade de leitura permite a observação em tempo real (30 matrizes/s).

No circuito da Fig. 6.60 durante a operação, os fotodíodos estão polarizados inversamente por uma tensão externa aplicada a todos em simultâneo. Enquanto os interruptores («switches») TFT estão sem conduzir, a carga produzida pela luz proveniente dos cintiladores acumula-se em capacidades associadas aos fotodíodos. Quando se pretende fazer a leitura, uma linha de elementos é polarizada de modo a tornar condutores os interruptores da linha. As cargas de todos os condensadores dos fotodíodos na linha seleccionada deslocam-se, em simultâneo, para o exterior através de todas as linhas de dados. Nas matrizes de grandes dimensões, intervêm alguns milhares de sinais que devem ser lidos todos em simultâneo.

Foram desenvolvidos circuitos de baixo ruído capazes de processar esta carga de modo a permitir o funcionamento de painéis de a-Si.

APÊNDICE 6.5

Convolução discreta

Já vimos que considerando duas funções reais de variáveis reais $f(t)$ e $h(t)$ contínuas, a convolução, ou produto de convolução destas duas funções, é dada pelo integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(t - t') h(t') dt' \quad 6.35$$

ou

$$g(t) = f(t) * h(t) \quad 6.36$$

A variável t' é uma variável fictícia, auxiliar no cálculo.

Quando as funções são conhecidas unicamente na forma amostrada a Eq. 6.35 tem de ser expressa na forma de somatório. Assim, o produto de convolução de duas funções amostradas $h(k)$ e $C_a(k)$ é

$$C_o(t) = \sum_{k=1}^t h(t+1-k)C_a(k) \quad 6.37$$

onde k assume apenas valores inteiros para valores inteiros de t .

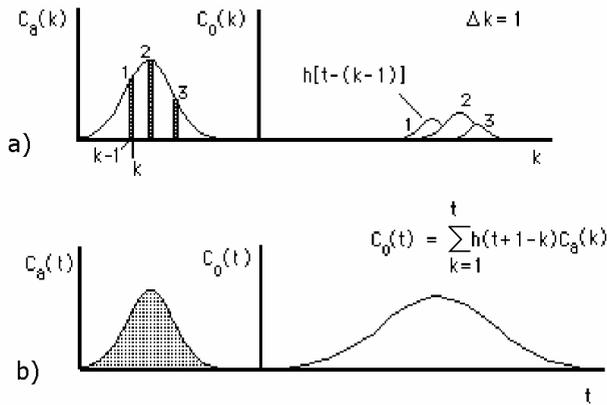


Fig. 6.61 - a) – A função de entrada é decomposta numa sequência de funções delta deslocadas no tempo e constituídas por pequenos rectângulos com área que iguala numericamente o valor médio da ordenada. A cada uma destas funções corresponde uma saída como se mostra em a) 1, 2 e 3. b) A soma de todas as funções delta à entrada dá $C_a(t)$ e de todas as saídas $C_o(t)$.

Na Fig. 6.61 a) a função de entrada é decomposta numa sequência de funções delta deslocadas no tempo e com área que iguala o correspondente valor da ordenada. A cada uma destas funções corresponde uma saída como se mostra em a) 1, 2 e 3.

Por exemplo:

$$C_o(t) = h(1) C_a(1)$$

$$C_o(2) = h(2) C_a(1) + h(1) C_a(2) \quad 6.38$$

.....

$$C_o(t) = h(t) C_a(1) + h(t-1) C_a(2) + \dots + h(1) C_a(t)$$

Ou seja, temos um sistema de t equações lineares simultâneas cuja solução nos traz t valores para h .

APÊNDICE 6.6

Sensibilidade de contraste

O gráfico do log dos valores de $(\Delta B_{\min})/B$ vs. log do brilho de base B , tem a forma geral da Fig. 6.62 a). Observamos elevados valores de log δ

para baixos níveis de $\log B$, significando que a discriminação de brilho é pobre para baixas luminâncias de base. O valor de δ aumentando substancialmente com o aumento de B . No caso das condições de observação do filme radiológico δ situa-se à volta de 3 %, como se observa, em escala linear, na Fig. 6.62 b).

O fluxo total de informação gerado na retina é demasiado grande para ser processado pelo cérebro. Redes neuronais especializadas detectam características locais da imagem e enviam a informação para o cérebro que usa estes dados para reconstruir aquilo que vemos. Como o cérebro recebe um sumário das relações locais, por vezes, falha na reconstrução das relações globais das imagens.

Objectos idênticos em partes diferentes de uma mesma imagem podem parecer diferentes porque as suas relações com os objectos próximos são diferentes.

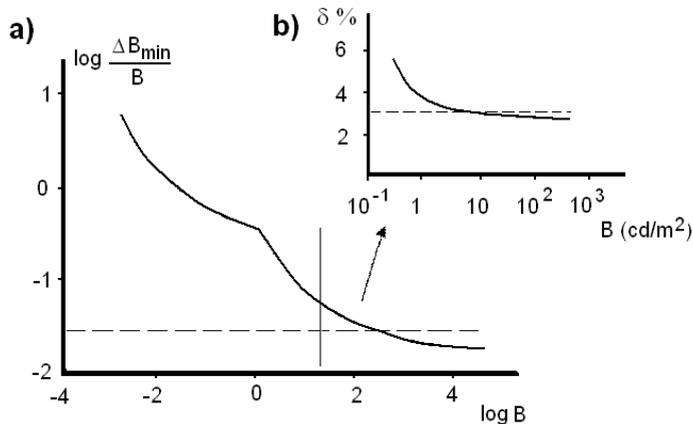


Fig. 6.62 – a) Logaritmo da relação $(\Delta B_{\min})/B$ vs. logaritmo de B ; b) Sensibilidade de contraste vs. luminância.

Experiências efectuadas nos anos quarenta mostraram que ocorre processamento de imagem, de nível baixo, no nosso sistema visual. Sabe-se que existem conexões neuronais na retina que inibem a produção de impulsos quando ocorre a incidência de uma grande iluminação, numa dada região, ou quando ocorrem grandes variações de iluminação em regiões contíguas.

Na última situação o processo é idêntico à «inibição lateral» utilizada na gestão de matrizes de detectores que consiste na inibição dos detectores vizinhos ao detector estimulado.

No caso da retina o aumento da iluminação numa região diminui o sinal dirigido ao cérebro, proveniente das regiões vizinhas. As células da retina respondem à luz enviando sinais que impedem as células vizinhas de se excitarem. As células na separação entre as regiões iluminadas e não iluminadas recebem sinais de inibição de um único lado, deste modo têm maior probabilidade de serem activadas do que as suas vizinhas dentro da região iluminada. Se ocorrer aumento da iluminação global a inibição lateral é generalizada e o sinal que é dirigido para o cérebro minimizado.

Como consequência da inibição lateral o processamento efectuado na retina pode originar bandas de densidade anormal, que se distinguem nas separações entre áreas adjacentes de densidades homogéneas diferentes, que são chamadas bandas de Mach.

A Fig. 6.63 mostra, para dois casos designados por a) e b), respectivamente: 1 – a variação de luminância que atinge o olho humano (imagem real) em função da distância x ; 2 – a variação da sensação produzida em função da distância, para as zonas entre circunferências em 1 e 3 – a imagem impressa de acordo com 1 e vista de acordo com 2.

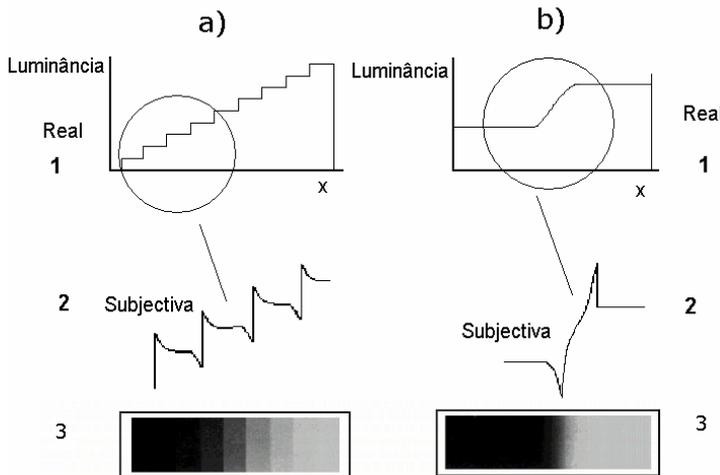


Fig. 6.63 – Luminância real (1) e subjectivo (2) para as duas situações a) e b). 3 - imagem impressa de acordo com (1). A percepção do brilho não depende somente da intensidade da fonte.

Se a imagem real na retina é 1 (em a) ou b)) esta produz a resposta subjectiva 2. Embora a luminância física seja constante entre variações bruscas, constituindo degraus, considerando o aumento de x , a visão humana

percebe subidas bruscas de luminância seguidas de patamar e depois de descidas bruscas.

As células que recebem luz nas linhas de descontinuidade respondem mais do que as células na zona de luminância física constante. Imediatamente antes dos bordos, não há resposta celular produzindo-se uma linha escura a que segue uma linha clara.

O efeito descrito é um processo de realce de contornos que pode ser prejudicial na observação de radiografias já que pode originar perda de pequenos detalhes.

APÊNDICE 6.7

Conversão analógico-digital

Os parâmetros com maior interesse num conversor analógico-digital (CAD) são as linearidades (diferencial e integral), o tempo de conversão e o número de níveis que o conversor é capaz de resolver. As primeiras quantificam a correspondência entre a tensão analógica de entrada e o valor digital convertido a nível local e global, respectivamente. O segundo indica a rapidez de resposta do conversor. O último é determinado pelo número de bits do CAD e deve ser estabelecido em função de duas quantidades: a dinâmica do sinal a digitalizar e o ruído.

A dinâmica do sinal é função do objecto ou, se quisermos, da região anatómica que corresponde à imagem. O ruído depende da exposição e da electrónica associada ao sistema de vídeo.

Consideremos a diferença entre dois níveis de sinal a corresponder ao valor do ruído, ou seja ao desvio padrão do número de fotões na imagem primária. Para uma dose no paciente de 100 mR (cerca de 10^5 fotões emergentes por mm^2), supondo «pixels» com $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ de área, o número de fotões por pixel é $2,5 \times 10^4$ e o desvio padrão relativo é $\sigma_r = \frac{1}{\sqrt{2,5 \times 10^4}}$.

Supondo, finalmente uma gama dinâmica máxima de 30, para o sinal, o número de níveis necessários para traduzir com fidelidade as variações a nível do pixel é, (supondo amplificação logarítmica):

$$N_n = \frac{\ln 30}{\sigma_r} = 538$$

Nestas condições o número de bits do CAD devia ser 10, correspondendo a 1024 níveis pois, com 9 bits só seriam resolvidos 512 níveis. Aliás, sistemas com um número útil de 10 bits são os normalmente utilizados em radiologia digital.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • VII



MAMOGRAFIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

A prática e estudos dedicados mostram que a detecção precoce pode diminuir substancialmente a mortalidade devido a cancro da mama.

Os sistemas de imagem para o estudo da patologia da mama devem detectar alterações mínimas do parâmetro em estudo, para as patologias com interesse no tecido mamário, e a sua transferência para a imagem deve ser linear. Supõe-se que o método visualize massas muito pequenas de tecido com características peculiares e que, adicionalmente, seja inócuo.

Importantes e recentes avanços na área da mamografia com filme+ecrã intensificador (Fig. 7.1) levaram a um aumento na sensibilidade, resolução espacial, selectividade e diminuição da dose. Graças aos avanços conseguidos, a dose de radiação não é hoje considerada um factor limitativo na utilização da técnica, como foi no passado. O risco associado ao uso dos sistemas de mamografia modernos é suposto ser, de longe, compensado pelos benefícios da detecção precoce de cancro.

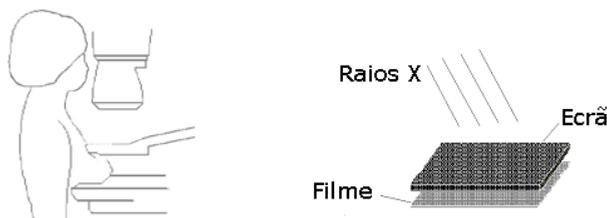


Fig. 7.1 – A mamografia com filme+ecrã é, ainda, o método mais usado na triagem e diagnóstico de tumores mamários. Utiliza um único ecrã do lado do filme que recebe os raios X.

A mamografia com filme+ecrã apresenta, todavia, uma incidência elevada de falsos positivos e há o reconhecimento das suas insuficiências em algumas situações específicas.

A mamografia requer simultaneamente uma baixa dose no tecido irradiado, grande contraste e grande resolução espacial. De facto, é já exigível a detecção de contrastes inferiores a 1%, distâncias de resolução da ordem de (ou menores que) 100 μm e doses efectivas para exames com duas exposições em cada seio da ordem de 0,16 mGy.

Há dois tipos básicos de mamografia: o de triagem e o de diagnóstico. O primeiro é usado em mulheres sem queixas nem sintomas de cancro da mama. A sua finalidade é identificar anormalidades antes de estas serem detectáveis através do auto exame ou de outros meios de estudo do seio.

II. SITUAÇÃO PRESENTE

A mamografia com filme+ecrã (Fig. 7.1) é ainda, de longe, a técnica de senologia mais utilizada e eficaz, para triagem e também para diagnóstico, do cancro da mama. A tecnologia permitiu uma diminuição drástica na dose efectiva de raios X nos doentes, baixando a relação risco/benefício. É custo eficaz e pode ser realizada de uma maneira padrão em grupos grandes de mulheres. O êxito da mamografia depende, como veremos, de um conjunto de factores, a serem considerados em simultâneo, para criar condições que permitam uma elevada absorção diferencial nos tecidos moles, com baixa dose e que são: o posicionamento da doente, a imobilização e compressão, os parâmetros da ampola (KV e mAs), o ânodo, a filtragem, o conjunto ecrã + filme, a medição da exposição (CAE), a revelação e a observação.

Um número grande de técnicas foi já utilizado no estudo da morfologia da mama. Presentemente, alguns destes métodos não são, ou são só, esporadicamente empregues em senologia. Por exemplo, a mastografia gasosa, os métodos de exploração vascular arteriográfica, nomeadamente sob a forma de angiografia digital, de linfangioadenografia e de flebografia mamária, são consideradas de menor interesse em senologia. Também a tomografia axial computadorizada, a termografia, a xerografia, e a diafanografia são considerados, em geral, de reduzido valor, não fazendo parte dos esquemas usuais de estudo mamário pela imagem. A cintigrafia convencional e com positrões bem como a ressonância magnética nuclear são técnicas nas quais se depositam esperanças mas, a sua aplicação nesta área, encontra-se ainda em fase de avaliação.

Os métodos presentes de maior interesse são a mamografia, seja na modalidade filme+ecrã intensificador, seja da moderna radiologia digital, a ultrassonografia e, em menor escala, a galactografia. Embora o filme+ecrã intensificador seja o método com raios X mais usado para o despiste de cancro não palpável da mama, oferecendo elevada resolução espacial (18-20 pares de linhas/mm), no que toca à sensibilidade e à dosimetria não é já o mais favorável, quando em comparação com as novas tecnologias da radiologia digital. A evolução dos novos métodos e a procura de formas de

diminuir a incidência de falsos negativos (~20% com o filme+ecrã) poderá levar, a curto prazo, à alteração destas opções.

Presentemente só é aceitável realizar mamografia com equipamento dedicado, excelente posicionamento, firme compressão do seio e, no caso digital, algoritmos específicos de processamento (condições MQSA¹). Com a tecnologia digital é de esperar uma maior precocidade e melhoria na precisão do diagnóstico apoiado por mamografia.

Em mamografia tem de ser utilizada ao máximo a informação que resulta da libertação de uma pequena quantidade de energia num tecido, em geral bastante homogêneo em termos de número atómico e densidade médios.

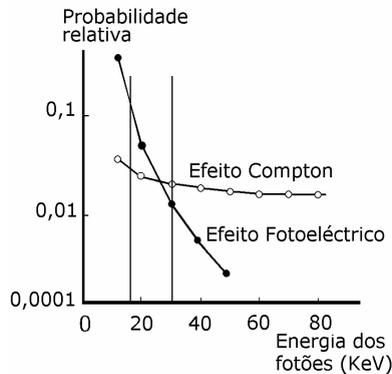


Fig. 7.2 – Probabilidade relativa de ocorrência dos efeitos fotoelétrico e de Compton em tecido mole em função da energia dos fótons.

Como se trata de visualizar, com máximo contraste, uma espessura, não muito grande, de tecido mole, convém utilizar energias bastante baixas (entre 15 e 25 KeV) de modo a aumentar a probabilidade de ocorrência de efeito fotoelétrico nos tecidos moles (Fig. 7.2). Contudo, utilizar baixas energias significa menor penetração e aumento da dose absorvida no órgão em estudo. De modo a permitir uma intensidade emergente apropriada, com otimização em termos de qualidade de imagem e dose, há que analisar os possíveis compromissos.

Encontram-se no Quadro 7.1 as percentagens transmitidas, para um feixe de raios X de 20 KeV, para três espessuras (2,5 cm, 4,5 cm e 6,5 cm) e

¹ - Condições estabelecidas no «Mammography quality and research program» do «Mammography Quality Standards Act» para otimização da aplicação da mamografia.

três tipos de tecido do seio (Gordo - 75% tecido adiposo, 25% tecido glandular; Médio - 50% tecido adiposo, 50% tecido glandular; Glandular - 25% tecido adiposo, 75% tecido glandular).

Quadro 7.1- Percentagem dos raios X transmitidos para fótons de 20 KeV, três tipos de seio (gordo, médio e glandular) e três espessuras de tecido (2,5, 4,5 e 6,5 cm).

Mama (cm)	x = 2,5	x = 4,5	x = 6,5
gordo	26 %	9 %	3 %
médio	22 %	6 %	2 %
glandular	17 %	4 %	1 %

As transmissões aproximadas para outras espessuras de tecido mole mamário, suposto $\mu = 0,76 \text{ cm}^{-1}$, estão representados na Fig. 7.3.

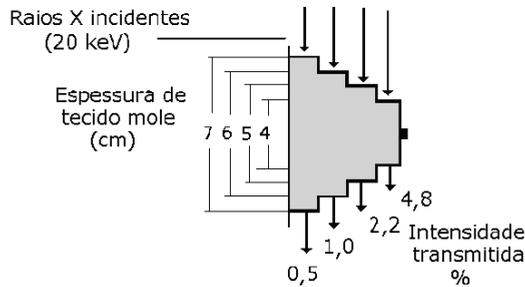


Fig.7.3 – Representação esquemática da transmissão média ($\mu = 0,76 \text{ cm}^{-1}$) através de várias espessuras de tecido mole dos seios para raios X de 20 KeV.

De forma simplista e do ponto de vista meramente físico, podemos caracterizar três tipos de tecido na mama e dois tipos de lesões, como se apresentam no Quadro 7.2.

Quadro 7.2 - Densidade e coeficiente de atenuação para diferentes tipos de tecido mamário.

	Tipo	Dens. (g/cm³)	μ (cm⁻¹)	Dimensões
Tecido mamário	Tecido fibro-glandular	1,035	0,80	-
	Tecido adiposo	0,93	0,45	-
	Pele	1,09	0,80	-
Lesões	Carcinoma	1,045	0,85	Alguns mm
	Calcificações	2,2	12,5	100-500 μm

Os dois tipos de lesões mamárias aqui considerados têm características substancialmente diferentes do ponto de vista físico. O que se pretende é uma técnica capaz de visualizar as lesões de todos os tipos da melhor maneira possível e, para tal, são simultaneamente exigidas boa resolução de contraste (~1%) e boa resolução espacial. O Quadro 7.2 esclarece sobre as dificuldades que existem em detectar e valorizar pequenas variações de absorção dos raios X.

Mamas de pequena espessura e de tecido adiposo² são os mais transparentes aos raios X enquanto que mamas espessas de tecido glandular são os mais absorventes.

Os elementos dos Quadros 7.1 e 7.2, somados à experiência, conduziram a algumas conclusões de interesse prático:

1. É difícil uma separação clara entre tecido fibro-glandular e tecido tumoral.
2. A maioria dos tumores mamários ocorre no tecido fibro-glandular.
3. Quer o tecido funcional quer o tumoral são separáveis do tecido gordo.
4. Por vezes o cancro desenvolve depósitos de Ca visíveis na mamografia.
5. Mamas muito grandes ou muito densos diminuem a probabilidade de detecção.

III. CONDIÇÕES TÉCNICAS

1 - Produção dos raios X

Em termos gerais, as características dos feixes de raios X de diagnóstico dependem dos valores e tipo da tensão e corrente anódicas utilizadas, dos materiais que constituem o ânodo, das dimensões do foco, dos materiais e da espessura dos filtros e janela.

Uma das especificidades da mamografia é a de utilizar quase exclusivamente a parte característica do espectro de raios X emitido pela ampola e não a porção contínua, como é regra em radiologia. A possibilidade de usar baixa energia sem ter doses elevadas é conseguida utilizando ânodos de metais com riscas do espectro característico próximas dos 20 KeV.

² - O tecido adiposo, mais rico em hidrogénio que o tecido mole, tem menor coeficiente de atenuação.

Em mamografia são utilizados raios X de baixa energia, predominantemente do espectro característico de metais como o molibdénio³ ou, mais recentemente, o ródio⁴. O ródio é um metal muito mais caro que o molibdénio e muito difícil de trabalhar. Podem ser obtidas as riscas K do espectro característico dos elementos referidos, com uma reduzida participação do espectro contínuo, utilizando materiais de ânodo, filtros e tensões apropriados. Em certas condições, a utilização destas riscas permitem reduzir consideravelmente as doses em mamografia.

As tensões aceleradoras em mamografia são obtidas por rectificação de tensões de alta-frequência, originando uma tensão aceleradora praticamente constante e permitindo grande reprodutibilidade dos resultados⁵.

Nas Figs. 7.4, 7.5 e 7.6 podem comparar-se os espectros obtidos com ânodos de tungsténio, de molibdénio e de ródio para valores de tensão aceleradora considerados apropriados para a mamografia.

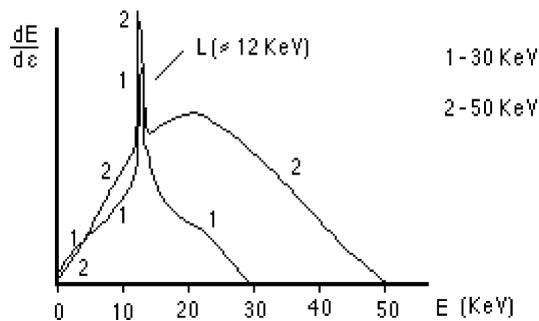


Fig. 7.4 – Espectro de energia dos raios X com ânodo de W para tensões anódicas de 30 e 50 KeV (filtragem 0,5 mm de Al).

Para as duas tensões consideradas de 30 e 50 KeV, a energia total emitida pelo ânodo de W⁶ com filtro de Al, é muito superior às energias cor-

³ - Molibdénio - **Mo**, Z = 42, Ponto fusão 2896 °K, Conduct. Térmica [300 °K] : 138 W m⁻¹°K⁻¹, Dens.: 10,22 g/cm³.

⁴ - Ródio - **Rh**, Z = 45, Ponto fusão 2236 °K, Conduct. Térmica [300°K]: 150 W m⁻¹ °K⁻¹, Densidade: 12,41 g/cm³.

⁵ - Segundo as normas europeias a exactidão da voltagem da ampola, na banda de 25 a 31 kV, deve ser inferior a ± 1 kV e a precisão inferior a $\pm 0,5$ kV.

⁶ - Tungsténio - **W**, Z = 74, ponto fusão 3680 °K, Conduct. Térmica [300 °K] : 174 W m⁻¹°K⁻¹, Dens.: 19,30 g/cm³.

correspondentes aos espectros de Mo/Mo e Rh/Rh, ou seja, com ânodos e filtros de Molibdénio e Ródio, respectivamente. No caso do W/Al, porém, a maior parte da energia emitida não vai ser eficaz para a obtenção da imagem. As energias abaixo dos 15 KeV são predominantemente absorvidas no tecido e as acima de 25 KeV originam uma indesejável contribuição de radiação dispersa, devido ao efeito Compton. Têm, conseqüentemente, uma menor participação de efeito fotoeléctrico e maior contribuição para a dose absorvida.

O pico L do tungsténio, com 12 KeV, tem pouco interesse para a mamografia, dada a sua baixa energia.

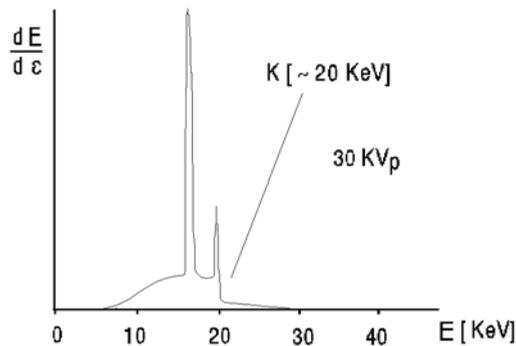


Fig. 7.5 – Espectro de energia de raios X com ânodo de Mo para tensão anódica de 30 KeV (filtragem 20 mm de Mo).

A utilização de filtros do mesmo metal que o ânodo, aproveitando a descontinuidade K do coeficiente de atenuação (20 kV para o Mo), produz diminuição da contribuição das baixas energias e uma atenuação selectiva nítida para as maiores energias.

O ródio é um metal com $Z=45$ com energias nas riscas K_{α} e K_{β} de 21,1 e 22,8 kV respectivamente. O espectro de energia dos raios X para a tensão aceleradora de 30 kV pode observar-se na fig. 7.7. Comparando este espectro com o da Fig. 7.5, correspondente ao Mo/Mo para a mesma tensão anódica, vê-se que ocorre como que uma translação dos picos, de cerca de 3 kV para a direita e um aumento da contribuição do espectro contínuo.

Trabalho desenvolvido sobre os efeitos de combinações de ânodos de W com outros filtros como Rh para tensões entre 25 e 32 kV, explorando os efeitos da descontinuidade K de filtros, mostraram resultados aceitáveis para W/Rh para mamas volumosas.

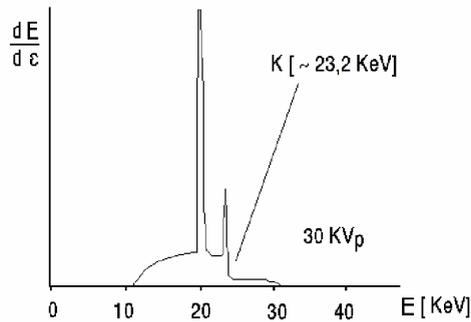


Fig. 7.6 – Espectro de energia de raios X. Ânodo de Rh; Tensão anódica 30 KV_p (filtração 20 mm de Rh).

O espectro de energia dos raios X emitidos pelos ânodos de molibdénio e filtro de molibdénio (Fig. 7.5, apresentam, em certas condições, características excelentes para a mamografia. O molibdénio tem número atómico $Z= 42$ e as energias das riscas K são $K_{\alpha}=17,4$ keV e $K_{\beta}= 19,6$ KeV. São principalmente só as riscas K dos raios X característicos do Mo que são utilizadas para a execução das mamografias.

As curvas do $\log \mu$ vs $\log E$ (E - energia dos fótons X) com as descontinuidades K do Mo e Rh encontram-se na Fig. 7.7

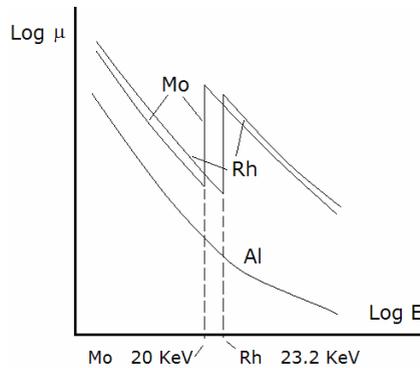


Fig. 7.7 – Curvas do $\log \mu$ vs \log energia dos fótons de raios X para Al, Mo e Rh. São observáveis as descontinuidades K de 20 e 23,2 KeV respectivamente para o Mo e Rh..

Devido ao baixo número atómico do Mo, a contribuição do espectro contínuo, acima e abaixo do pico de 20 KeV, é mínima. No espectro da Fig. 7.5, a utilização de um filtro, igualmente de Mo é também importante. Na Fig. 7.8 é esquematizado o efeito deste filtro.

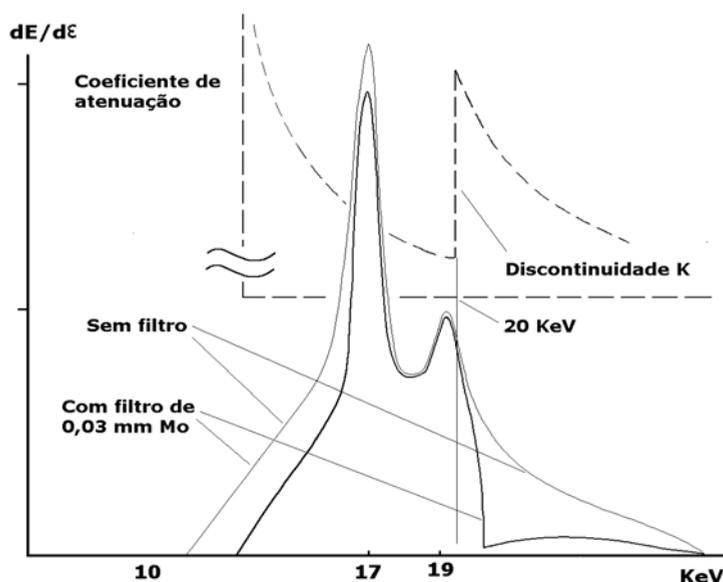


Fig. 7.8 – Efeito da descontinuidade K de um filtro de 0,03 mm do Mo no espectro de energia dos raios X com ânodo de Mo para tensões anódicas de 30 KeV.

O melhor contraste de imagem é obtido nas mamografias com Mo/Mo. No entanto, a visualização do tecido glandular, músculo peitoral e tecido subcutâneo é excelente com ânodos de Rh. Para mamas espessas ou de alta densidade, os ânodos de Rh apresentam uma dosimetria mais favorável do que os de Mo.

Com o Rh/Rh, dispõem-se de mais opções para as condições reais de operação. De facto, para mamas espessas, é possível a optimização, em termos de qualidade de imagem e baixa dose, para um maior número de situações utilizando o Rh/Rh, do que utilizando o Mo/Mo.

O Mo/Mo é, porém, necessário para mamas finas. A utilização do Rh/Rh para seios de menor espessura é limitada devido à melhor qualidade obtida com o Mo/Mo com doses semelhantes.

Na Fig. 7.9 encontram-se em a) a sobreposição dos espectros de Mo/Mo e Rh/Rh, em b) a variação do contraste com a densidade ou espessura em unidades arbitrárias em c) a percentagem de redução da dose vs. espessura de tecido dos seios e em d) a curva de variação da dose com a densidade ou espessura em unidades arbitrárias. Em c) observa-se o aumento de inclinação da curva para as maiores espessuras sendo de cerca de 40% de redução para 7 cm, mostrando a vantagem do Rh neste caso.

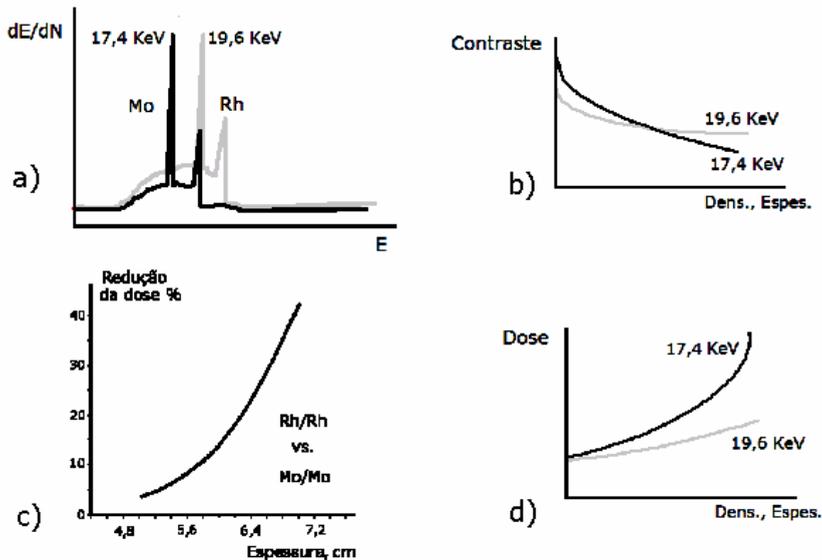


Fig. 7.9 - a) – Sobreposição dos espectros de Mo/Mo e Rh/Rh, b) variação do contraste com a densidade ou espessura em unidades arbitrárias, c) % redução da dose vs. espessura com Rh/Rh e Mo/Mo, d) variação da dose com a densidade ou espessura em unidades arbitrárias para as duas situações.

As ampolas usadas em mamografia são de ânodo rotativo e dois focos (idealmente 0,3-0,4 mm para a técnica padrão (contacto) e 0,1-0,15 mm para os exames com técnica ampliada). Na técnica ampliada são exigidas distâncias foco-filme iguais ou superiores a 60 cm e inclinações do ânodo de, pelo menos, 20°. A janela de saída do tubo é em berílio. O débito de dose a uma distância igual à distância foco-filme deve ser, no mínimo, de 7,5 mGy/s.

Para tomar em consideração os diferentes tipos de seio é importante ajustar o espectro de raios X à situação particular em estudo. Já existem máquinas com duas pistas focais de Mo e Th (Fig. 7.10) que podem ser escolhidas em alternativa, assim como os correspondentes filtros.

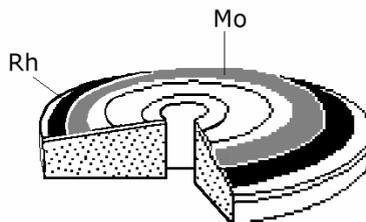


Fig. 7.10 – Ânodos com duas pistas focais de Mo e Rh podem ser alternativamente seleccionadas, bem como os correspondentes filtros, nos sistemas recentes de mamografia.

Existe ainda a possibilidade, explorada por alguns fabricantes, de combinar filtros de Mo com ânodos de Rh e vice-versa.

A incorporação de dosímetros ou exposímetros automáticos nos mamógrafos modernos é obrigatória.

O controlo de qualidade no que respeita os parâmetros físicos, técnicos e clínicos da mamografia é de grande importância para assegurar os bons resultados e a segurança do exame. Nos aparelhos mais antigos o controlo de qualidade periódico e rigoroso é uma alternativa à utilização de dosímetros, frequentemente utilizada.

A radiação dispersa diminui o contraste nas imagens radiológicas. Pelo que, quanto mais espessos forem os seios maior é a intensidade da radiação dispersa e pior o contraste na imagem. Um sistema de compressão, de preferência automático, com regulador e indicador da pressão deve ser praticada em todos os exames mamográficos para diminuir a espessura de tecido em observação. São normalmente utilizadas grelhas antidifusoras, em geral focadas, lineares ou cruzadas, com septos de cobre e interceptos de ar ou de carbono, Fig. 7.11 a) e b). Frequências de grelha de cerca de 30 septos/cm e relações de grelha de 5:1 são usuais.

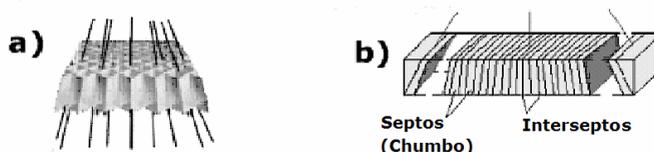


Fig. 7.11 - a) – Grelha cruzada focada c/ interceptos de ar e b) Grelha linear focada c/ interceptos de carbono.

Porém, o aumento de contraste obtido com grelhas anti difusoras é obtido à custa de um aumento da dose no paciente visto que uma fracção da radiação primária é também absorvida pelos septos das grelhas. A utilização destas deve ser ponderada em face da situação concreta.

Nas ampolas da mamografia, devido às baixas tensões aceleradoras, os efeitos da carga espacial são pronunciados originando relações não lineares entre a corrente no filamento e a corrente anódica. Filamentos com a forma de fita metálica, com superfície emissora plana, permitem otimizar a homogeneidade do feixe de electrões. São utilizados circuitos de realimentação («feedback») para ajustar a corrente de filamento em função da KV.

O efeito anódico é importante em mamografia. A menor intensidade do feixe de raios X do lado do ânodo é evidente para pequenas distâncias foco-pele.

O posicionamento da mama tomando em consideração este efeito colocando o mamilo mais próximo do ânodo permite obter uma melhor uniformidade na distribuição dos raios X emergentes.

Os aparelhos modernos são de potência elevada (com correntes de pelo menos 100 mA) permitindo baixos tempos de exposição, com diminuição do véu de movimento.

2 - Filme + ecrã intensificador

A latitude do filme usado em mamografia é pequena, para aumentar o contraste na resposta. São também utilizados filmes de emulsão única e não dupla, como é uso geral, para minimizar a degradação da resolução espacial.

Para diminuir a dose, na técnica de filme+ecrã intensificador, são utilizados ecrãs intensificadores de terras raras, que permitem obter, neste exame, eficiências de detecção superiores a 20%. Os gráficos de probabilidade de absorção em função da energia dos fótons, para os ecrãs intensificadores de terras raras (LaOBr,Tb, Gd₂O₂S,Tb) e de tungstato de cálcio encontram-se na Fig. 7.12.

Como se observa, para a energia de 20 KeV, a absorção para as terras raras é consideravelmente superior à observada para o caso do tungstato de cálcio.

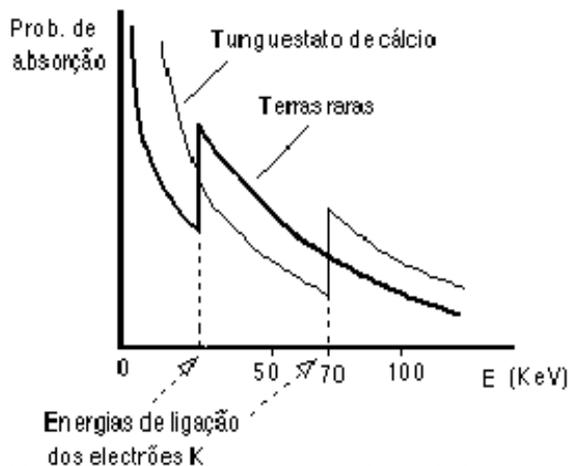


Fig. 7. 12 – Probabilidades de absorção para ecrãs intensificadores de terras raras e de tungstato de cálcio.

Um compromisso não torneável no sistema filme+ecrã é aquele que existe entre resolução espacial e eficiência de detecção. A última depende da espessura do ecrã e da concentração e dimensões dos cristais fluorescentes presentes no ecrã. O aumento de qualquer destes factores aumenta a eficiência de detecção originando, simultaneamente, maior dispersão da luz, que leva à degradação da resolução espacial.

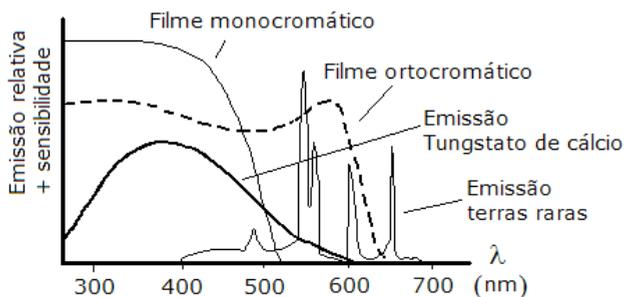


Fig. 7.13 – Curvas de emissão para os ecrãs intensificadores de tungstato de cálcio e terras raras ($Gd_2O_2S:Tb$) e curvas de resposta para filmes radiológicos sensíveis ao azul e ao verde.

Por outro lado, os comprimentos de onda da luz emitida pelos ecrãs de terras raras obrigam à utilização de filme radiológico sensível ao verde (ortocromático) para que as características de sensibilidade do filme se ajustem ao espectro emitido, como se pode observar na Fig. 7.13.

Em mamografia devem ser utilizados negatoscópios próprios para este exame com luminância da ordem dos 6000 Cd/m^2 . A iluminação do ambiente sem a luz do negatoscópio não deve exceder 50 lux.

3 - Técnicas digitais

Melhoramentos recentes em radiologia sem filme, baseados em detectores do estado sólido, deram origem a sistemas que tratam da informação discretamente desde a aquisição⁷.

Devido à maior gama dinâmica, os detectores digitais de raios X permitem visualizar, em simultâneo, áreas que ficariam sub ou sobre expostas

⁷ - Em rigor na informação adquirida as variáveis de posição são discretas e a função é analógica.

no filme permitindo ainda melhorar a visualização através de algoritmos de processamento de imagem e da escolha de janelas e níveis de base.

Os detectores das imagens digitais utilizados em mamografia de grande campo de visão são referidos a seguir, apesar de, na sua vasta maioria, terem sido já estudados na apresentação geral destas técnicas, no Cap. V.

Os detectores digitais utilizados em mamografia de grande campo de visão são:

- Radiografia computadorizada
- Radiografia digital directa e indirecta
- Varrimento com colimadores de fenda e detectores CCD
- Digitalização do filme

Os sistemas da radiologia digital directa apresentam características de resolução espacial que poderão ser de grande interesse em mamografia. Nestes sistemas ocorre interacção dos raios X com material semiconductor, com libertação de electrões e colecção destes por um eléctrodo, por acção de um campo eléctrico, produzindo-se uma corrente que permite a localização e quantificação dos eventos.

Como vimos estes detectores são planos e com dimensões variáveis (até 30×40 cm).

Considerando os parâmetros com interesse para o exame, são apontadas na literatura vantagens e desvantagens da mamografia digital em comparação com o filme+ecrã, algumas das quais não estão, aliás, formalmente comprovadas. As mais importantes vantagens indicadas são:

Diminuição da dose absorvida pelo paciente (que pode atingir 20% em mamas radiologicamente densas e ir até cerca de 80% em mamas adiposas);

Possibilidade de reavaliação com reproprocessamento e utilização de algoritmos de tratamento de dados e de imagem (realce de contraste e de contornos, obtenção de parâmetros como distâncias, ângulos, etc. e a aplicação de diversos filtros).

Aumento da detecção de lesões nas mamas mais densas;

Melhor aproveitamento nas imagens sobre ou subexpostas;

Aumento de contraste nas anomalias do tecido mole;

Possibilidade de transmissão da informação directamente, ou após armazenamento, para consulta ou utilização em áreas distantes como outros hospitais;

Diminuição do tempo de exame;

Apresenta imagens electrónicas em tempo real, eliminando o filme e evitando o processamento químico;

Possibilidade de utilização de arquivos electrónicos de consulta imediata e com economia de espaço. Por exemplo, obtenção imediata, por via electrónica, de dados alfanuméricos e radiografias anteriores do paciente com possibilidade de comparação com os actuais;

Possibilidade de diagnóstico à distância através da comunicação digital;

Possibilidade de utilização de inteligência artificial para diagnóstico apoiado.

Podem também referir-se algumas desvantagens da mamografia digital em comparação com o filme+ecrã:

A mamografia usando filme+ecrã apresenta maior detalhe resultante da excelente resolução espacial que é particularmente útil na detecção de microcalcificações.

O elevado custo da mamografia digital é um obstáculo considerável. O equipamento de mamografia digital custa entre quatro a cinco vezes mais do que o do equivalente de filme+ecrã.

Deve dizer-se que testes clínicos de comparação entre a mamografia digital e o filme+ecrã mostram resultados que parecem ser equivalentes. A menor resolução espacial dos sistemas digitais será compensada pela sua maior resolução de contraste.

4 - Mamografia com digitalização do filme

A digitalização do filme foi inicialmente aplicada para fins académicos e utilizada em teleradiologia e para converter arquivos de filmes radiológicos em PACS⁸.

A tecnologia da mamografia com digitalização do filme ou detecção ajudada por computador, após digitalização do filme (CAD) é um avanço recente no campo da senologia. A CAD é, basicamente, um sistema capaz de retirar mais informação na análise do filme mamográfico do que o olho humano, o que não nos surpreende pois, como sabemos, a sensibilidade de contraste do olho humano é bastante pequena (3-4 %). Esta informação é utilizada depois do radiologista ter feito uma interpretação inicial.

Um sistema CAD consiste de um digitalizador de filme, um computador e software dedicado. Este software entra no domínio da inteligência artificial para identificar regiões suspeitas nas imagens senológicas.

⁸ - PACS - Picture archive and communication systems.

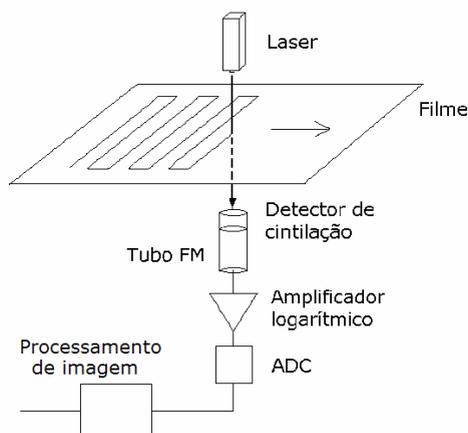


Fig. 7.14 – Sistema para digitalização de filmes radiológicos.

Na CAD o filme é inicialmente digitalizado, através de varrimento com feixe laser (Fig. 7.14) ou utilizando câmara de TV e detector CCD e a imagem digitalizada armazenada no computador. Esta é, em seguida, analisada utilizando software apropriado. Quando são detectadas anormalidades na imagem são introduzidas marcas, usando um código apropriado e registrada a sua posição na memória (Fig. 7.15). O software de análise das imagens é sobretudo um algoritmo altamente especializado utilizando redes neurais e reconhecimento de padrões destinado a detectar os sinais primários de cancro da mama no mamograma digital, tais como conjuntos de microcalcificações, regiões de maior densidade com ou sem linhas radiais, lesões especuladas, distorções na arquitectura tecidular e densidades assimétricas.

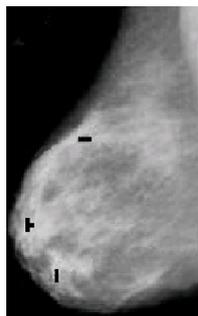


Fig. 7.15 – O filme é analisado por software apropriado que é sobretudo um algoritmo altamente especializado de reconhecimento de padrões desenvolvido para detectar sinais precoces de cancro nas mamografias digitalizadas. Quando é detectada uma possível anormalidade é introduzida uma marca na imagem digital com uma forma que indica o tipo da possível lesão sendo armazenada no computador a sua localização exacta.

O radiologista pode então rever o mamograma para determinar se as áreas marcadas são de facto suspeitas e requerem posterior exame (com testes adicionais de imagem ou biopsia) ou requerem vigilância ou ainda se são normais.

Na perspectiva do doente, uma mamografia digital é idêntica a uma mamografia com filme+ecrã no que respeita à compressão da mama e à utilização de radiação. O tempo necessário para posicionar o doente é sensivelmente o mesmo nos dois métodos. A resolução espacial superior da mamografia com filme+ecrã é especialmente útil para detectar microcalcificações nas imagens.

4.1 - Análise crítica da mamografia com filme+ecrã

Há duas categorias gerais de cancro da mama: não-invasivo, onde as células cancerosas se localizam exclusivamente nos tubos (passagens de leite); e invasivo onde as células cancerosas se multiplicam através das estruturas glandulares, atingindo o tecido conjuntivo. Dentro destas duas categorias, diversos tipos de malignidade podem ocorrer e em diferentes partes da mama, a partir de tecido conjuntivo para a pele. O Quadro 7.2 é demasiado simplista pois as possibilidades consideradas não contemplam todas as patologias com expressão radiológica, que podem ocorrer nas mamas.

A mamografia de filme+ecrã tem uma sensibilidade aproximadamente 90% mas a especificidade é pobre (20 - 50%), conduzindo a um número elevado de falsos casos positivos.

A dose média na mama, em tecido glandular, é de 0,6-1,2 mGy, na exposição do filme+ecrã.

Muitas instalações de mamografia modernas utilizam marcadores de pele para ajudar a identificar áreas de preocupação ou alterações da imagem da mama em relação ao normal como cicatrizes cirúrgicas e outras alterações. Estes marcadores adesivos são colocados na pele da mama e aparecem na radiografia para indicar posições específicas. Isto alerta o radiologista e habilita uma leitura mais rápida e precisa da imagem mamográfica.

A mamografia pode ajudar a detectar tumores da mama numa fase inicial, quando as probabilidades de tratamento bem sucedido e sobrevivência são maiores. A mamografia detecta tumores da mama com uma sensibilidade de 85% a 90%. Numa pequena fracção dos casos poderá estar presente, nas películas de mamografia, informação útil para a detecção de tumores não detectáveis pelo radiologista.

A mamografia digital tem estado sob avaliação e os estudos comparativos da mamografia digital e mamografia+ecrã mostram que os resultados são comparáveis no que respeita a detectabilidade de lesões malignas.

5 - Controlo automático da exposição em mamografia

Em mamografia os sistemas de AEC destinam-se a criar condições no feixe de raios X de modo a obterem-se valores de densidade óptica consistentes no filme para as diferentes espessuras e densidades, com a KVp utilizada, para uma minimização da dose. Contrariamente ao que sucede na maioria das situações convencionais, o detector de AEC é colocado por baixo da cassette.

Os algoritmos do AEC tomam em consideração os parâmetros da técnica e, no caso de exposições longas, o erro na lei da reciprocidade para se obterem as densidades ópticas ideais no filme.

Os AECs são desenhados para medir a intensidade do feixe de raios X e também a sua qualidade. A AEC é muito importante em mamografia devido à grande variação nas espessuras e composição das mamas. Os detectores utilizados nos dispositivos de AEC são câmaras de ionização ou detectores do estado sólido. O posicionamento dos detectores é importante e depende da anatomia das pacientes.

Os AECs totalmente automáticos, após uma exposição de teste de cerca de 100 ms, permitem obter a kV e filtragem óptimas.

6 - Biopsia com imagem guiada. Sistemas digitais «spot view»

A mamografia de «spot view» permite executar a biópsia estereotácica de modo mais rápido e exacto. Isto origina tempos de exame menores e melhora o conforto do doente pois diminui o tempo necessário de imobilidade.

Com os sistemas de mamografia de «spot view» digitais, as imagens são digitalmente adquiridas e apresentadas imediatamente no visualizador. São utilizados sistemas de radiologia digital directa ou indirecta, estes utilizando CsI+TFT ou CCDs .

Os sistemas de mamografia de «spot view» digitais foram aprovados pela FDA para utilização de apoio na biópsia da mama. A biópsia estereotácica tradicional obriga à exposição de uma película mamográfica, à sua revelação e posterior análise, aumentando consideravelmente o tempo do exame.

IV. DOSIMETRIA

Desde há cerca de três décadas que se declara que a dose nos pacientes deve ser encarada na base da relação benefício/risco. Dada a óbvia dificuldade em conhecer esta relação na maior parte das situações, para cada caso específico, esta afirmação acaba por ser um apelo ao bom senso. Por outro lado, a irradiação do paciente deve ser avaliada de modo opcional, em relação a outras metodologias. No caso da imagiologia mamária, raras são as situações, no presente, em que a questão pode ser colocada nestes termos, dado o reconhecimento generalizado do interesse da mamografia quando comparado com as outras técnicas.

A dose de radiação recebida pelos seios em distintas situações foi especificada de diferentes modos por diversos autores. Esta situação pode levar a interpretações enganosas quando os resultados são comparados, a não ser que as condições das medições sejam perfeitamente referidas. A dose à superfície é a quantidade mais fácil de obter mas não é o indicador mais apropriado do risco porque a dose diminui acentuadamente com a profundidade do tecido e depende da qualidade do feixe (energia), da distância foco-detector e da composição do tecido. A dose à saída pode variar de 1 a 17 % em relação à dose à superfície dependendo da energia da radiação e do tipo de mama. A relação Kerma no ar/dose absorvida varia de cerca de 0,6 a 1,0 dependendo da composição do tecido mamário. Outras grandezas utilizadas foram a dose no centro do seio, as doses médias no parênquima ductal, no tecido fibroglandular, no seio total e a dose integral. Esta variedade reflecte as incertezas existentes quanto aos tecidos sujeitos a maior risco durante a mamografia.

As dificuldades são evitadas se for usada a dose efectiva que toma em conta as sensibilidades relativas dos diferentes tecidos expostos. A dose efectiva permite a quantificação dos riscos e a comparação com a exposição à irradiação natural. Por outro lado, para se comparar a dose nos seios com a dose da irradiação ambiental proveniente de diversas fontes e que coloca em risco a totalidade do corpo, a dose nos seios deve ser normalizada para um valor de risco equivalente a corpo inteiro. Esta grandeza é a dose efectiva, E.

A dose efectiva em mamografia de rastreio, efectuada nas melhores condições técnicas já disponíveis, com duas exposições em cada seio, pode ser de 0,16 mGy. Comparando com o valor médio anual de dose basal efectiva (3 mGy), a dose efectiva de 0,16 mGy é da ordem da irradiação basal média correspondente a três semanas (0,06 mGy/semana).

Uma dose de rastreio representa assim, em termos médios, um risco de irradiação igual àquele que resulta de se viverem vinte dias.

É interessante analisar a evolução da dose em mamografia desde os seus começos no início da década de 70, (Fig. 7.16).

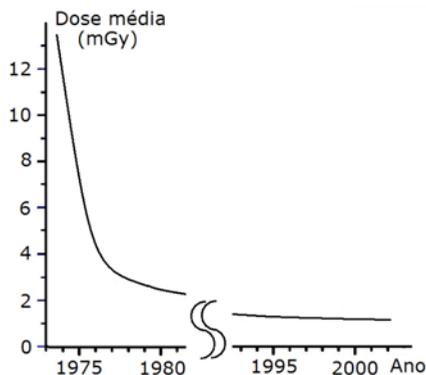


Fig. 7.16 – Evolução da dose em mamografia desde os seus começos.

Esta evolução resulta, sobretudo, da mamografia com filme+ecrã se ter transformado na expressão mais sofisticada da técnica radiológica convencional.

Foi mostrado que os detectores digitais permitem visualizar áreas da imagem impossíveis de visualizar com sucesso com o filme+ecrã (zonas sub ou sobre expostas) e permitem processar a imagem posteriormente bem como utilizar janelas de densidade.

Nos sistemas da mamografia digital, à custa do ajuste dos parâmetros (KV, mA e t) pode obter-se uma redução do ruído basal («quantum mottle»), com melhoria na qualidade da imagem. No entanto, esta pode ser também uma desvantagem dos sistemas digitais, em comparação com o filme+ecrã, se o ajuste de parâmetros aumenta a dose de radiação. Em mamografia de filme+ecrã as doses de radiação elevadas produzem imagens mais escuras que não são clinicamente utilizáveis. Em mamografia digital doses mais elevadas podem aumentar a capacidade efectiva de visualizar estruturas de baixo contraste no tecido mamário. Na realidade, uma vantagem dos sistemas digitais é a de realçar as estruturas de baixo contraste em todas as regiões da mama. O contraste no filme+ecrã é determinado pela exposição resultante dos parâmetros do equipamento, pela selecção do conjunto filme+ecrã e pelo processamento da película utilizado. A não-optimização de cada um destes pontos degrada a qualidade de imagem. Além disso, devido às diferenças em espessura e densidade das mamas e à diversidade das regiões como a periferia anterior e a parede do tórax, a anatomia não é apresentada

nas películas com um contraste e brilho constantes. Sistemas de filme+ecrã têm resolução espacial mais elevada, e seria de prever que tivessem vantagens na detecção de pequenos objectos com elevado contraste como partículas de cálcio.

Consequentemente pode antecipar-se que, em comparação com os sistemas de filme+ecrã, os sistemas digitais têm vantagens na visualização de tecidos densos na mama, zonas junto da parede de tórax e regiões periféricas.

A mamografia é um modo excelente para detectar a maioria dos cânceros da mama nos estágios iniciais e com maior probabilidade de cura. No entanto, a mamografia não detecta todos os tumores da mama. Grandes esforços de investigação estão em curso no campo da senologia com a finalidade de aumentar o número de tumores detectados precocemente, antes de serem sentidos pelos doentes ou pelo médico, detectar lesões ainda menores do que as actualmente detectadas pela mamografia, e melhorar a exactidão da imagiologia da mama na sua capacidade de distinguir entre alterações benignas e malignas. Os novos métodos em estudo incluem a ressonância magnética (MRI), a mamografia digital, o PET, a medicina nuclear convencional e o diagnóstico ajudado por computador (CAD).

V. DIMENSÕES MÍNIMAS TEÓRICAS DE UMA CALCIFICAÇÃO DETECTÁVEL POR MAMOGRAFIA

Na Fig. 7.17 encontra-se em esquema a execução de uma mamografia. A espessura do seio com compressão é **b** e **a** é o lado de uma suposta calcificação (hidroxiapatite) de forma cúbica.

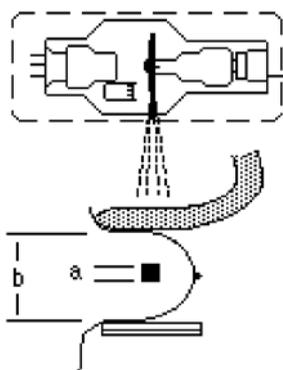


Fig. 7.17 – Esquema de uma mamografia, a um seio portador de uma calcificação cúbica de lado **a**.

Designemos os coeficientes de atenuação linear para o tecido são e para a calcificação por μ_b e μ_a , respectivamente. Calculando o contraste no feixe emergente, ignorando a radiação dispersa vem

$$C = \frac{e^{-b\mu_b} - e^{-(b-a)\mu_b - a\mu_a}}{e^{-b\mu_b} + e^{-(b-a)\mu_b - a\mu_a}} = \frac{1 - e^{-a(\mu_a - \mu_b)}}{1 + e^{-a(\mu_a - \mu_b)}} \quad 7.1$$

e a relação sinal-ruído

$$S/R = \frac{e^{-b\mu_b} - e^{-(b-a)\mu_b - a\mu_a}}{e^{-b\mu_b}} = 1 - e^{-a(\mu_a - \mu_b)} \quad 7.2$$

Tratando-se de uma calcificação esférica de diâmetro a , nas mesmas condições da Fig. 7.14 a relação sinal-ruído é menor obtendo-se, através de cálculo, o valor da Eq. 7.2 multiplicado pelo factor de correcção 0,667.

A área projectada de uma calcificação esférica de raio $a/2$, supondo uma ampliação G , é

$$A = \pi \frac{a^2}{4} G^2 \quad 7.3$$

Para se obter, nas condições usuais de um exame de mamografia (20 KeV e uma exposição de cerca de 10 mR) uma densidade apropriada no filme, é necessária uma densidade de fotões incidentes da ordem de 5×10^5 fotões/mm². A ordem de grandeza do número de fotões no sistema filme+ecrã é de 7×10^3 fotões/mm² (1,4 %), sendo o número de fotões na área da microcalcificação de

$$\overline{440} \quad n = 7 \times 10^3 \times A \quad 7.4$$

com um erro associado, supondo aplicável a estatística de Poisson, de

$$\sigma = \sqrt{7 \times 10^3 \times A} \quad 7.5$$

Considerações diversas, relacionadas com a especificidade do problema, mostram que são necessárias relações sinal ruído com valor de cerca de 7 para se obterem resultados com a certeza de uma baixa percentagem de falsos positivos. A expressão da relação sinal-ruído mínima detectável vem,

então

$$S_m = 7 \times \frac{\sqrt{7 \times 10^3 \times A}}{7 \times 10^3 \times A} = \frac{\sqrt{7}}{\sqrt{A \times 10^3}} \quad 7.6$$

entrando com o valor de A, da Eq. 7.3 na Eq. 7.6, obtemos

$$S_m = \frac{\sqrt{7}}{\sqrt{\pi \frac{a^2}{4} G^2 \times 10^3}} = \frac{9,4 \times 10^{-2}}{a G} \quad 7.7$$

Considerando a Eq. 7.2 corrigida para a calcificação esférica, entrando com os valores de $\mu_a = 2,16 \text{ mm}^{-1}$ e $\mu_b = 0,065 \text{ mm}^{-1}$, considerando para G o valor 1,5 e igualando à Eq. 7.7 obtém-se, por tentativas, $a = 0,18 \text{ mm}$.

O raciocínio efectuado não inclui a degradação introduzida por alguns agentes como a radiação dispersa pelo que o valor de **a** deve ser modificado por um factor da ordem de 1,3-1,4.

Um valor entre 0,2 e 0,3 mm para o diâmetro mínimo de uma calcificação esférica susceptível de detecção pela mamografia é verificado na prática utilizando fantômas apropriados.

VI. NOTAS FINAIS

O desafio extremo da mamografia é a capacidade de detectar tumores da mama nos estágios iniciais em mamas radiologicamente densas (ou mamas contendo uma grande quantidade de tecido fibroglandular).

Para os raios X penetrarem em seios deste tipo é necessário aumentar a KVp e o tempo de exposição (ou os mAs), criando assim condições não óptimas de dose e detectabilidade, com diminuição do contraste e da especificidade. Por outro lado, aumentando os factores que levam a uma melhor penetração são criadas também condições no feixe emergente que facilmente ultrapassam a gama dinâmica do sistema filme+ecrã.

As imagens do seio obtidas com sistemas digitais possuem uma gama dinâmica mais larga e mais linear, mais apropriada para a visualização de seios de alta densidade.

A elevada resolução espacial e requisitos de luminância para a interpretação de mamografia representam importantes exigências na tecnologia digital de apresentação da imagem.

Quando se torna necessário estudar lesões de pequenas dimensões utiliza-se a técnica de ampliação da imagem para a qual são exigidos focos de muito pequenas dimensões.

A mamografia é sempre um exame bilateral, comparando-se zonas homólogas opostas. O estudo de cada seio implica, no mínimo, duas incidências (crânio-caudal e oblíqua externa) podendo, em caso de necessidade, proceder-se a outras incidências localizadas e a prolongamentos axilares. A mamografia pode detectar lesões milimétricas em mamas adiposas mas a sua interpretação torna-se mais difícil em mamas densas. A ecografia torna-se então um complemento importante sempre que o tecido conjuntivo-glandular esteja fortemente representado. Isto é tanto mais verdadeiro quanto maior é a frequência do cancro da mama nas mulheres em período de actividade sexual, que vem aumentando regularmente.

A dose de radiação que uma mulher recebe durante um exame mamográfico depende de factores tais como dimensões e tipo de tecido mamário. Por exemplo, o tecido glandular, o tecido dominante nas mamas femininas mais jovens, absorve mais radiação do que o tecido gordo. Do mesmo modo, em mamografia são importantes os factores técnicos associados à produção dos raios X. Estes factores incluem a qualidade dos raios X, a distribuição de energia e a quantidade de raios X necessários para produzir uma imagem adequada.

A máxima dose permitida para uma vista crânio-caudal simples de seios padrão, para uma única exposição, em condições de MQSA é 3 mGy. Contudo, a dose absorvida média, no tecido glandular, correspondente à energia libertada por unidade de massa de tecido glandular é de cerca de 1,6 mGy, por exposição mamográfico. Esta dose média é calculada a partir de dois valores medidos, o Kerma no ar à entrada e o da espessura de semi-absorção (hvl). A dose é calculada utilizando um modelo de mama produzido no computador, comprimido até uma espessura de 4,2 cm e consistindo de partes iguais de tecido adiposo e glandular.

Com os modernos sistemas digitais de mamografia de campo completo é possível atingir resoluções de contraste <1%, resoluções espaciais <100 µm. e doses efectivas, para duas exposições em cada mama, da ordem de 0,16 mGy, semelhantes à média da irradiação basal durante três semanas (0,06 mGy/week).

Utilizando a técnica digital, a dose equivalente média no tecido radio-sensível da mama, ou seja, o tecido glandular, durante um exame de mamografia, é de cerca de 1,6 mGy para uma única exposição em vista crânio-caudal.

O custo de uma instalação digital de mamografia é consideravelmente superior ao de uma instalação de filme+ecrã, mas os custos operacionais serão inferiores e o armazenamento e disponibilidade da informação ficam imensamente simplificados. Além disto, melhoria na detectabilidade e detecção mais precoce acarretam diminuição simultânea do número de biópsias, de cirurgias invasivas e de dias de internamento.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • VIII

•

FLUOROSCOPIA E FLUOROGRAFIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

De um modo geral, a fluoroscopia é a visualização, em tempo real, de imagens obtidas pela interacção com materiais fluorescentes do feixe de raios X emergente do paciente, com a finalidade especial de permitir a observação de processos dinâmicos.

De facto, a radiografia com filme/ecrã é, fundamentalmente, uma técnica cuja finalidade é fornecer imagens estáticas do interior dos pacientes.

A aquisição de séries de radiografias com elevada resolução espacial e temporal, separados por tempos mínimos, é uma solução para se ter informação dinâmica que só pode ser utilizada em exames de curta duração, pelo menos na versão convencional. As técnicas digitais abrem hoje novas perspectivas mas, desde os princípios do século XX, os estudos em tempo real necessitando de intervalos de observação longos, são efectuados por métodos fluoroscópicos.

A capacidade da fluoroscopia de fornecer imagens em tempo real é de enorme interesse para a observação e actuação nos processos dinâmicos, todavia, não apresenta qualquer vantagem sobre as técnicas radiográficas na visualização de estruturas estáticas.

O organismo da Comunidade Europeia que estabelece a legislação referente a radiação ionizante (Euratom) na sua directiva 97/43, emitida em 30/06/97, determinou algumas regras de grande interesse em fluoroscopia:

A - A fluoroscopia sem intensificador de imagem ou dispositivo equivalente é considerada injustificada e proibida pela CE.

B - As análises fluoroscópicas sem mecanismos de controlo dos débitos de dose deverão restringir-se a circunstâncias excepcionais.

C - Sempre que possível o equipamento de radiodiagnóstico deve ter um mecanismo que informe da quantidade de radiação emitida durante o procedimento radiológico.

Os principais riscos associados às irradiações continuadas de pacientes em fluoroscopia são a possibilidade, a curto prazo, de ocorrerem queimaduras na pele e, a longo termo, a possibilidade de indução de cancro.

As notas A e B são dirigidas especificamente às técnicas de fluoroscopia e mostram a preocupação em restringir as doses neste tipo de metodologia, onde facilmente poderão ser ultrapassados os limites aconselhados. O ponto C reforça esta preocupação generalizada a todas as técnicas com raios X.

II. RADIOSCOPIA CONVENCIONAL

(PROIBIDA PELA EURATOM, PONTO A.)

Em determinadas condições, a imagem luminosa produzida num ecrã fluorescente pode ser observada directamente pela vista humana, sem a utilização de qualquer meio de suporte adicional definitivo. A radioscopia ou fluoroscopia convencional, já fora de uso e proibida na CE como se referiu acima, era inteiramente baseada neste facto (Fig. 8.1). Um ecrã fluorescente intercepta os raios X transmitidos do paciente e a imagem fluorescente é observada através de um vidro de chumbo protector, colocado em contacto com o ecrã, do lado do observador. Este vidro absorve a maior parte dos raios X mas é bastante transparente à luz visível.

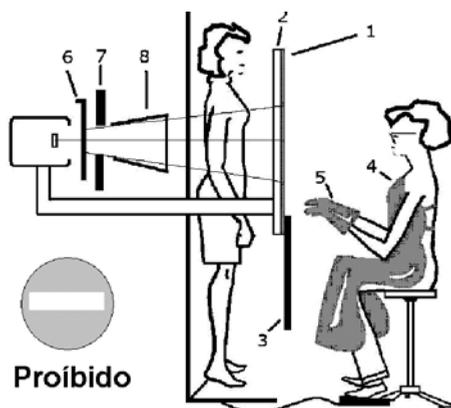


Fig. 8.1 – Esquema da banida radioscopia. 1-Vidro de Pb (equivalente a 1,5 mm Pb para 100KVp, adicionado de 0,01 mm de Pb/KV entre 100 e 150 KV). 2-Ecrã fluorescente. 3-Avental do ecrã (equivalente a 0,5 mm Pb)). 4-Avental de Pb (equivalente a 0,25 mm Pb). 5-Luvas de Pb (equivalente a 0,25 mm Pb). 6-Filtro de 1,5–2 mm Al. 7-Diafragma. 8-Localizador.

Obviamente, nesta modalidade, a imagem só é visível pelo observador enquanto a fonte de raios X está ligada.

Como consequência, os tempos de irradiação dos pacientes são muito superiores aos utilizados para produzir uma radiografia. Trata-se de fracções de segundo em radiografia e tempos da ordem dos minutos em radioscopia convencional. Entende-se assim que a corrente na ampola tenha de ser reduzida para que a dose no paciente seja razoavelmente baixa. Isto, associado à baixa eficiência de conversão do ecrã e pequeno ângulo sólido aproveitado na visão dos pontos luminescentes, vai originar que a luminância da luz de fluorescência seja pequena e a imagem fluorescente pouco nítida. Para aumentar o contraste, a imagem era observada às escuras, após adaptação dos olhos e a uma distância de 25 a 40 cm. Os factores condicionantes deste método, actuando em conjunto, originam doses médias elevadas, nos pacientes e técnicos.

A adicionar às doses elevadas nos doentes e observadores, outro factor decisivo para que a radioscopia seja um método de reduzido interesse no diagnóstico é a manifesta incapacidade da visão humana, nas condições da técnica, de extrair informação do ecrã, apesar desta se encontrar presente. De facto, mesmo após a adaptação, a vista humana é um mau detector de contrastes, nas condições de luminância referidas.

Por exemplo, para objectos próximos, compare-se o comportamento do olho humano para dois níveis de iluminação (Quadro 8.1).

Quadro 8.1 - Sensibilidade de contraste e resolução espacial para condições extremas de iluminação.

	Frequência espacial máxima detectável	Mínima variação abrupta de contraste detectável
Boa iluminação do objecto. Caso da observação de filmes de radiografia filme+ecrã int. num bom negatoscópio	10 - 15 ciclos/mm	2 - 3 %
Má iluminação do objecto. Caso da imagem no ecrã da fluoroscopia	1 ciclo/mm	20%

A somar às limitações na resolução espacial e de contraste da radioscopia, as imagens observadas directamente no ecrã fluorescente têm, em geral, muito ruído.

O reconhecimento de características numa imagem radiológica está sobretudo relacionado com: 1) a percepção de diferenças de luminância, 2) a detecção de contornos e 3) a resolução espacial.

Na gama de luminâncias correspondentes à radioscopia, a visão é escotópica, ou seja, efectuada pelos bastonetes (ver Apêndice 8.2). Para o caso da observação dos filmes radiológicos num negatoscópio a visão é fotópica, realizada pelos cones (Fig. 8.2). As luminâncias presentes em radioscopia são da ordem de 10^{-5} a 10^{-3} cd/m², muito menores do que as que ocorrem na observação de radiografias num negatoscópio (de 1 a 10^3 cd/m²), o que corresponde a diferenças de luminância de 3 a 8 ordens de grandeza.

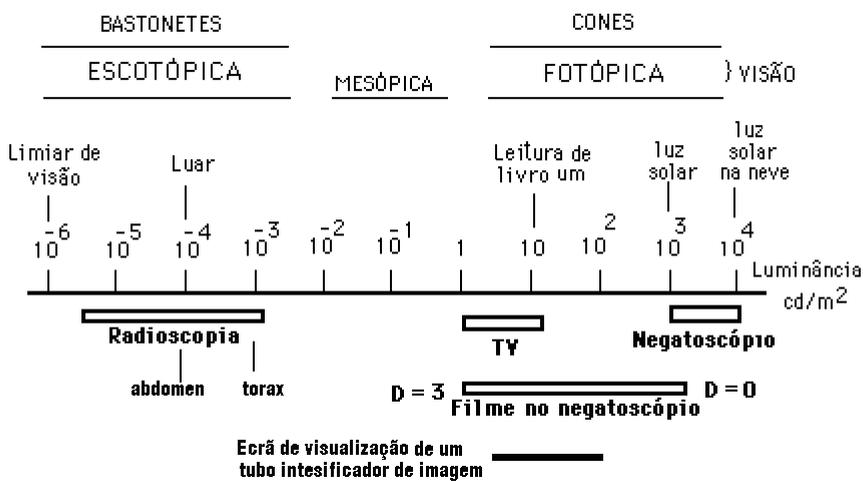


Fig. 8.2 – Tipos de visão em função da luminância em diversas situações. A pequena luminância da imagem da radioscopia obriga à visão escotópica efectuada pelos bastonetes.

Como se observa no Quadro 8.1 as possibilidades da função visual nas visões escotópica e fotópica são muito diferentes no que respeita a discriminação de luminâncias (detecção de pequenos contrastes) e acuidade visual (percepção de detalhes finos).

As condições de pequena luminância da imagem que ocorrem em radioscopia obrigam à visão escotópica efectuada pelos bastonetes, através de um processo lento de adaptação.

Quando se passa de uma sala iluminada para outra muito mal iluminada como é o caso de uma sala de radioscopia, a visão escotópica estabelece-se progressivamente. Em 20 minutos a sensibilidade do olho é multiplicada por um factor de 1000 ou mais.

Após dez horas de adaptação, na obscuridade, o limiar da visão é de cerca de 10^{-6} cd/m². O limiar absoluto da visão é o valor mínimo de luminância detectado quando, após adaptação completa, se observa a luz emitida pelo corpo negro à temperatura de 2360 °K. Corresponde a uma energia de cerca de 7×10^{-5} watts/cm² a atingir a retina. Num ecrã radioscópico esta luminância seria produzida por uma exposição de cerca de $1,7 \times 10^{-7}$ R/s.

Na Fig. 8.3, encontra-se a curva de adaptação do olho (sensibilidade em função do tempo de permanência na obscuridade). Após a adaptação, o olho encontra-se com o máximo de recursos para a análise da imagem radioscópica.

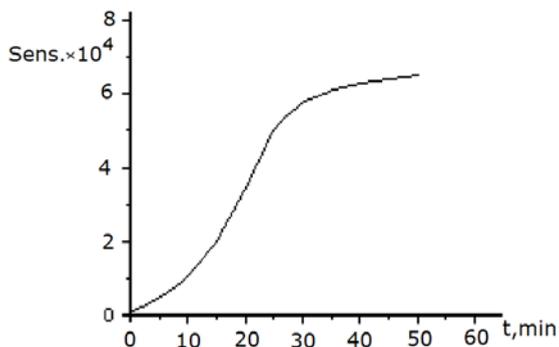


Fig. 8.3 – Curva de adaptação do olho (sensibilidade em função do tempo de permanência na obscuridade).

Para $t = 0$, ou seja, antes da adaptação, a sensibilidade é de cerca de 25 e, após 30 minutos de adaptação, é da ordem dos 60 000.

A somar às limitações na frequência espacial e contraste detectáveis, inerentes à radioscopia convencional, as imagens observadas nesta técnica têm sempre, como referimos, muito ruído. Este ruído, de natureza estatística, é inevitável e característico das imagens obtidas com um número pequeno de fótons, como era imposto nesta técnica para protecção do doente. Mas, mesmo assim, a velocidade de dose durante um exame típico de radioscopia, supondo uma distância foco-pele de 50 cm, tensão anódica 85 KV e corrente anódica de 3 mA, era da ordem de 15 R/min.

Devemos acrescentar que a informação presente em ecrãs fluorescentes quando irradiados com velocidades de dose de radiação menos elevadas

e visualizados por detectores mais sensíveis que o olho humano (tubo intensificador de imagem (TII) e detectores do estado sólido) está na base da maioria dos métodos de detecção fluoroscópica, em uso no presente.

No caso do TII, por exemplo, à custa de um passo intermédio de amplificação de energia, é obtido grande brilho num ecrã de visualização, para pequenas exposições.

É também fácil encontrar analogias entre as modalidades que usam a saída do TII, ou os detectores de alguns dos novos sistemas digitais e a radiografia com ecrãs intensificadores. O ecrã fluorescente no TII, ou a camada fluorescente dos novos detectores digitais, desempenham as mesmas funções que os ecrãs intensificadores, no caso da radiografia, ou seja, a obtenção de fotões luminosos para impressionar um detector.

III. TUBO INTENSIFICADOR DE IMAGEM

Em termos gerais, um tubo intensificador de imagem é um dispositivo opto-electrónico dispendo de um fotocátodo e de um sistema de aceleração e convergência de electrões. Quando uma imagem luminosa é focada sobre a janela do tubo, após diversas operações, é intensificada adquirindo grande ganho de brilho e apresentada num ecrã de visualização luminescente. Os TIIs utilizados em radiologia dispõem de um sistema de conversão de comprimentos de onda, imediatamente antes do fotocátodo, que transforma a imagem dos raios X, emergentes do paciente, numa imagem luminosa, (Fig. 8.4). O sistema de conversão consiste numa espessura de Al ou Ti, em contacto com uma espessura ou ecrã fluorescente, em geral de CsI activado com Na. Este ecrã é constituído por pequenos cristais prismáticos com dimensões aproximadas de 400 μm de comprimento por 10 μm de diâmetro, formando uma estrutura colunar, constituindo como que caminhos ópticos independentes, de modo a minimizar a dispersão da luz e perda de resolução espacial (Fig. 8.4).

A espessura de Al ou Ti existente antes da camada fluorescente destina-se a produzir electrões secundários por interacção com os fotões X emergentes do objecto. A imagem fluorescente é produzida pela interacção destes electrões e pela acção directa dos raios X, com o ecrã fluorescente (Fig. 8.4). O papel do conjunto constituído pelo eléctrodo de Al ou Ti e da espessura fluorescente no TII é semelhante ao de um ecrã intensificador, no caso da radiografia, ou seja, convertem energia electromagnética de pequeno comprimento de onda em fotões luminosos de maior comprimento de onda.

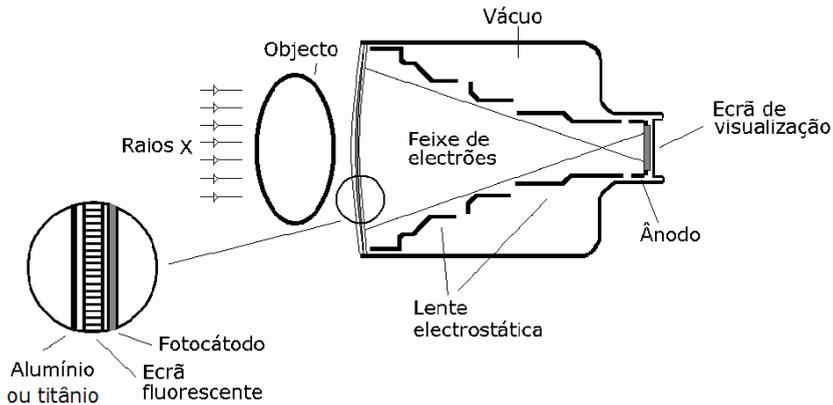


Fig. 8.4 – Esquema da constituição e funcionamento de um TII para utilização em radiologia. No pormenor de ampliação de um elemento da janela notar a estrutura prismática dos cristais do ecrã fluorescente.

As dimensões do ecrã fluorescente são, em geral 7, 9 ou 12 polegadas de diâmetro ou, em centímetros, respectivamente 17,8, 22,86 e 30,48. A espessura do ecrã, equivalente a cerca de 0,5 mm Al, tem de ser escolhida de tal modo que represente o melhor compromisso entre a absorção dos raios X e electrões do Al, ou Ti, (garantindo eficiência quântica elevada¹) e a dispersão dos fotões luminosos (causa de degradação de contraste e de resolução espacial). É importante que o TII seja de grande sensibilidade na detecção de raios X para permitir a utilização de baixos débitos, durante as técnicas fluoroscópicas que obrigam, em regra, a tempos de exposição longos.

A imagem luminosa que assim se obtém vai produzir a libertação de fotoelectrões no fotocátodo situado em contacto com o ecrã fluorescente. O fotocátodo é, em geral, de antimoneto de céσιο (Sb-Cs), ou outro sal com estes elementos (Sb-CsO ou Sb-K-Na-Cs), arsenieto de gálio ou ainda de sulfureto de zinco e cádmio².

As variações de intensidade do feixe de raios X emergente vão modular a densidade dos fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo. Estes fotoelectrões são acelerados por um potencial acelerador da ordem de algumas

¹ - A eficiência quântica dos TII é função da tensão anódica na ampola de raios X, sendo máxima (~75%) para valores da ordem dos 60 KVp pelo que, em geral, e por razões dosimétricas, operam abaixo da máxima eficiência, por aumento da tensão anódica.

² - O espectro de emissão da substância fluorescente (CsI:Na) tem de ser ajustado ao espectro de sensibilidade do fotocátodo. O Cs e o I têm descontinuidades k a ~36 e ~33 keV.

dezenas de quilovolts (25 a 35 kV entre fotocátodo e ânodo) e focados por lentes electrostáticas sobre o ecrã de visualização, ou eléctrodo de saída, um pequeno ecrã fluorescente (diâmetro típico de uma polegada), onde a imagem final é obtida com uma luminância altamente amplificada em relação à imagem inicial. A forma convexa da superfície anterior do tubo destina-se a manter uma distância praticamente constante entre todos os pontos da imagem no fotocátodo e da imagem no ecrã de visualização.

A imagem final, num ecrã de visualização³ de ZnS: CdS: Ag, que emite luz verde, pode ser da ordem de vários milhares de vezes mais brilhante do que no ecrã fluorescente da face anterior da janela do tubo mas, mesmo assim, com luminância bastante inferior à de objectos iluminados directamente pelo sol ($10 - 10^2$ cd/m² para o primeiro e 10^3 cd/m² para os últimos).

O conjunto de eléctrodos referido encontra-se no interior de uma ampola com elevado vazio. Sobre a ampola encontra-se um revestimento de metal μ^4 e sobre este, uma protecção externa de chumbo e aço.

1 - Ganho de brilho do TII

O ganho de brilho (G) de um TII é o produto de dois ganhos, um resultante da redução das dimensões da imagem e o outro devido ao facto de se fornecer energia cinética aos electrões libertados no fotocátodo. Estes vão produzir a imagem, ao colidirem com o ecrã de visualização, transformando energia cinética em energia electromagnética visível.

$$G = \text{ganho de redução} \times \text{ganho de intensidade} \quad 8.1$$

O ganho de redução é a relação entre as áreas (ou entre os quadrados dos raios) do ecrã fluorescente e do ecrã de visualização. O ganho de intensidade (ou ganho electrónico) é a relação entre o número de fótons luminosos no ecrã de visualização e o número de fótons luminosos no ecrã fluorescente para uma dada exposição de raios X, sendo o seu valor, tipicamente, entre 40 e 60. Por exemplo o ganho de brilho de um intensificador de

³ - A parte interna do eléctrodo de saída é metalizada com um fina camada de Al que é atravessada pelos fotoelectrões acelerados mas absorve os fótons produzidos na camada fluorescente que, se atingirem o fotocátodo libertam electrões não relacionados com a imagem.

⁴ - Metal μ é uma liga metálica altamente permeável a campos magnéticos que reduz fortemente as interferências magnéticas de campos magnéticos (terrestre ou de outras origens) que poderiam produzir distorção na focagem electrónica.

imagem de 12 polegadas com um ganho de intensidade de 55 é, se considerarmos o diâmetro do ecrã de visualização de uma polegada,

$$G = \frac{144}{1} \times 55 = 7\,992$$

O ganho de brilho de um TII pode também ser obtido por comparação da luminância no ecrã de visualização com a luminância de um ecrã fluorescente padrão, para a mesma exposição.

2 - Factor de conversão

É uma quantidade que exprime o ganho global do tubo, definindo-se como a relação entre a luminância no ecrã de visualização em cd m^{-2} e a velocidade de exposição em mGy/s no ecrã fluorescente. Estas quantidades são facilmente medidas.

Um factor de conversão de $60 \text{ cd m}^{-2} \text{ s mGy}^{-1}$ é equivalente a um ganho de brilho da ordem dos 6000. Valores de ganho de brilho de cerca de 6000 para diâmetros de entrada de 17 cm e de 12000 para diâmetros de 27 cm são típicos para os intensificadores utilizados em radiologia mas é possível obter ganhos até 20000.

3 – Relação de contraste

Exprime o comportamento do TII no que respeita a grandes contrastes em objectos de grandes dimensões. Vários efeitos dão origem a que objectos rádio-opacos apareçam não completamente opacos na imagem. Estes efeitos são a dispersão dos raios X na janela de entrada, a dispersão dos raios X e da luz na camada fluorescente, as flutuações no número de electrões na óptica electrónica e a dispersão da luz à saída, na camada fluorescente e janela.

A relação de contraste é o cociente entre o valor da luminância no centro do campo com o feixe primário sem qualquer absorção e o valor no mesmo ponto quando se coloca centralmente um disco de chumbo com área 10% do campo

$$\text{Rel. de contraste} = \frac{\text{Lum. no centro feixe directo}}{\text{Lum. c/ disco Pb, 10\% área}} \quad 8.2$$

Valores típicos de relação de contraste são de 20:1 a 30:1.

As grandes vantagens da fluoroscopia (não digital) com TII em relação à banida fluoroscopia convencional são: menor dose no paciente; maior contraste e resolução espacial graças à visão fotópica; trabalho mais rápido, não necessitando de tempo de adaptação; menor carga na ampola; dispendo de gravação magnética, possibilidade de revisão das imagens sem nova irradiação do paciente, e possibilidade de utilização de circuito fechado de TV, com observação à distância (Fig. 8.5). Hoje em dia, a porção do circuito da Fig. 8.5, a partir da câmara de televisão (rectângulo a cinzento), pode ser considerada obsoleta, pois a digitalização do sinal de vídeo e processamento por computador, em tempo real, apresenta numerosas vantagens, como veremos adiante. Uma vantagem na utilização do intensificador de imagem para a obtenção de imagens estáticas, em relação à radiografia com filme+ecrã intensificador é a menor dose no paciente. Maior gama dinâmica será possível também obter-se mas a resolução espacial é deteriorada.

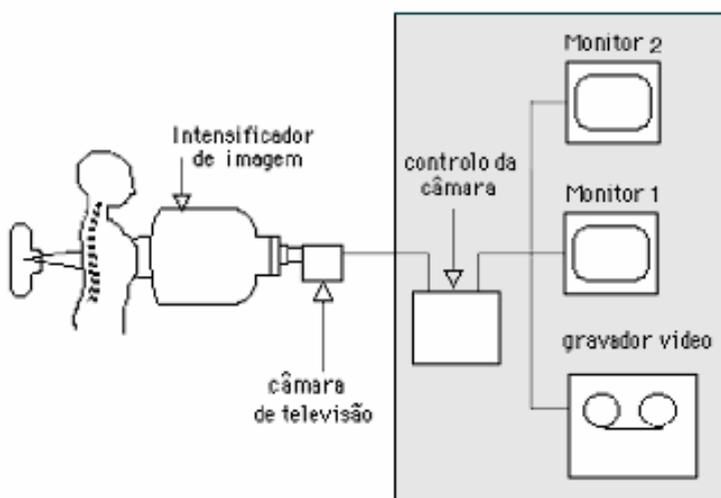


Fig. 8.5 – Utilização da saída do intensificador de imagem para gravação e visão à distância. A porção no rectângulo a cinzento é hoje obsoleta e substituída por sistemas digitais.

Os TIIs de grande diâmetro têm, em geral, a possibilidade de permitir uma ampliação de partes da área da imagem, por aproximação do ponto focal do feixe de electrões ao fotocátodo do tubo. Este deslocamento vai originar que à mesma área de visualização corresponda uma menor área do fotocátodo (Fig. 8.6). São, em geral, possíveis duas ou três selecções de diâmetros, como tipicamente 25 ou 17 cms, 25, 17 ou 12 cms e 23, 15 ou 10 cms.

Quando são utilizadas menores áreas de campo os ganhos de brilho diminuem, pelo que é requerida uma maior velocidade de exposição na ampola para produzir o mesmo brilho à saída que seria obtido com campos maiores. É importante realçar que, embora a área seja menor, o referido aumento leva ao aumento da exposição na pele do paciente e tal deve ser tomado consideração.

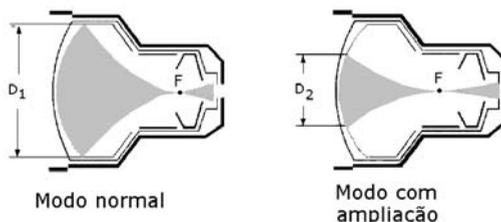


Fig. 8.6 – Os modos do tubo amplificador de imagem.

4 - Saídas do TII

Durante um exame de fluoroscopia, o operador usa os raios X para obter imagens dos pacientes em tempo real. Para além disso, é frequente o operador pretender registar em suporte definitivo passos de um exame dinâmico em curso. O equipamento de fluoroscopia está disponível em diversas configurações e possui, em geral, um ou mais meios de registo definitivo da imagem, desenhados com a intenção de não perturbar, ou perturbar minimamente, a observação fluoroscópica.

Há, fundamentalmente, quatro maneiras de obter imagens em suporte fotográfico com o equipamento usado em fluoroscopia: «spot film»⁵, seriógrafo (cassete filme/ecrã), sequência com filme de 100 ou 105 mm («cut film» ou «photospot») e cine fluorografia.

Os métodos de registo que usam o feixe directo dos raios X e filme+ecrã intensificador, tais como os dispositivos de «spot film» e os seriógrafos, fornecem imagens de alta resolução. Os métodos que utilizam a imagem do TII (fluorografia) fornecem imagens em filme, ou suporte digital, com doses menores que no caso anterior, mas com má resolução espacial.

⁵ - «Spot film» é uma radiografia convencional executada durante um exame fluoroscópico para registar de modo permanente e com alta resolução, os factos em observação. O dispositivo do «Spot film», que se situa entre a ampola e o tubo intensificador, destina-se a acomodar e posicionar a respectiva cassete.

No primeiro caso, uma cassette é movida lateralmente, de forma rápida, a partir da sua posição de armazenamento, até ser colocada em frente da janela do TII. O principal problema na utilização desta modalidade é o tempo necessário para ser colocado e retirado o filme e executadas as exposições pois, neste intervalo de tempo, não está disponível a imagem fluoroscópica. Durante a visualização fluoroscópica o sistema «spot film» é desviado do trajecto dos raios X.

A corrente do tubo na exposição directa do filme é de 300-400 mA, cerca de 100 vezes a usada em fluoroscopia. A resolução espacial é de 5-6 lp/min mas as doses são superior às dos métodos que usam a saída do TII.

Os seriógrafos permitem obter sequências de cerca de dez radiografias (de dimensões convencionais) por segundo, durante alguns segundos. A tensão anódica é pulsada, sendo nula durante a mudança dos filmes. Só é possível a utilização deste modo em curtos intervalos de observação.

As sequências com «cut film» permitem a execução de imagens, em simultâneo com a fluoroscopia, com frequências que atingem as 10/s. Esta modalidade obriga à utilização do dispositivo ilustrado na Fig. 8.7. A resolução espacial é de 3-4 lp/min e a dose relativamente baixa.

No modo cine fluorografia é registada a sequência das imagens do ecrã de visualização em filme de cinema (16 e 35 mm). Este modo tem especial interesse em radiologia cardiológica sendo particularmente usado nos processos envolvendo cateterismos cardíacos.

As câmaras «photospot» registam a saída do TII em filme, que está em rolo ou em segmentos separados, originando imagens com cerca de 10 cm de diâmetro. A câmara «photospot» está montada num acessório que faz a distribuição da luz permitindo obter imagens durante o exame fluoroscópico (Fig. 8.7).

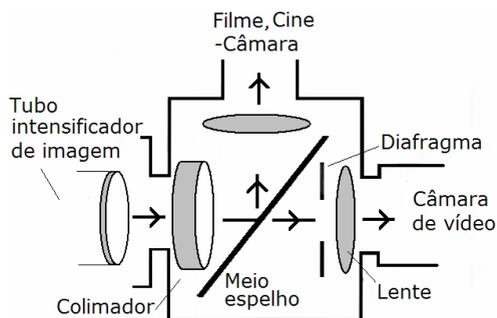


Fig. 8.7 – Sistema óptico de acoplamento do tubo intensificador a filme («spot film»).
1-Ecrã de visualização do TII; 2-Colimador; 3-Meio espelho divisor do feixe; 4-Diafragma; 5-Lente; 6-Filme.

A imagem do ecrã de visualização do TII tem de ser alterada opticamente para impressionar o filme nas últimas modalidades referidas. A luz proveniente do ecrã de visualização pode ser dividida por um meio espelho, indo, para além da câmara de televisão, para o dispositivo com filme ou máquina de filmar, através de um sistema óptico como se esquematiza na Fig. 8.7. No diagrama desta figura, o colimador transforma os feixes de raios provenientes dos diversos pontos do ecrã de visualização do TII em feixes de raios paralelos ao eixo do sistema óptico. Por reflexão, o meio espelho (divisor do feixe) permite dirigir parte da energia do feixe para uma segunda saída. A fracção da luz refractada pode ser ainda limitada através do diafragma antes de atingir a objectiva da câmara de televisão.

Esta divisão da luz, e as perdas associadas, criam a necessidade de um aumento da luminância no ecrã de visualização. Em fluorografia a imagem no ecrã de visualização do TII, cujo diâmetro típico é de uma polegada, tem de ser ampliada antes de ser transferida para o filme.

Quando se usa filme na segunda saída, a amplificação do sistema é o produto das amplificações do sistema colimador e da objectiva: $A = A_c \times A_o$.

Pode provar-se que este produto é igual à relação entre as respectivas distâncias focais.

Utilizando expressões conhecidas pode relacionar-se a luminância a atingir o filme b com a luminância B do ecrã de saída:

$$b = \frac{\alpha B}{4 r^2 m^2} \quad 8.3$$

Nesta expressão a é a fracção da intensidade da luz absorvida pelo sistema óptico (cerca de 20 %), o número r exprime a fracção da luz que é utilizada pelo sistema óptico (igual à distância focal da lente sobre o diâmetro de abertura) e m a relação entre os raios da imagem e ecrã.

No que respeita à fluoroscopia, a imagem no ecrã de visualização do TII apresenta algumas características que condicionam a resposta da câmara de televisão usada no sistema. É uma imagem circular e plana, praticamente monocromática, na região do verde, com um ruído considerável e, apesar de muito mais luminosa do que a imagem no ecrã de detecção, não é uma imagem de grande luminância. De facto, a imagem no ecrã fluorescente da janela de um TII, resultante de um exame radiológico típico, apresenta uma luminância média de cerca de 10^{-10} cd/m², pelo que no ecrã de visualização a luminância será do ordem de 3×10^{-5} cd/m², o que corresponde, em aproximação, à luminância média das páginas de um livro, durante a leitura.

Uma câmara de TV analógica de alta resolução (1023 linhas) tem uma resolução vertical de cerca de 358 pares de linhas. Uma câmara CCD⁶ de alta resolução com matriz de 1024×1024 tem uma resolução vertical próxima da anterior. Todavia, a câmara digital tem resoluções vertical e horizontal iguais, enquanto que a resolução horizontal da câmara analógica é definida pela sua banda passante electrónica. Para um TII com 15cm de diâmetro no eléctrodo receptor, a resolução limite da câmara CCD deve ser 358 lp/150 mm ou 2,4 lp/mm. Este resultado é cerca de metade da resolução obtida com um filme.

Esta menor resolução do CCD pode ser compensada pela capacidade de aumentar digitalmente o contraste no monitor, reduzir o ruído e realçar os contornos nas imagens digitais.

A relação de aspecto da imagem do ecrã de visualização do tubo intensificador da imagem é unitária, visto ser circular. A relação de aspecto de uma câmara de TV não é unitária, apresentando valores de cerca de 1,3 o que significa perda de área útil no ecrã de detecção da câmara, quando se enquadra o círculo na dimensão da altura ou perda de informação quando se enquadra na largura. A circunstância da imagem ser plana cria algumas exigências ao sistema óptico de acoplamento no que respeita às características do seu plano focal. A monocromaticidade da emissão, por seu lado, obriga a uma boa sensibilidade espectral no intervalo de frequências correspondente. A existência de ruído tem, sobretudo, a ver com o número reduzido de fótons necessário para manter as doses suficientemente baixas.

O registo de imagens utilizando o intensificador de imagem (fluorografia) produz imagens no filme, ou imagens digitais, com doses relativamente mais baixas, mas com pior resolução espacial.

Nos novos sistemas de fluoroscopia, os métodos de registo em filme são substituídos pelo registo digital de imagem. É possível digitalizar o sinal vídeo e armazenar na memória do computador «spots» digitais.

460

A operação é rápida e prática oferecendo a possibilidade de realce de contraste utilizando diversas técnicas de processamento. Como ponto negativo há acrescentar que a resolução espacial dos «spots» digitais é pior do que a obtida na modalidade com filme.

Durante uma fluoroscopia em condições típicas a velocidade de dose media na pele do paciente é de, aproximadamente, 20 mGy/min. Este valor decresce exponencialmente com o aumento da espessura de tecido através-

⁶ - A descrição e estudo dos detectores CCD encontram no Cap. VI – Radiologia Digital.

sada, devido à atenuação, diminuindo também com o inverso do quadrado da distância ao foco. Só cerca de 1% da intensidade do feixe de radiação original irá atingir o TII.

As doses recebidas pelos pacientes nos diversos processos podem ser muito diferentes. Para uma radiografia abdominal, a dose na pele do paciente é com aproximação 3 mGy com um tempo de exposição de 200 ms e uma velocidade de exposição de 900 mGy/min, que é 20 vezes superior à velocidade de exposição da fluoroscopia. Todavia, a exposição total para uma radiografia é, em geral, muito inferior à correspondente a um estudo fluoroscópico devido à duração deste. Para 10 minutos de fluoroscopia abdominal, a exposição total no paciente é cerca de 450 mGy, comparado com 3 mGy para uma radiografia. Para se evitarem danos provocados pela radiação nos pacientes, é necessário usar pequenas velocidades de dose nos exames de fluoroscopia.

A cineangiografia envolve a exposição de filme cinematográfico à saída do TII possibilitando um registo permanente da sequência de imagens. O brilho à saída do TII requerido para impressionar o filme cinematográfico é bastante superior ao necessário para a imagem vídeo. A intensidade do feixe de raios X incidente tem de ser aumentada para expor adequadamente o filme cinematográfico. As velocidades de dose durante os registos cinematográficos são usualmente 10 a 20 vezes as utilizadas em fluoroscopia (originando velocidades de dose na pele de 0,9 Gy/min ou mesmo superiores). Devido à elevada dose é exigido o uso limitado e condicionado desta técnica.

5 - Posição relativa da ampola e TII

O equipamento de fluoroscopia pode ter diferentes configurações para utilização numa vasta gama de aplicações clínicas.

A radiação dispersa em direcções próximas da direcção incidente é dirigida para o interior do paciente e sujeita a nova atenuação pelo que os níveis de radiação dispersa do lado do feixe emergente são menores do que do lado incidente.

Sempre que possível, anteparos com espessura equivalente a, pelo menos, 0,25 milímetros de chumbo, como abas, escudos ou painéis (Fig. 8.8) devem ser utilizados para interceptar a radiação dispersa que, de outro modo, atinge os trabalhadores próximos da cama. Estes anteparos são uma protecção complementar e não um substituto dos aventais de espessura equivalente a 0,5 mm Pb.

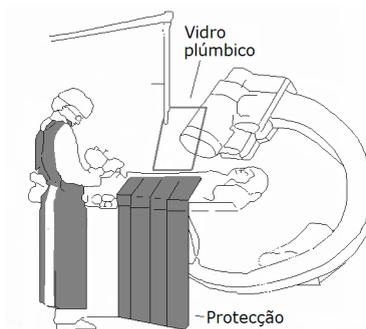


Fig. 8.8 – Uso de protecção e placa de vidro de chumbo durante a fluoroscopia.

5.1 - Unidades de fluoroscopia com ampola acima da mesa

Os sistemas com a ampola de raios X situada acima da mesa (e o intensificador de imagem por baixo) são sistemas muito versáteis que podem ser usados para fluoroscopia e radiografia. Estas unidades não são equipadas com protecção para a radiação dispersa proveniente do paciente e mesa, pois são desenhados para funcionamento em controlo remoto, a partir de uma área protegida.

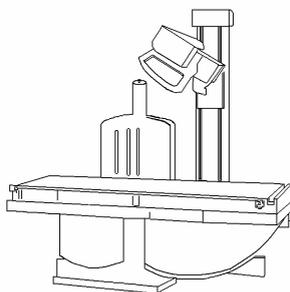


Fig. 8.9 – Sistema de fluorografia com ampola de raios X situada acima da mesa.

5.2 - Unidades de fluoroscopia com ampola abaixo da mesa

Os sistemas com a ampola de raios X situada abaixo da mesa têm suportes para o filme/ecrã, filme/ecrã, «bucky» e painéis laterais que actuam como protecção para a radiação dispersa emitida. O painel de controlo situa-se no suporte do tubo intensificador que tem pendentes folhas de protecção maleáveis

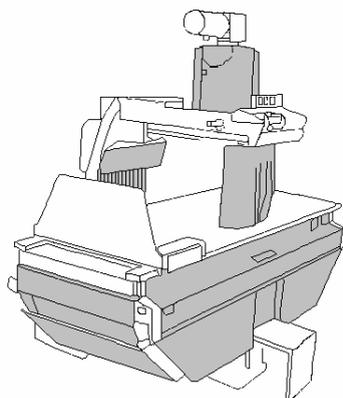


Fig. 8.10 – Sistema de fluorografia com a ampola situada abaixo da mesa. Protecções em cinzento.

Nos sistemas de fluoroscopia com ampola abaixo da mesa esta deve dispor de protecção com espessura equivalente a 0,25 mm de chumbo para atenuar a radiação dispersa proveniente da parte inferior. O TII é também, usualmente, equipado com protecções de chumbo. A mesa pode ter diversas posições para facilitar a execução de alguns exames, em particular com produtos de contraste.

Nestas condições, quando a ampola se situa abaixo da mesa e porque o paciente actua como absorvente, os valores mais elevados de irradiação encontram-se na região ao nível e abaixo da mesa. Considerando os operadores em pé, com as protecções aconselhadas e próximo da mesa, a situação é o mais favorável possível em termos de irradiação global com um máximo a nível da cintura. Com o aumento da distância ao paciente os níveis de irradiação diminuem drasticamente.

5.3 – Unidades móveis de braço em C

As unidades móveis de braço em C permitem obter imagens fluoroscópicas em cirurgia ortopédica e vascular e apoio na colocação de dispositivos, como «pacemakers» ou tubos com diversas finalidades. A mesa só tem movimentos na vertical e na horizontal. Este sistema que permite executar um parte considerável das possibilidades combinadas dos sistemas com ampola acima e abaixo da mesa.

Os braços C móveis não são equipados com protecção para reduzir a radiação dispersa. Por este motivo, a sua utilização exige especiais cuidados de protecção. As exposições podem ser da ordem de 100-200 mrad/h junto do paciente e 10-20 mrad/h a 1m.

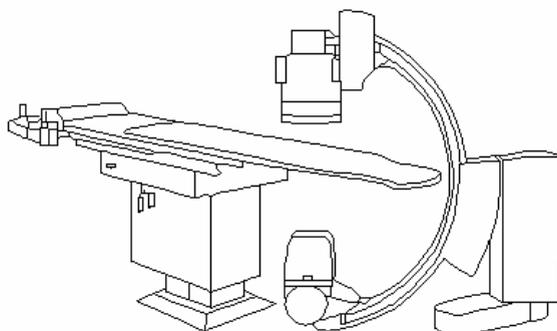


Fig. 8.11 – Unidade de fluoroscopia com braço em C.

IV. OUTRAS SOLUÇÕES TÉCNICAS

Para além do TII com câmara de TV e electrónica analógicas outras possibilidades de obter imagens fluoroscópicas foram já apresentadas.

1 - Uso da radiologia digital

No presente, a maioria das instalações de fluoroscopia e fluorografia com processamento digital, ainda utilizam TII e câmara de televisão analógica mas convertem o sinal vídeo da câmara em digital. Um conversor analógico/digital (ADC) digitaliza a saída da câmara e envia-a para o computador digital para processamento.

Uma alternativa com crescente utilização é o uso de câmaras de televisão digitais utilizando CCDs.

2 – Uso da Tomografia axial computadorizada

Os avanços na tecnologia tornaram possível a fluoroscopia TC e, nalguns casos, as aplicações intervencionais, em tempo real.

V. MODOS DE OPERAÇÃO EM FLUOROSCOPIA

As unidades de fluoroscopia dispõem de um interruptor de pé, através do qual se inicia e se mantém a exposição. As máquinas fluoroscópicas possuem também um alarme que avisa após 5 minutos de exposição. O alarme destina-se a avisar que decorreu aquele tempo, podendo ser continuada a exposição por períodos idênticos. É boa prática a obrigatoriedade do registo das condições e tempo de exposição em todos os exames.

As potencialidades técnicas dos novos sistemas de fluoroscopia permitem um elevado número de facilidades que determinam melhor qualidade nas imagens observadas e menor dose no paciente. Podemos considerar as seguintes modalidades distintas na operação em fluoroscopia:

1 - Modo contínuo

No modo contínuo, o gerador fornece uma corrente anódica constante cujo valor depende das dimensões do paciente sendo, em geral, inferior a 3 - 4 mA. São adquiridas 30 imagens por segundo com um tempo de aquisição individual de 1/30 s. Movimentos do paciente, ocorridos neste intervalo, deterioram consideravelmente a imagem.

2 - Modo pulsado

Em fluoroscopia pulsada, a exposição é efectuada em impulsos com duração de 3 a 10 ms. Tipicamente, é usada uma velocidade de 30 pulsos por segundo, com algumas unidades a permitirem menores velocidades (15, 7,5 e 3,75 pulsos por segundo com redução da dose para cerca de metade, um quarto e um oitavo, Fig. 15.2). Uma outra vantagem da fluoroscopia pulsada é a melhoria na resolução temporal. Por exemplo, a perda de definição resultante de movimento que ocorre em cardiologia é reduzida devido à diminuição do tempo de aquisição. A fluoroscopia pulsada permite igualmente reduzir a dose ocupacional nomeadamente usando frequências baixas.

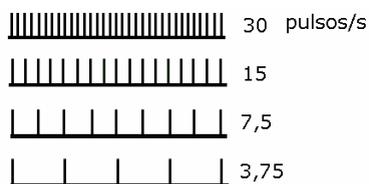


Fig. 8.12 – Frequência dos pulsos de alta tensão de uma unidade de fluoroscopia.

Como exemplo, valores realistas de velocidade de dose para uma distância de 18 cm, para 30 pulsos/s e 15 pulsos/s serão 2,2 cGy/min e 1,2 cGy/min, respectivamente.

VI. DISPOSITIVOS DE CONTROLO AUTOMÁTICO (BRILHO E DOSE)

A possibilidade de utilizar parâmetros obtidos a partir do TII e câmara de vídeo, ou fazer medições com detectores de radiação ionizante, (estes colocados em diversos pontos do feixe de raios X, para medição da Kerma, ver apêndice 8.1), permite obter elementos com interesse para a qualidade da imagem e a protecção do paciente⁷.

É importante referir que os tubos intensificadores de imagem são calibrados pelos fabricantes de modo a apresentarem um brilho óptimo no ecrã de visualização para velocidades de dose de 0,15 a 0,2 $\mu\text{Gy/s}$.

Utilizando os parâmetros indicados no início, estão disponíveis sistemas que permitem manter um brilho óptimo na imagem do monitor e uma dose controlada durante a fluoroscopia. Estes dispositivos, já abordados no Cap. I, são:

- O dispositivo de controlo automático do brilho (ABC) que permite uma optimização da qualidade da imagem no monitor do sistema através da monitorização do funcionamento do TII e actuação sobre os parâmetros da ampola.

- O dispositivo de controlo automático da velocidade de exposição («automatic exposure rate control») – AERC, é um dispositivo que controla automaticamente um ou mais parâmetros da ampola de modo a obter, através de medições directas da exposição num dado ponto do campo, uma determinada velocidade de Kerma

- O dispositivo de controlo automático da exposição («automatic exposure control») – AEC, é um dispositivo que controla automaticamente um ou mais parâmetros da ampola de modo a obter, num dado ponto do campo, uma determinada Kerma.

- O controlo de nível alto («high level control») – HLC, impossibilita o aparelho de funcionar para qualquer combinação da corrente anódica e tensão aceleradora que origine uma Kerma no ar superior a 0,2 Sv/min (20 R/min).

⁷ - Uma regra básica é: maior KV menor dose no paciente e menor contraste no filme.

1 - Controlo automático do brilho (ABC)

Se durante um exame fluoroscópico, a intensidade do feixe de raio X à saída da ampola se mantém constante e independente das dimensões do paciente, ou da parte do corpo em estudo, a qualidade e brilho da imagem apresentam variações que podem comprometer a avaliação pretendida. A aquisição em fluoroscopia requer assim controlo automático do feixe incidente para optimização da qualidade da imagem. O controlo automático do brilho (ABC) compensa as variações de brilho no TII que resultariam de alterações da intensidade dos raios X incidentes devido às causas mencionadas. O ABC utiliza a medição da corrente através do TII, da dose à saída do doente ou da luminância no ecrã de visualização do TII (com tubo FM ou fotodíodo), de modo a ser mantido um brilho médio de constante na imagem final (nº 1 da Fig. 8.13). O ABC controla a velocidade de exposição de acordo com a espessura e características da região do paciente em estudo ajustando os parâmetros da ampola. A corrente e a tensão anódicas, ou a duração do impulso, podem ser controlados de modo a ser mantida uma velocidade de dose média constante a incidir na janela fluorescente do TII. Isto é feito sem intervenção do operador. Quando o ABC está incorporado, a velocidade de exposição no paciente irá aumentar ou diminuir de modo automático permitindo que sejam visualizadas de forma optimizada as diferentes áreas do corpo.

O mesmo sistema de controlo por realimentação (feedback) usado para controlar as velocidades de exposição durante a fluoroscopia pode ser utilizado nas exposições da fluorografia. Num particular contexto, o mecanismo de controlo a utilizar depende do tipo de imagem e da sofisticação do equipamento. O operador pode sempre escolher entre melhor qualidade de imagem ou menor dose de radiação.

2 - Dispositivos de controlo automático da dose (AEC) e velocidade de dose (AERC)

Os dispositivos de controlo automático da exposição e velocidade de exposição AEC, AERC são dispositivos que controlam automaticamente um ou mais parâmetros da ampola de modo a obter, num dado ponto do campo, respectivamente uma determinada exposição ou velocidade de exposição.

No ponto 2 da Fig. 8.13 observa-se um circuito constituído pelo condensador C e um díodo D. O condensador carrega-se por integração da carga

proveniente da corrente através da câmara de ionização. Na situação de controlo da exposição quando é atingido um potencial de referência, que corresponde à exposição desejada, a tensão anódica é interrompida. Este sinal é utilizado para controlo da exposição no «spot film».

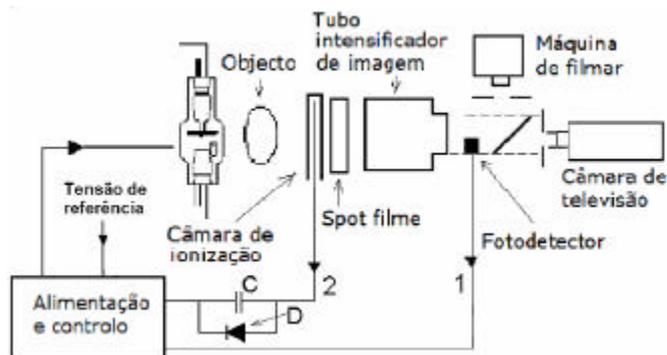


Fig. 8.13 – Sistema fluoroscópico com controlo automático. O sinal proveniente dos detectores é usado para controlo do gerador em fluoroscopia e fluorografia. 1. ABC com fotodetector. 2. AEC (controlo automático da exposição). Sistema com realimentação, utilizando o sinal de uma câmara de ionização, para controlo automático da exposição no «spot film».

Quando se trata de controlar uma velocidade de dose a tensão no condensador C, num dado instante, é utilizada para, através de realimentação, controlar os parâmetros da ampola.

3 - Controlo de alto nível (HLC)

O controlo de alto nível (HLC) ou «boost mode» destina-se a permitir obter imagens com qualidade em pacientes espessos ou em imagens na região do pélvis ou dos ombros. O uso de HLC nos sistemas com braço em C móveis pode elevar os níveis de radiação por um factor de 10 em relação aos níveis típicos em fluoroscopia.

O controlo de nível alto (HLC - «high level control»), impossibilita o aparelho de funcionar para qualquer combinação da corrente anódica e tensão aceleradora que origine uma Kerma no ar superior a 0,2 Sv/min (20 R/min).

O uso excessivo do HLC pode resultar em lesões agudas no paciente, durante procedimentos cirúrgicos demorados.

4 - Produto dose.área (DAP)

O produto dose-área (DAP) é medido a seguir ao diafragma da ampola, utilizando um detector que é atravessado pelo feixe de raios X.

O produto dose-área é independente da distância entre a ampola e o dispositivo de medida pois, quanto maior for a distância entre a ampola e o detector menor é a dose (variação com o inverso do quadrado da distância) e maior é a área de detecção (variação com o quadrado da distância).

A dose no paciente pode ser calculada a partir do produto dose-área, da área de detecção e da distância foco-pele. O valor do DAP é aproximadamente proporcional à energia cedida ao meio – a energia depositada no paciente.

Se a kVp e a HVL são conhecidas a leitura da DAP em Gy m² pode ser convertida na energia em joules (J) depositada no paciente.

A dose na pele pode ser obtida através do cociente DAP/área irradiada. Uma regra aproximada é 1 Gy cm² \cong 3 mGy dose na pele

Por outro lado, os riscos estocásticos são aproximadamente proporcionais à DAP. Outra regra aproximada é 1 Gy cm² \cong 0,2 mSv de dose efectiva.

A utilização dos meios descritos neste número veio permitir a adopção de valores para as máximas exposições neste tipo de exames:

A velocidade de dose na pele máxima para unidades de fluoroscopia sem AERC é 0,05 Gy/min (5 R/min).

A velocidade de dose na pele máxima para unidades com AERC sem HLC é 10 R/min.

A velocidade de dose na pele máxima para unidades com AERC e com HLC é de 20 R/min - (com o HLC activado) e de 10 R/min - (sem o HLC activado).

VII. OUTROS MEIOS DE DIMINUIR A DOSE EM FLUOROSCOPIA

1 - Visualização de imagens médias

O tempo de integração do olho humano ou de reconhecimento de uma imagem fluoroscópica é de cerca de 0,2 s. Isto explica que uma sequência de rápidas vistas dão usualmente o mesmo resultado que uma exposição prolongada, a última com uma maior dose no paciente.

Quando há interesse em melhorar a resolução de contraste por diminuição do ruído das imagens, mesmo com sacrifício da resolução temporal, podem visualizar-se imagens médias, obtidas em tempo real a partir da série das imagens adquiridas (Fig. 8.14).

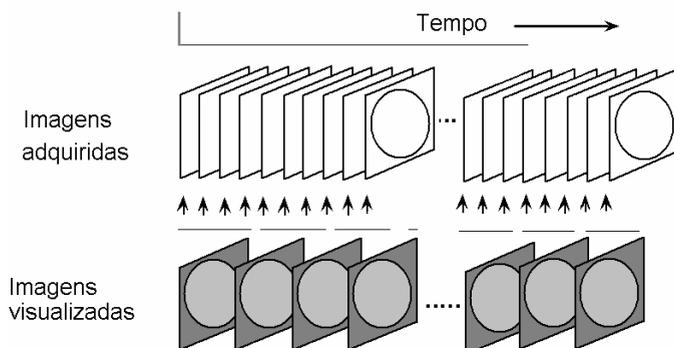


Fig. 8. 14 – visualização de imagens médias, obtidas em tempo real a partir da série das imagens adquiridas.

Existem diferentes algoritmos para se obterem as imagens médias. São, em geral, médias ponderadas com maior peso para as matrizes mais recentes e com um número variável de elementos.

2 - Retenção da última imagem

A conservação da última imagem fluoroscópica após terminada a exposição - LIH («Last image holding») é outra característica com interesse. As unidades de fluoroscopia mais recentes estão equipadas com esta característica também com gravação de vídeo. A utilização destes modos permitem ao operador observar uma imagem estática sem irradiação contínua do paciente e operador.

VIII. PROTECÇÕES ESPECIAIS

Referiremos a seguir alguns aspectos de protecção com interesse específico em fluoroscopia.

Em adição à colimação automática deve ser possível a introdução manual de colimação, no feixe de raios X fluoroscópico, ajustável dentro da área efectiva do TII. A maioria dos sistemas de fluoroscopia usados em angiografia e aplicações de intervenção dispõem de filtros de equalização. Também chamados de filtros de contorno, adaptam-se aos contornos do paciente e permitem uma modificação mais rigorosa da forma do feixe do que é possível com os colimadores. Estes filtros diminuem os efeitos resultantes da radiação não atenuada junto dos limites do paciente e equalizam a exposição luminosa na câmara de vídeo, melhorando o desempenho do ABC.

As técnicas fluoroscópicas, tipicamente, produzem maiores doses nos pacientes do que as radiografias.

A irradiação nos exames fluoroscópicos pode ser avaliada pelo produto dose-área (DAP).

Durante a fluoroscopia as dimensões do feixe, os órgãos expostos e a velocidade de dose sofrem alterações. Isto torna muito difícil calcular a dose efectiva. Todavia uma indicação da energia libertada no exame ou dose fluoroscópica é fácil de se obter com uma câmara de ionização de transmissão que aceite a totalidade do feixe à saída do colimador. Toda a radiação que vai atingir o paciente deve passar através da câmara de ionização. A corrente iónica colectada é uma medida do produto exposição-área (EAP). A leitura pode ser facilmente convertida no produto dose-área (DAP).

Os trabalhadores com elevada carga de trabalho em fluoroscopia devem usar óculos de vidro de chumbo. Os óculos de vidro de chumbo podem reduzir a dose nos olhos em cerca de 85%.

O uso de escudos para a tiróide e óculos de vidro de chumbo são fortemente recomendados durante o trabalho com dispositivos de braço em C.

A exposição na tiróide e cristalino pode atingir valores de 0,2-0,50 mSv por hora durante algumas técnicas. É recomendado que os escudos para a tiróide sejam equivalentes a 0,5 mm de chumbo e que os óculos de vidro de chumbo sejam equivalentes a 0,35 mm chumbo.

Os danos na pele dos pacientes não são imediatamente aparentes. Devem registar-se, nas fichas dos doentes, o tempo e as doses recebidas e deve solicitar-se a estes que comuniquem de imediato quaisquer indícios de lesão.

As imagens adquiridas digitalmente têm melhor resolução de contraste do que as imagens analógicas mas pior resolução espacial e representam um compromisso entre dose e qualidade da imagem. A cinefluorografia (registo cinematográfico das imagens) necessita de velocidades de dose elevadas quando comparadas com o registo vídeo de menor resolução.

Os parâmetros tensão anódica, corrente anódica e filtragem efectiva definem a velocidade de Kerma [mGy/min] que, com o tempo de exposição [min] definem a Kerma [μGy] que, por sua vez com a área do campo [m^2] definem o produto dose área [$\mu\text{Gy m}^2$].

Mas, para determinadas condições da ampola e tempo de exame, o número de imagens, a experiência do operador, a orientação do tubo, as dimensões do paciente e a distância ao tubo são os outros determinantes da dose.

O conhecimento em tempo real da dose na pele é o dado mais importante na prevenção de lesões.

APÊNDICE 8.1

Medição de doses durante os exames radiológicos

As doses obtidas com câmaras de ionização planas que a seguir se descrevem são frequentemente utilizadas:

Dose incidente é a dose no ponto médio de um campo de radiação X, ponto correspondente à superfície do paciente, mas sem a presença deste. Nestas condições não há radiação dispersa proveniente do corpo do paciente.

A **dose à superfície**, ou **na pele**, é o valor da dose medida na pele com o corpo do paciente no trajecto dos raios. A dose à superfície é igual à dose incidente adicionada da radiação dispersa.

A **dose à saída** tem interesse para avaliação da imagem de raios X. É medida à superfície onde os raios X abandonam o corpo.

Conhecendo a dose na pele e a dose à saída pode calcular-se, aproximadamente, a energia/massa cedida ao corpo do paciente: dose no corpo = dose à superfície - dose à saída⁸.

Dose no detector da imagem é a dose medida na superfície do detector (cassete do filme, tubo intensificador ou detector digital). A dose no detector é menor do que à saída devido à atenuação do feixe na grelha anti-difusora e cama.

Velocidade de dose no detector da imagem é a dose recebida por unidade de tempo no detector.

⁸ - Em rigor deveria ser: dose no corpo = dose incidente - (dose à superfície - dose incidente) - dose à saída, ou seja, a dose incidente menos as doses dispersa e à saída.

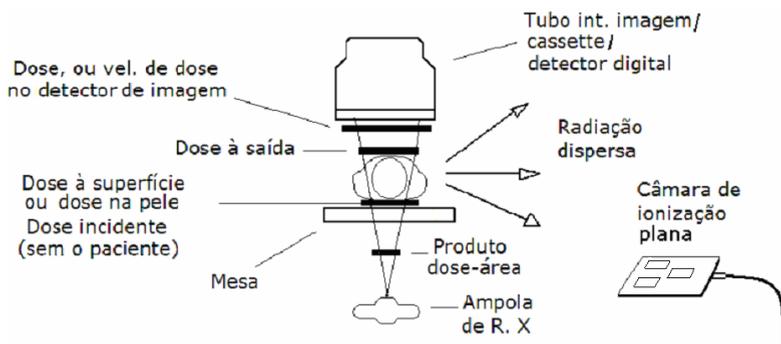


Fig. 8.15 – Possibilidade de utilizar detectores em diversas posições em fluoroscopia.

APÊNDICE 8.2

Adaptação do olho humano ao brilho

O intervalo das luminâncias a que o sistema visual humano se pode adaptar, desde a visão mais precária até ao limite do encadeamento, abrange dez ordens de grandeza. Na Fig. 8.16 observa-se o brilho subjectivo, ou seja, como é percebido pelo sistema visual humano, em função do logaritmo da luminância observada. A curva a cheio grosso indica o intervalo de luminâncias para as quais o olho humano se pode adaptar e é constituída por duas porções. Uma, para baixas luminâncias, correspondente à visão escotópica, efectuada pelos bastonetes da retina, permite obter sensação visual num extenso intervalo de pequenas luminâncias. A segunda, efectuada pelos cones, constitui a visão fotópica e abrange cerca de sete ordens de grandeza de luminância.

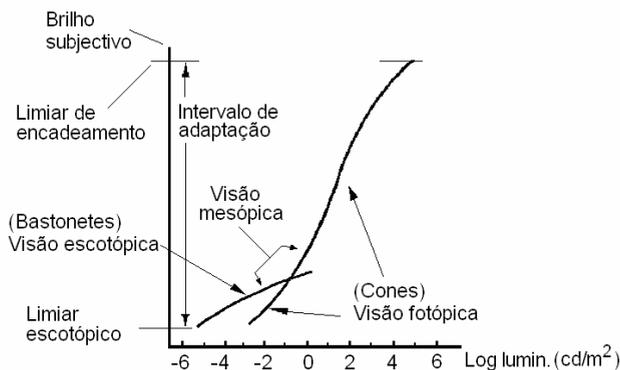


Fig. 8.16 – Sensação de brilho subjectivo em função do logaritmo da luminância.

Há sobreposição nas respostas de cones e bastonetes para valores de abcissas desde cerca de -3 a -0,3.

Na visão escotópica não há reconhecimento das cores e a definição dos objectos é má devido a baixa resolução espacial e presença de ruído estatístico. A visão fotópica apresenta características muito superiores à escotópica no que diz respeito a resolução espacial e sensibilidade de contraste, para além de permitir a distinção das cores. A região entre os valores de luminâncias de cerca de 1 e 10^{-2} cd/m² tem características intermediárias e é chamada de região mesópica.

É importante referir que o sistema visual não opera em simultâneo e instantaneamente sobre a gama dinâmica representada na Fig. 8.16. Em vez disso opera em torno de valores desta larga banda, através de variações na sensibilidade global, utilizando o processo a que chamamos adaptação. A gama total de valores de luminância discrimináveis em simultâneo é muito menor do que a gama total representada na Fig. 8.16. Para um dado conjunto de condições em que é solicitada resposta ao sistema visual o nível de sensibilidade é chamado de nível de adaptação ao brilho. A Fig. 8.17 mostra um segmento da Fig. 8.16 com um nível possível de adaptação ao brilho, B_a .

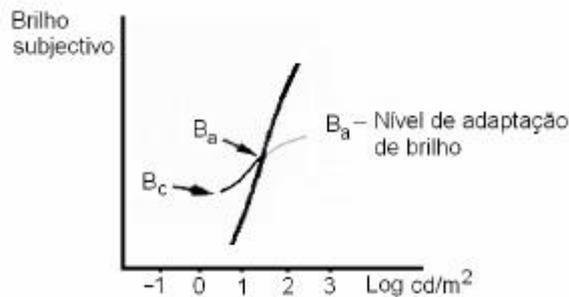


Fig. 8.17 – Porção da curva da sensação de brilho subjectivo em função do logaritmo da luminância (Fig. 5.12), mostrando a curva de adaptação ao brilho para o nível B_a .

A curva a cheio fino representa a gama de valores de brilho subjectivo que o olho é capaz de perceber quando se adapta ao nível B_a . Para valores abaixo do ponto B_c os estímulos produzem negro como resposta. A parte superior desta curva, a cinzento, não tem significado pois luminâncias mais elevadas do que B_a vão originar elevação do valor do nível de adaptação ao brilho.

CAPÍTULO • IX

•

TOMOGRAFIA AXIAL COMPUTORIZADA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. CONSIDERAÇÕES INICIAIS

As vantagens oferecidas pelos métodos de diagnóstico pela imagem, nomeadamente os desenvolvidos nas últimas décadas, atingiram praticamente todas as áreas da medicina.

O estabelecimento de uma investigação sistemática, dirigida para o desenvolvimento de novas técnicas, foi determinante neste processo. Esta investigação traduziu-se numa procura incessante de novas formas de evidenciar alterações topográficas, morfológicas, estruturais e funcionais, através do estudo das propriedades físicas, químicas e biológicas de células, tecidos, órgãos e sistemas, descobrindo novos agentes de interacção com a matéria viva e sofisticando meios de apresentação dos dados adquiridos.

A informação final obtida foi tornada disponível à nossa observação na forma de projecções, cortes, sombras, reconstruções tridimensionais, e quantificada através de níveis de cinzento, cores, curvas, histogramas, ábacos, etc. Muitas vezes, o significado desta informação é específico, inteligível unicamente em espaços diferentes do nosso espaço tridimensional.

Dentre os modernos métodos de diagnóstico pela imagem, a tomografia axial computadorizada (TC), viabilizada por Hounsfield e Cormack¹ em 1972 é, indiscutivelmente, um dos que, pela sua implantação, crescente expansão, evolução nas suas capacidades e reconhecida utilidade, merece um destaque muito especial.

A tomografia axial computadorizada veio permitir diminuir a contribuição do ruído, em particular do ruído estrutural e do ruído devido à radiação dispersa, nas imagens radiológicas, possibilitando uma resolução de contraste entre estruturas moles até então nunca conseguida. A TC dá valores quantitativos do coeficiente de atenuação, ao nível do elemento de imagem, em cortes do objecto e permite realçar as diferenças entre estruturas anatómicas utilizando janelas de densidade com base e largura variáveis. É interessante referir que os princípios físicos subjacentes à técnica de TC, no

¹ - Pela criação e desenvolvimento da TC, Hounsfield e Cormack foram galardoados com o prémio Nobel da Medicina e Fisiologia, em 1979.

que respeita à geração, interacção e detecção dos raios X são, em tudo, os mesmos da radiologia convencional.

Como resultado do conceito básico de que é possível reconstruir a estrutura interna de um objecto a partir de múltiplas projecções, a tomografia axial computadorizada permite o mapeamento quantitativo dos coeficientes de atenuação em secções do objecto.

A TC permite o diagnóstico de alterações anatómicas em todas as partes do corpo. Desde o seu lançamento tem sofrido melhorias constantes que a tornaram mais rápida e precisa, sendo insubstituível em numerosas situações.

Para além do simples estudo das propriedades da técnica, este capítulo destina-se a provar o seu interesse em situações especiais. De uma forma teórica, tentamos prever os resultados da TC e estabelecer a comparação com outras técnicas. Para além disto, tentaremos dar uma panorâmica das possibilidades da TC nos nossos dias, pois, em pouco mais de trinta anos, ela sofreu alterações notáveis que lhe multiplicaram amplamente as capacidades.

II. CONTRASTE. AS VANTAGENS DA TC

A TC é hoje uma técnica de rotina em radiologia e diagnóstico. Permite a identificação de patologias sobretudo através da utilização de informação anatómica qualitativa mas também permite uma valorização quantitativa em numerosas situações.

Com a intenção de demonstrar o interesse da TC, consideremos o caso teórico de um indivíduo portador de um tumor cerebral, de forma cúbica, com 2 cm de lado e coeficiente de atenuação superior em 2% ao do tecido circundante, suposto homogéneo (Fig. 9.1).

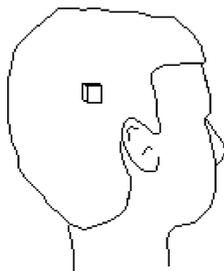


Fig. 9.1 – Doente imaginário portador de um tumor de forma cúbica, com 2 cm de lado e coeficiente de atenuação superior em 2% ao do tecido circundante.

Analise as possibilidades de duas técnicas radiológicas actuais para a sua detecção, sem utilização de meios de contraste, ou melhor, tentemos prever as respostas da radiologia convencional e tomografia axial computadorizada e comparemos essas respostas.

Analise, primeiramente, a prestação da radiografia convencional. Na Fig. 9.2 está, em corte, o feixe incidente que supomos de raios paralelos, monoenergético com energia de 65 KeV e de intensidade I_0 , o contorno da caixa craniana (3), o tecido cerebral (1), a região do tumor (2) e os raios emergentes de intensidade I' e I . O valor da intensidade do feixe emergente no corte, em função da distância normal aos raios é mostrado no gráfico à direita.

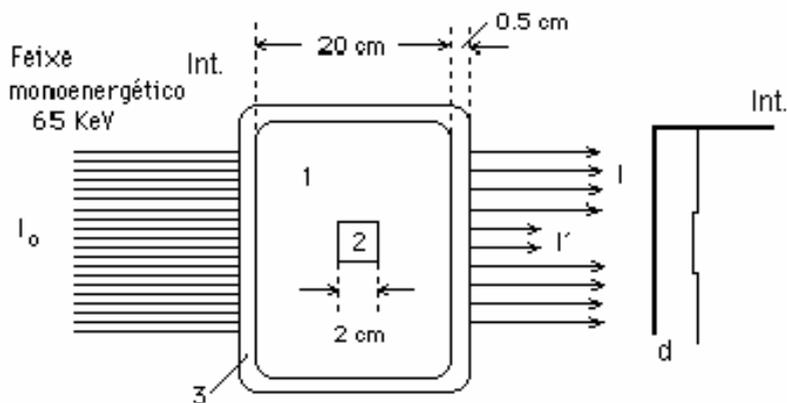


Fig. 9.2 – Esquema do corte axial da cabeça mostrando o tumor e os feixes incidente e emergente. A radiação dispersa é ignorada. À direita encontra-se a intensidade emergente em função da distância normal à direcção do feixe, no plano do corte.

Ignoremos, numa primeira fase, a radiação dispersa. Admitindo que os coeficientes de atenuação para o tecido mole, tumor e osso, são respectivamente

$$\mu_{\text{tec}} = 0,19 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu_{\text{tum}} = 0,1938 \text{ cm}^{-1} \text{ (2\% superior a } \mu_{\text{tec}})$$

$$\mu_{\text{os}} = 0,56 \text{ cm}^{-1}$$

Aplicando a lei da atenuação da radiação quando existe um absorvente com n camadas de espessura x_i e coeficiente de atenuação linear μ_i ,

$$I = I_0 \sum_{i=1}^n e^{-\mu_i x_i} \quad 9.1$$

vem

$$I = I_0 e^{-(1 \times 0,56 + 20 \times 0,19)} = 0,01278 I_0$$

$$I' = I_0 e^{-(1 \times 0,56 + 18 \times 0,19 + 2 \times 0,1938)} = 0,01268 I_0$$

Usando a definição de contraste

$$C = \frac{I - I'}{I + I'} \quad 9.2$$

vem, para contraste no feixe emergente

$$C_E = \frac{0,01278 - 0,01268}{0,01278 + 0,01268} = 0,00393$$

Podemos, ainda, determinar o contraste no objecto, ou seja,

$$C_{\text{obj}} = \frac{\mu_{\text{tum}} - \mu_{\text{tec}}}{\mu_{\text{tum}} + \mu_{\text{tec}}} = \frac{0,1938 - 0,19}{0,1938 + 0,19} = 0,00990$$

O contraste no feixe de raios X emergente do paciente é consideravelmente inferior ao contraste do objecto, mesmo na situação ideal de não existir radiação dispersa. Aliás, a situação que consideramos não é ideal exclusivamente por termos ignorado a radiação dispersa. Também é teórico o feixe incidente monoenergético de raios paralelos, pelo menos nas situações práticas, sendo igualmente teóricos os valores fixos de I e I' , pois as flutuações associadas à atenuação nos tecidos, assim como variações de natureza estatística no número de fotões, tornariam bem difícil a expressão de tais valores por um só número. Considerá-los-emos como valores médios.

Comecemos por tomar em consideração a radiação dispersa. Para fotões de 65 KeV a incidir sobre tecido mole, a probabilidade de ocorrência de efeito Compton é mais de dez vezes superior à probabilidade de ocorrência de efeito fotoeléctrico. Contudo, para a degradação de contraste produzida pela radiação dispersa só contribui uma fracção de fotões difundidos correspondente àqueles que são emitidos dentro de ângulos sólidos que

enquadram a imagem. Por outro lado, sendo os fótons dispersos de menor energia que os primários, são mais facilmente absorvidos no tecido. O campo da radiação dispersa emergente é, praticamente, uniforme e vai sobrepor-se, como se observa na Fig. 9.3, às intensidades primárias. Na curva da intensidade vs. distância, à direita o pequeno degrau corresponde a uma variação relativa de intensidade menor do que no caso anterior, sem radiação dispersa (Fig. 9.2), devido ao aumento de radiação de base.

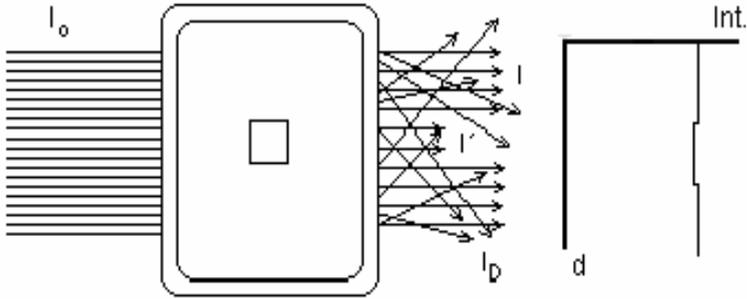


Fig. 9.3 – Esquema de corte transaxial da cabeça mostrando a radiação dispersa emergentes.

A intensidade da radiação dispersa é, no caso presente, da ordem de três vezes as intensidades primárias I e I' , ou seja, numa primeira aproximação:

$$I_D = 3 \times 0,013 \times I_0 = 0,039 I_0$$

As intensidades emergentes correspondentes às duas direcções, incluindo ou não o tumor, são, respectivamente,

$$I'_1 = I' + I_D = 0,01268 I_0 + 0,039 I_0 = 0,05168 I_0$$

e

$$I_1 = I + I_D = 0,01278 I_0 + 0,039 I_0 = 0,05178 I_0$$

O contraste no feixe emergente é, então,

$$C_1 = \frac{0,05178 - 0,05168}{0,10346} = 0,0010$$

O contraste no objecto era de 0,0099 e foi reduzido a cerca de um décimo. O efeito da degradação do contraste pela radiação dispersa pode ser diminuído usando grelhas antidifusoras, à custa de um aumento de dose no paciente como se expôs no Cap. II.

Evidentemente, não é o contraste no feixe emergente que nos interessa directamente, mas sim o contraste da imagem no filme, no intensificador de imagem ou no suporte final sobre o qual analisamos as imagens. Interessa-nos, de modo especial, o filme.

A resposta de um filme radiológico pode prever-se a partir da sua curva característica, densidade óptica vs. logaritmo da exposição, em mR, Fig. 9.4, como vimos no Cap. IV.

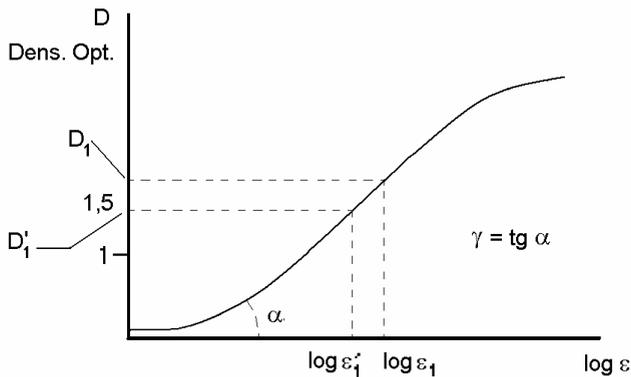


Fig. 9.4 – Curva característica de um filme radiológico.

Recordemos que, na Fig. 9.4, a abcissa é o logaritmo da exposição e , sendo esta o produto da intensidade dos raios X (ou velocidade de exposição) pelo tempo do disparo.

Em ordenada está a densidade óptica D do filme após ter sido impressionado com a exposição e , sendo D o logaritmo da relação entre as intensidades luminosas (ou luminâncias) das luzes incidente e emergente do filme, num negatoscópio

Para intensidades do feixe de raios X emergente I_1 e I_1' , calculemos o $\Delta(\log \epsilon)$ e o ΔD correspondentes ao filme da Fig. 9.4, que supomos ter um γ com o valor típico de 3.

Supondo um tempo de exposição t , as exposições serão

$$\epsilon_1 = I_1 t \qquad \epsilon_1' = I_1' t.$$

então:

$$\Delta(\log \epsilon) = \Delta[\log(\epsilon_1/\epsilon_1')] = \log(I_1/I_1')$$

e

$$\log(I_1/I_1') = \log \frac{0,05178}{0,05168} = 0,00084.$$

Para

$$\gamma = 3, \quad \Delta D = 3 \times \Delta(\log \epsilon) = 0,00252.$$

Esta variação de densidade óptica deve-se à diferença entre as exposições resultantes das intensidades no feixe emergente, que correspondem aos raios que atravessam, ou não, a região do tumor. Para valores constantes de I e I' o valor $\Delta D = D_1 - D'_1$ é independente do tempo de exposição, na parte linear da curva característica. Vamos supor que D'_1 , cuja abcissa é $\log \epsilon'_1 = \log(I'_1 t)$, tem o valor $D'_1 = 1,5$. Sendo $\Delta D = 0,00252$, $D_1 = 1,50252$.

O contraste entre as densidades ópticas do filme resultantes da exposição ao feixe emergente entrando com a radiação dispersa é

$$C_d = (D_1 - D'_1)/(D_1 + D'_1) = 0,00084$$

Já referimos que, utilizando grelhas antidifusoras, podemos melhorar o contraste, à custa de um aumento de dose no paciente. Se utilizarmos uma grelha com um factor de melhoria de contraste 2,6 a eliminação da radiação dispersa originará o contraste $C_{d1} = 2,6 \times C_d$, ou seja

$$C_{d1} = 0,00084 \times 2,6 = 0,00218$$

Para este contraste as densidades ópticas no filme são:

$$D'_1 = 1,5 \quad \text{e} \quad D_1 = 1,50655$$

pois

$$C' = (1,50655 - 1,5)/3,00655 = 0,00218.$$

Interessa perguntar se a visão humana detectaria esta diferença de densidade óptica. De facto, o que nós detectamos são diferenças de luminância e estamos sujeitos a limitações fisiológicas.

Vejamos então o que se vai observar num filme radiológico quando este é colocado no negatoscópio.

Os bons negatoscópio do presente emitem luminâncias de 2000 a 6000 nit. Um filme com densidade 1, colocado sobre um negatoscópio com luminância 3000 nit, deixa passar a luminância 300 nit, pois como $D = \log B_0/B = 1$ e $B_0 = 3000$ nit terá de ser $B = 300$ nit.

Pelo mesmo raciocínio, de filmes com $D = 2$ e $D = 3$ emergem luminâncias respectivamente, de 30 nit e 3 nit. De modo geral, para o negatoscópio de 3000 nit, podemos escrever

$$B = 3000/10^D$$

sendo B a luminância emergente e D a densidade óptica do filme. A partir desta equação obtém-se

$$\Delta B = - 6908 \times 10^{-D} \times \Delta D \quad 9.4$$

Para o caso em que se considerou a radiação dispersa sem grelha anti-difusora, onde $D = 1,5$ e $\Delta D = 0,00252$, substituindo na expressão anterior virá $\Delta B = - 0,550$ nit.

Para o caso de se usar a grelha anti-difusora com factor de amplificação de contraste 2,6 virá $D = 1,5$ e $\Delta D = 0,00655$, sendo $\Delta B = - 1,431$ nit.

Já vimos que a variação mínima de luminância detectável pelo olho humano depende da luminância de base, definindo-se sensibilidade de contraste pela relação $\delta = \Delta B_{\min}/B$, onde ΔB_{\min} é a variação mínima de luminância detectável em torno da luminância de base B.

É sabido que, para o caso do filme de raios X observado num negatoscópio com luminância de 3000 nit, o valor de δ varia de 2 a 5% (ver Cap. IV; IV,6).

Nos casos que considerámos, incluindo a radiação dispersa, sem grelha e com grelha, a luminância de base, correspondente a $D = 1,5$ é

$$B = \frac{3000}{10^{1,5}} = 94,868 \text{ nit}$$

Então as relações $\Delta B/B$ para estes casos são, em módulo:

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{0,554}{94,868} = 0,0058 \text{ (sem grelha anti-difusora)}$$

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{1,431}{94,868} = 0,015 \text{ (com grelha anti-difusora)}$$

Como estes valores de $\frac{\Delta B}{B}$ são inferiores à sensibilidade de contraste δ , não seria possível detectar o tumor. Mesmo assim, é importante acrescentar que os valores de $\frac{\Delta B}{B}$ que calculámos são ainda optimistas, pois ignorámos um conjunto de outros factores de degradação da imagem.

Calculemos ainda o contraste das luminâncias correspondentes ao caso teórico da imagem obtida com grelha anti-difusora.

A luminância de base é $B = 31,623$ nit, a luminância na zona do tumor é

$$B' = 31,623 + 0,455 = 32,078 \text{ nit}$$

então o contraste das luminâncias é

$$C_L = \frac{32,078 + 31,623}{32,078 - 31,623} = 0,007$$

Como se vê, ocorre um considerável aumento de contraste em relação ao cálculo das intensidades do feixe de raios X emergente do paciente.

O contraste teórico das luminâncias aproxima-se do contraste do objecto mas, mesmo assim, como demonstrámos, a nossa vista não o detectaria no filme radiológico, pois este corresponderia a uma relação $\frac{\Delta B}{B}$, inferior à sensibilidade de contraste δ .

Porém, se numa imagem radiológica o único obstáculo para a detecção de pequenos contrastes fosse a nossa visão, poder-se-iam desenvolver métodos de melhorar o contraste por simples amplificação, semelhantes aos que se usam num osciloscópio (caso de uma dimensão), como aliás, se mostra na Fig. 9.5.

O problema é que, como já dissemos, existe ruído associado à imagem.



Fig. 9.5 – Efeito da ampliação de contraste na ausência de ruído.

O ruído em TC pode definir-se como a presença de variações nas HU de cortes de objectos homogéneos.

Uma componente é o ruído estrutural, que resulta da ocorrência, na aquisição, de variações na atenuação do feixe nas áreas projectadas contígua, e lateralmente ao tumor, assim como nos tecidos situados antes e depois deste, no trajecto dos raios X.

Outra componente é o ruído estatístico associado ao número de fótons. O ruído estatístico resulta da própria natureza da produção e detecção dos raios X. Como consequência a intensidade dos raios X varia de ponto para ponto, em torno de valores médios.

Os valores de I_1 e I_1' devem, como se disse, ser entendidos como valores médios. Devido a estas flutuações, pequenos contrastes passam despercebidos, o que não pode ser solucionado pela ampliação. Assim, a figura

anterior, com ruído associado, passaria a ter o aspecto representado na Fig. 9.6.



Fig. 9.6 – Efeito da ampliação de contraste na presença de ruído.

Da ampliação não resultaria qualquer melhoria na detecção de pequenos contrastes.

Estes resultados mostram o interesse de se desenvolverem técnicas que nos permitam detectar pequenas diferenças de atenuação resultantes de tumores de pequenas dimensões.

Pelo que já vimos, tais técnicas terão de eliminar as principais causas de ruído e permitir um aproveitamento completo da informação contida no feixe emergente.

Em tomografia axial computadorizada estes objectivos são, pelo menos em parte, conseguidos. A TC fornece a distribuição dos coeficientes de atenuação em finos cortes do corpo. As variações resultantes de espessuras de tecido situadas anterior e posteriormente ao corte são evitadas.

Sendo a espessura do corte finita, ainda haverá algum ruído mas, em grande parte, a principal causa de ruído da radiologia convencional é eliminada.

Para satisfazer o outro requisito, ou seja, permitir o aproveitamento de toda a informação contida no feixe emergente, agora com menor ruído, poderá perguntar-se se o filme radiológico terá algum interesse.

Mostraremos que, para as capacidades da visão humana, o filme de raios X não poderá, de um modo geral, satisfazer como suporte directo da informação total que irá obter-se com tais métodos. Isto deve-se à fraca sensibilidade de contraste do olho humano e à reduzida latitude dos filmes radiológicos.

Nas considerações que se seguem, vamos supor a sensibilidade de contraste δ , como sensivelmente constante para as luminâncias com interesse na observação do filme radiológico. De facto, a curva δ vs. B mostra que

$\delta \approx 3\%$, para as luminâncias que ocorrem na observação do filme radiológico com um negatoscópio de 3000 nit (Fig. 9.7).

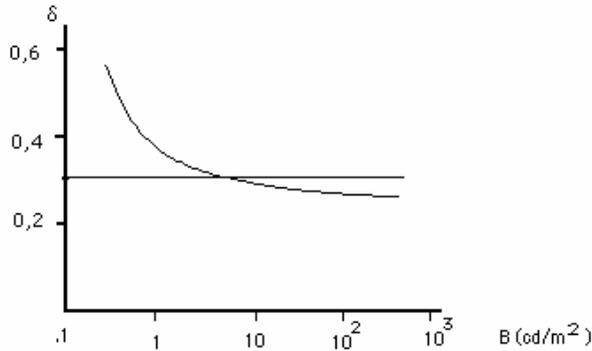


Fig. 9.7 – Curva de variação da sensibilidade de contraste em função da luminância de base.

Para $\delta = 0,03$ e para um filme de raios X com um intervalo de densidade óptica utilizável de 0,6 a 2,5, o número máximo teórico de níveis de cinzento susceptíveis de serem diferenciados pela visão humana é da ordem de 140. O intervalo de exposição a que correspondem estes níveis de cinzento depende, obviamente, da latitude e do contraste do filme. O valor teórico atrás referido é muito superior ao obtido na prática pois as diversas formas de ruído, incluindo o ruído estatístico para as baixas densidades ópticas, e outros factores, podem reduzi-lo a cerca de metade.

Não sendo este número de níveis de cinzento suficiente, poderá perguntar-se qual é o número de níveis, ou melhor, o número de variações de atenuação do feixe de raios X que é desejável distinguirem-se. A resposta é simples: o máximo possível! Mas já sabemos que o ruído não nos deixará ir longe de mais.

Criou-se um processo de se aproveitarem até ao limite as variações de atenuação presentes numa imagem: consiste na digitalização da informação fornecida pelo feixe emergente e observação de pequenos intervalos dos valores digitalizados (janelas de densidade), no monitor de TV, aproveitando o intervalo de níveis de cinzento que se poderão distinguir neste (cujo máximo teórico é de 80 - 90 mas, na prática, menos de 40), de modo a que $\Delta B/B$, para os pequenos contrastes, ultrapasse a sensibilidade de contraste δ . A janela poderá ser suficientemente estreita de modo a acentuar consideravelmente mínimas diferenças na intensidade do feixe emergente.

A informação inicial, que se pretende digitalizar, não é, geralmente, obtida em filme. Esta informação obtém-se ou por acção directa da radiação X sobre os detectores ou indirectamente, por acção de fotoelectrões acelerados em tubos intensificadores de imagem especiais. Os fotoelectrões resultam da acção num fotocátodo de luz de fluorescência produzida pelos raios X. A imagem correspondente a uma dada janela de valores, obtida num monitor de boa resolução ou num osciloscópio de raios catódicos, é, em regra, transposta para filme, agora sem as limitações atrás apontadas, ou seja, os níveis de cinzento que se poderão distinguir no filme são suficientes para distinguir as variações com interesse no feixe emergente.

Valores proporcionais ao coeficiente de atenuação linear em cada elemento da imagem tomográfica, são armazenados em formato digital, na memória do computador, desde os menores aos maiores, em endereços correspondentes a posições bem determinadas no corte.

A grande variedade de valores de coeficientes de atenuação susceptíveis de ocorrer nas imagens da TC pode imaginar-se a partir do gráfico da Fig. 9.8 a).

Neste gráfico representam-se os valores dos coeficientes de atenuação de todas as substâncias que absorvem raios X no corpo humano, em percentagem, atribuindo-se à água o valor 0 e o valor -100 ao ar.

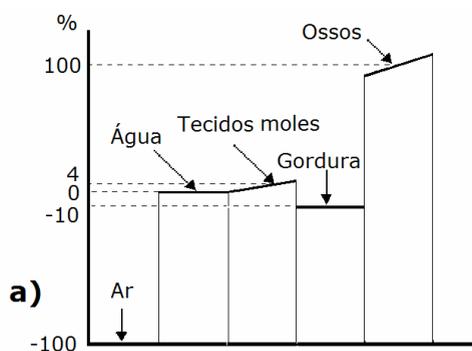


Fig. 9.8 a) – Valores dos coeficientes de atenuação de meios com interesse biológico, numa escala onde se tomam a água e o ar com valores percentuais respectivamente de 0 e -100.

Verificamos que a gordura absorve cerca de 10% menos do que a água, o tecido mole pode absorver até cerca de 4% mais do que a água e que os ossos podem ultrapassar os 100% em relação à água. Usualmente não é em percentagem que se exprimem as atenuações, mas em unidades TC, ou unidades Hounsfield (UTC). Ao ar correspondem -1000 UTC e à água 0

UTC. Ao osso correspondem, tipicamente cerca de 1000 UTC². Na Fig. 9.8 b) encontra-se a gama de valores para os tecidos dos diversos órgãos em UTC.

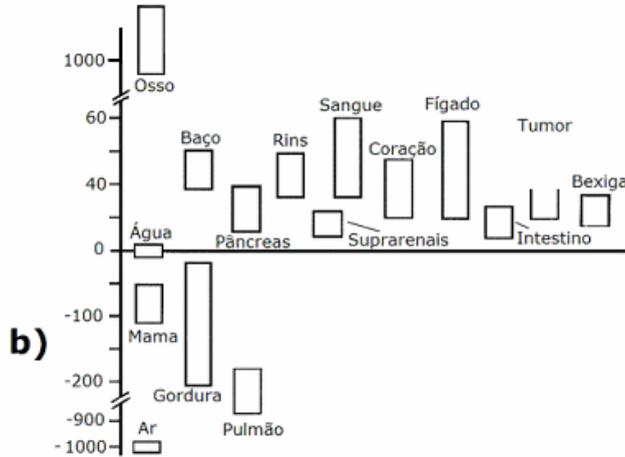


Fig. 9.8 b) – Valores dos coeficientes de atenuação de meios com interesse biológico, numa escala onde se tomam a água e o ar com valores percentuais respectivamente de 0 e -1000.

No Quadro 9.1 estão os valores dos coeficientes de atenuação linear típicos de alguns materiais, em UTC e cm^{-1} , para duas tensões pico da ordem de grandeza das usadas na prática.

Quadro 9.1 - Coeficientes de atenuação linear típicos de alguns materiais.

SUBSTÂNCIA	UTC	84 KVp	122 KVp
		$\mu (\text{cm}^{-1})$	$\mu (\text{cm}^{-1})$
ar	-1000	0,0003	0,0002
água	0	0,180	0,160
gordura	-100	0,162	0,144
sangue	40	0,182	0,163
osso compacto	1000	0,460	0,410
massa cinzenta	43	0,184	0,163
massa branca	6	0,187	0,166

² - Para serem visualizados materiais mais densos do que o osso (por exemplo objectos metálicos), seria necessário estender o intervalo de UTC até +4000. Sem este aumento os objectos metálicos produzem artefactos.

Poderemos perguntar qual é a variação de μ que corresponde a 1 UTC, por exemplo, para 84 KVp. Resolve-se com uma regra de três simples, usando os valores de UTC e μ , por exemplo, para a água e para o ar. De facto, à variação entre 0 e -1000 UTC, respeitantes à água e ao ar, corresponde a variação do coeficiente de atenuação entre 0,180 e 0,0003 cm^{-1} . Então, a 1 UTC corresponde a variação de μ

$$\frac{0,180 - 0,0003}{1000} = 1,8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

Facilmente se vê que este valor é aproximadamente 0,1% do μ da água.

De um modo geral, o número de unidades TC, ou número TC, de um tecido com coeficiente de atenuação μ_t pode obter-se, também, por uma regra de três simples.

Se à diferença $\mu_{\text{água}} - \mu_{\text{ar}}$ correspondem 1000 UTC, à diferença $\mu_t - \mu_a$ corresponde o número TC do tecido, ou seja

$$\text{n}^\circ \text{ UTC} = 1000 \frac{\mu_t - \mu_{\text{água}}}{\mu_{\text{água}}} \quad 9.5$$

considerando desprezível o μ_{ar} . A expressão anterior é correntemente usada, mas há que não esquecer que o número UTC de um tecido varia com a kilovoltagem utilizada.

Pode interessar saber a quantas unidades TC corresponde a variação de 0,5% no coeficiente de atenuação devido a um tumor, por exemplo, para 84 KVp. Para esta tensão, o coeficiente de atenuação da massa branca é $\mu = 0,187 \text{ cm}^{-1}$, então 0,5% deste valor são $0,000935 \text{ cm}^{-1}$.

Como, para 84 KVp, 1 UTC corresponde a $1,8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, temos que $0,000935 / 1,8 \times 10^{-4} = 5,19$ é o número de UTC correspondentes a 0,5% de variação no coeficiente de atenuação da massa branca. Se pretendêssemos observar no monitor de TV todos os valores da escala digital de UTC, desde -1000 a 1000, a diferença de 5,19 UTC não era, com certeza, possível observar-se. O olho humano distingue um número limitado de níveis de cinzento num monitor de TV (idealmente cerca de 80).

Como dissemos já, para se tornarem visíveis as pequenas diferenças de coeficiente de atenuação, torna-se necessário usar uma «janela» correspondente a um pequeno intervalo de valores de UTC e expande-se esse intervalo de modo a abarcar toda a escala de luminâncias do ecrã. A largura da janela assim como o seu limite inferior são ajustáveis, ou seja, podemos escolher qualquer intervalo de valores de UTC a começar em qualquer valor

(Fig. 9.9 a)). Reparar no entanto que, à medida que se usam janelas menores aumenta o ruído estatístico na imagem e, a partir de certo limite, o ruído determina o contraste mínimo detectável.

A utilização óptima da informação registada consiste em expandir a gama de contrastes até se poderem observar todos os níveis estatisticamente separados. Vejamos, no caso que considerámos anteriormente, de uma variação de 0,5% no coeficiente de atenuação da massa branca, como poderíamos utilizar a expansão da escala de cinzentos. O coeficiente de atenuação da massa branca é $\mu_b = 43$ UTC e, na região do tumor, $\mu_t = 43 + 5,19 = 48,19$ UTC. Suponhamos que escolhíamos uma janela de 80 UTC com base em 14 UTC e considerávamos simplesmente 10 níveis de cinzento no ecrã, número de níveis cuja diferenciação pela vista humana é, sobejamente, garantida.

Cada nível de cinzento irá corresponder a $80/10 = 8$ UTC distribuídos do modo apresentado na Fig. 9.9 b).

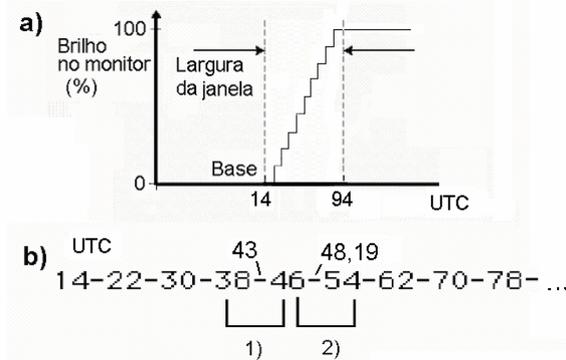


Fig. 9.9 – a) Usam-se «janelas» correspondentes a intervalos de valores de UTC e expandem-se esses intervalos de modo a abarcarem toda a escala de luminâncias do ecrã. b) 1) Nível de cinzento da massa branca. 2) Nível de cinzento da massa tumoral.

A diferença seria, portanto, detectável no ecrã. Podemos resumir dizendo que a radiologia convencional não se apresenta como o método ideal para a detecção de massas de tecido de dimensões reduzidas e com pequenas diferenças de coeficiente de atenuação em relação às regiões circundantes.

De facto, mesmo ignorando o ruído, verificámos que a nossa visão não detectaria o contraste de luminâncias correspondente ao caso das Figs. 9.2 e 9.3. Aliás, o contraste das luminâncias era próximo do contraste do objecto, o que demonstra que as potencialidades intrínsecas do método radiológico são boas.

Isto levaria a pensar na possibilidade de desenvolver métodos de ampliar o contraste do filme de modo a permitir a detecção pela nossa vista de pequenas variações de luminâncias. Contudo, uma amplificação de contraste, para ajudar a nossa visão não resultaria, pois as flutuações no feixe emergente, derivadas da não homogeneidade dos trajectos no tecido e da estatística do número de fotões, impossibilitam a detecção dos pequenos contrastes.

Vimos igualmente que a TC é um método em que as primeiras flutuações são minimizadas. Porém, para a TC o filme radiológico não oferece condições como suporte directo da informação. A digitalização da imagem e a utilização de janelas permite fazer uso de praticamente toda a informação à qual corresponde uma amplitude suficientemente superior ao ruído. De um modo geral, podemos dizer que numa boa radiografia conseguimos detectar contrastes de cerca de 3% enquanto que em TC vamos até valores de 0,1 a 0,3%.

De realçar também que nos exemplos das Figs. 9.2 e 9.3, as dimensões do tumor são de uma a duas ordens de grandeza superiores à distância mínima de separação da vista humana, para as condições de luminância do filme no negatoscópio, evitando assim a consideração de outras limitações da visão.

III. RESOLUÇÃO DE CONTRASTE, RESOLUÇÃO TEMPORAL E RESOLUÇÃO ESPACIAL

Referimos atrás o interesse da digitalização das imagens com vista a permitir a visualização de pequenos contrastes em toda a gama de intensidades do feixe emergente. A digitalização da imagem, embora tenha vantagens, introduz limitações. Uma imagem analógica corresponde a um número praticamente infinito de pontos e, por certo, não se espera obter a informação digitalizada correspondente a cada um destes pontos. Há, pois, que limitar o número de pontos de acordo com diversos factores, um dos quais poderá ser a memória disponível do computador. Uma imagem digitalizada considera-se dividida em elementos de área e o valor correspondente a cada elemento traduz uma propriedade média associada ao elemento.

No caso de um corte com uma certa espessura, a cada elemento da imagem corresponde um elemento de volume, prismático, tendo como base o elemento de área e como altura a espessura do corte. A cada elemento da imagem corresponde um valor do coeficiente de atenuação que é o valor médio no volume elementar.

É corrente designar-se o elemento de volume do objecto por voxel e o elemento de área de imagem por pixel (de «picture element»).

Torna-se claro que a distância mínima de resolução na imagem não poderá ser inferior às dimensões do pixel. Faz sentido, então, que o pixel seja o elemento, ou área, de resolução, significando isto que não se poderá saber o coeficiente de atenuação de elementos de área com menores dimensões. Estas considerações fazem-nos, necessariamente, cair na definição de resolução espacial, que já considerámos. Contudo, o factor limitativo absoluto do número de pixels no caso da TC é, como veremos, a dose no paciente.

Quando se detectam os fotões que interagem na área de cada elemento de resolução durante um certo tempo, o número de detecções acumulado é um número aleatório. Isto quer dizer que o valor obtido está associado a uma incerteza, que podemos, no entanto, quantificar.

A distribuição estatística em que se enquadrariam os sucessivos valores do número de detecções ocorridas num pixel, para condições rigorosamente idênticas, é a estatística de Poisson.

Sendo assim, quando se acumulam N detecções, o desvio padrão associado é \sqrt{N} , ou seja, só em cerca de 33 de 100 determinações, feitas em idênticas condições, o número de detecções estará fora do intervalo $N - \sqrt{N}$, $N + \sqrt{N}$.

O desvio padrão relativo é, então

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad 9.6$$

Facilmente se vê que o desvio padrão relativo diminui com o aumento de N .

Para um pequeno número de detecções acumuladas, o desvio padrão relativo é grande. Por exemplo, para $N = 100$ é $\sigma_r = 10\%$. Para um número elevado de detecções o desvio padrão relativo torna-se pequeno. Por exemplo, para $N = 10^6$ é $\sigma_r = 0,1\%$. Para uma mesma intensidade de fotões, o desvio padrão relativo duplica quando a área do elemento de resolução se reduz para um quarto.

É fácil prever a área mínima do elemento de resolução nas técnicas digitais, para as condições usuais de aplicação de raios X, no homem. Para fotões de 70 KeV, a dose exposição de 1 R corresponde a 10^7 - 10^8 fotões/mm². A estrutura de um tronco humano produz um factor de atenuação da ordem de 0,001 (Fig. 9.10). Isto significa que o número de fotões no feixe emergente para a dose exposição incidente de 1 R é da ordem de 10^4 - 10^5 fotões/mm².

Os desvios padrão para 10^4 - 10^5 fotões/mm² são 10^2 e $3,16 \times 10^2$ fotões/mm² e os erros, ou desvios padrão relativos, são 1 e cerca de 0,3%, respectivamente. Para um elemento de resolução de $0,5 \times 0,5$ mm² o desvio padrão relativo é de 0,6 a 2%. Se pretendêssemos um elemento de resolução de $0,1 \times 0,1$ mm², o desvio padrão relativo seria de 3 a 10%. Para se ter um erro menor, mantendo a área do elemento, a única saída é aumentar o número de fotões, e como consequência a dose no paciente, o que é, obviamente, indesejável.

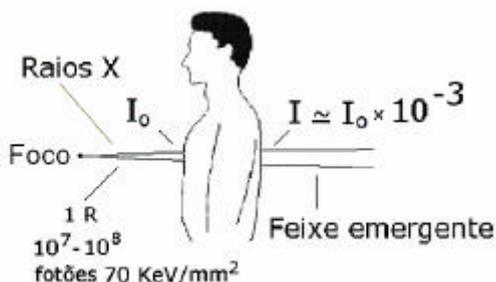


Fig. 9.10 – Para fotões de 70 KeV, um tronco humano tem um factor de atenuação da ordem de 0,001.

Isto esclarece-nos a razão pela qual os métodos radiológicos digitais não poderão nunca ter resoluções espaciais muito inferiores a meio milímetro. A TC tem, evidentemente, esta limitação. Para elementos de resolução muito pequenos e para doses aceitáveis nos pacientes, as flutuações estatísticas associadas às observações (ou ruído estatístico, ou ainda, flutuações de contraste) têm uma incerteza associada que impede a detecção de pequenos contrastes presentes no feixe emergente do paciente, resultantes de pequenas diferenças de atenuação.

Assim, e contrariamente à radiografia com filme+ecrã onde a sobre exposição produz enegrecimento do filme, deixando a imagem de ter valor informativo, em TC uma maior exposição significa menor erro na informação de intensidade e melhor qualidade da imagem.

Resolução de contraste é a capacidade de um sistema tomográfico distinguir pequenas variações do coeficiente de atenuação linear entre estruturas adjacentes, nas imagens reconstruídas. Numa imagem, para um contraste ser detectável, deve corresponder a variações algumas vezes superiores à flutuação estatística média. Como a flutuação estatística do contraste só pode ser diminuída por aumento da área do elemento de resolução ou por aumento de dose, há um compromisso entre resolução espacial e contraste

mínimo detectável, para doses aceitáveis no paciente. Há também que lembrar a possibilidade de melhorar o contraste de certas estruturas por utilização de agentes de contraste injectados na circulação sanguínea ou em cavidades orgânicas.

Há que distinguir entre resolução de alto contraste e resolução de baixo contraste. A resolução de alto contraste refere-se à capacidade de distinguir pequenos objectos adjacentes em boas condições de contraste. Depende das dimensões do foco, da colimação do detector, da frequência de amostragem (angular e espacial), da velocidade de deslocamento da mesa e do filtro de reconstrução. A resolução de baixo contraste refere-se à capacidade de distinguir regiões com níveis de cinzento muito próximos. Depende das dimensões do objecto, contraste do objecto e FTM do sistema.

Em TC há também que distinguir entre resolução espacial no plano xy e resolução espacial segundo o eixo dos zz.

A resolução temporal reflecte a capacidade do sistema de detectar estruturas variáveis no tempo (movimentos ou variações de contraste). Depende da velocidade de varrimento e do método de reconstrução.

A digitalização das imagens condiciona as dimensões da área do elemento. As limitações dosimétricas e o erro estatístico condicionam as dimensões da área de resolução.

As funções de resposta a um ponto ou a uma linha podem caracterizar a resolução de um sistema. A função de transferência de modulação é, contudo, mais elucidativa e traduz-se pela relação contraste da imagem/contraste do objecto em função da frequência espacial e para variações sinusoidais.

Em termos práticos, a resolução espacial num sistema de TC pode ser afectada, para além da dose e em maior ou menor grau, por outros factores que serão abordados mais adiante mas que citaremos desde já: a largura efectiva do feixe ou as dimensões do colimador do detector, as dimensões do foco, a espessura do corte, a resolução de contraste, a frequência de amostragem, o algoritmo de reconstrução, o sistema de visualização e os deslocamentos do paciente.

IV. AVALIAÇÃO PRELIMINAR DA TÉCNICA

Que esperamos conseguir com a Tomografia Axial Computorizada?

1 - Eliminar as flutuações de contraste devidas a grandes espessuras de tecido sobrepostas, sub postas e situadas lateralmente às zonas de interes-

se, ou seja, grande diminuição do ruído estrutural. Praticamente, só o corte é irradiado com raios X, sem interferência com as regiões anexas; 2 - Eliminar, quase que por completo, a radiação dispersa (o feixe tem uma abertura muito pequena e são usados colimadores na fonte e, por vezes, também nos detectores); 3 - Utilizar com eficiência os raios X (a eficiência dos detectores utilizados é de 40 - 90%); 4 - Obter imagens de cortes com a espessura de 1 a 10 mm com resolução espacial de 1 a 2 linhas/mm e uma resolução de contraste da ordem dos décimos por cento; 5 - Obter visualização tridimensional (a partir dos cortes axiais podem obter-se cortes coronais e sagitais e ter-se uma visualização tridimensional bastante completa); 6 - Obterem-se, finalmente, dados quantitativos tais como valores locais do coeficiente de atenuação, distâncias entre pontos, áreas de regiões, etc. nas imagens dos cortes, através de diálogo com o computador.

Tudo isto é conseguido à custa de quê?

1 - De degradação da resolução espacial em relação à conseguida com a radiologia convencional (0,5-1 mm TC; 0,2-0,4 mm radiologia com filme/ecrã intensificador; 0,1 mm mamografia); 2 - De aumento do ruído (ruído estatístico + ruído do algoritmo matemático); 3 - De doses consideráveis no paciente; 4 - De aumento considerável no custo dos exames.

Quais são, então, as diferenças mais importantes entre a radiologia convencional e a TC?

1 - A radiologia convencional produz a compressão de um volume para um plano. Na projecção radiológica é recolhida informação de um objecto tridimensional numa imagem plana; 2 - A TC fornece uma imagem plana de um plano de um objecto tridimensional. A imagem da TC é a distribuição do coeficiente μ em secções espessas permitindo, posteriormente, uma aproximação tridimensional; 3 - Uma radiografia convencional é um conjunto definitivo de graduações de cinzento, comprimidas no intervalo bastante limitado das densidades utilizáveis do filme; 4 - Na TC são armazenados números na memória do computador que representam os valores médios de μ nos voxels correspondentes aos pixels da imagem. Estes valores podem ser utilizados as vezes que quisermos, fazendo corresponder aos níveis de cinzento de um monitor quaisquer intervalos de valores escolhidos. Na imagem cada pixel ficará com um nível de cinzento correspondente ao número de unidades TC armazenado. Este, por sua vez, tem a ver com a atenuação no correspondente voxel.

A experiência veio permitir apontar algumas características mínimas exigíveis aos TC para satisfazer as necessidades da clínica nalguns exames.

No Quadro 9.2, que segue, mostramos alguns valores típicos:

Quadro 9.2 - Características dos CT necessárias para a realização de estudos em alguns órgãos.

Órgão	Tempo/corte (s)	Distância de resolução (mm)	Resolução de contraste %
Cérebro	10 - 20	0,5 - 2	0,5
Tórax	2 - 5	1 - 2	2
Coluna	10 - 20	0,5 - 1	0,5
Abdómen	1 - 5	2 - 4	3
Coração (gated)	0,001	0,5 - 2	0,5

As imagens tomográficas do coração exigem a múltipla aquisição em intervalos de tempo mínimos sincronizada pelo ECG para, por adição, se conseguir o número de fótons necessário para a obtenção de imagens com ruído aceitável.

De um modo geral, as exigências mínimas citadas são atingidas pela maioria dos tomógrafos comerciais, embora as características específicas dos diversos modelos permitam estabelecer distinções importantes entre eles. Estas distinções devem incluir como elemento de importância relevante a dose no paciente.

V. AS PROJEÇÕES TOMOGRÁFICAS. SINOGRAMA. RETROPROJEÇÕES

A finalidade da tomografia axial computadorizada (TC) é obter imagens paramétricas do coeficiente de atenuação linear $\mu(x,y)$ em cada ponto de uma secção espessa do corpo a partir de um conjunto de projecções obtidas para diferentes ângulos, em torno do paciente (Fig. 9.11). Estas imagens permitem eliminar a maioria dos problemas que resultam da sobreposição de estruturas e resolver as ambiguidades espaciais inerentes à radiologia de projecção.

Antes de falarmos de aspectos técnicos da TC, consideremos alguns dos aspectos físicos relacionados com o método.

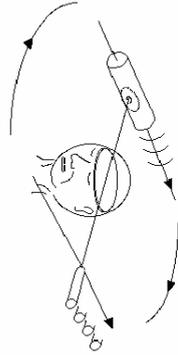


Fig. 9.11 – Esquema simplificado do princípio de Tomografia Axial de Transmissão (translação - rotação).

Consideremos um corte espesso do objecto, Fig. 9.12, que se supõe dividido em voxels cujo lado de base quadrada é a e a espessura e .

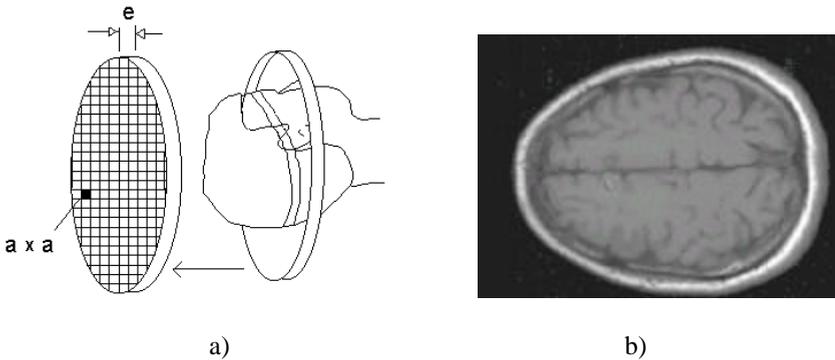


Fig. 9.12 – a) Os voxels de volume $a \times a \times e$ e os pixels de área $a \times a$ num corte tomográfico. b) Resultado do exame tomográfico cerebral.

Suponhamos um fino feixe de raios X de secção rectangular de área $a \times e$, cujo raio central incide normalmente no centro da face lateral de um voxel, atravessa uma série de elementos como se vê na Fig. 9.13

Sejam $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ os coeficientes de atenuação médios dos elementos de volume 1, 2, ..., n. Para o elemento corrente, de coeficiente μ_i , a intensidade à saída do elemento I_i é:

$$I_i = I_{i-1} e^{-\mu_i a} \quad e \quad -\ln \frac{I_i}{I_{i-1}} = \mu_i a = f_i \quad 9.7$$

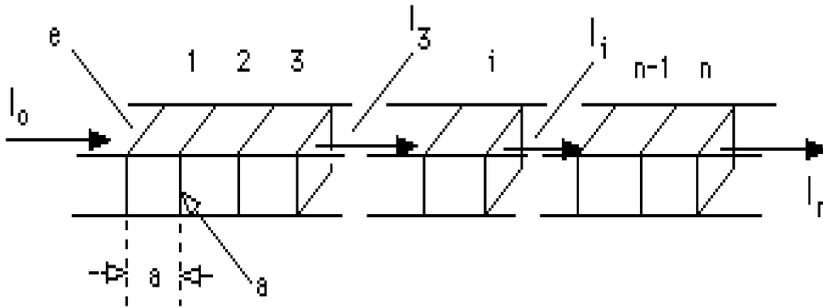


Fig. 9.13 – Variação da intensidade do feixe de Raios X ao atravessar um série de elementos do objecto.

Quando se considera a primeira das expressões anteriores para o elemento de ordem n vem:

$$I_n = I_{n-1} e^{-\mu_n a} = I_{n-2} e^{-\mu_{n-1} a} e^{-\mu_n a} = \dots = \\ = I_0 e^{-\mu_1 a} \cdot e^{-\mu_2 a} \dots e^{-\mu_n a}$$

dividindo por I_0 e aplicando logaritmos naturais, vem:

$$-\ln \frac{I_n}{I_0} = \ln I_0 - \ln I_n = \mu_1 a + \dots + \mu_n a$$

ou

$$\ln \frac{I_0}{I_n} = \sum_{i=1}^n \mu_i a = \sum_{i=1}^n f_i \quad 9.8$$

Este somatório traduz a atenuação do feixe de raios X, segundo uma dada direcção.

Na Eq. 9.8 podemos salientar: 1) Para um dado a quanto maior é o sinal medido, ou seja I_n , menor é o somatório $\sum_{i=1}^n \mu_i$; 2) O valor $\left[\sum_{i=1}^n \mu_i a \right]$ é obtido através de uma soma algébrica de logaritmos de intensidade.

Podemos generalizar a utilização da Eq. 9.8 ao caso da Fig. 9.14:

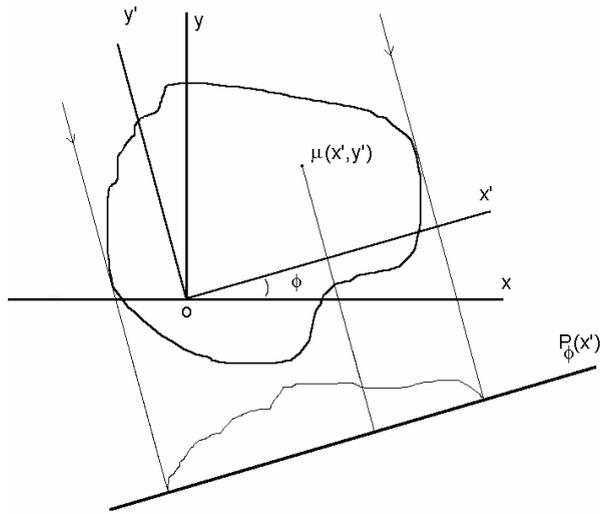


Fig. 9.14 – Representação gráfica de uma projecção $P_\phi(x')$.

Para um dado x' , A intensidade $I_{x'}$ pode caracterizar-se, pela expressão

$$\ln \frac{I_0}{I_{x'}} = \sum_{i=1}^n \mu_i a = \sum_{i=1}^n f_i$$

que traduz uma quantidade a que chamaremos raio soma. O raio soma é igual ao logaritmo natural do inverso da fracção da intensidade inicial do feixe que é transmitida segundo a direcção y' e para a abcissa x' .

Notar que, quanto maior for a atenuação, menor será a intensidade transmitida, mas maior será o valor do raio soma.

O conjunto dos raios soma segundo uma dada direcção y' é a projecção $P_\phi(x')$, ou seja, $P_\phi(x')$ é a projecção da distribuição dos valores de f (ou $\mu(x,y)$) sobre a direcção do ângulo ϕ .

A projecção $P_\phi(x')$ pode ser ortogonal ou não, mas é do conjunto das projecções obtidas segundo um número considerável de direcções que é possível obter-se a reconstrução tomográfica com as características mencionadas. No Apêndice 9.1 deste capítulo «Teoria da reconstrução» estes aspectos serão focados com maior profundidade.

Os valores das projecções para os diferentes ângulos podem ser apresentados, em conjunto, antes de qualquer processamento, no sinograma.

No sinograma, os valores de $P_\phi(x')$ (ou os níveis de cinzento que lhe correspondem) colocados na abcissa, em função de x' , são como que empi-

lhados, para os diferentes valores do ângulo ϕ , a ordenada. Na Fig. 9.15 a) e b) observa-se este procedimento para duas projecções.

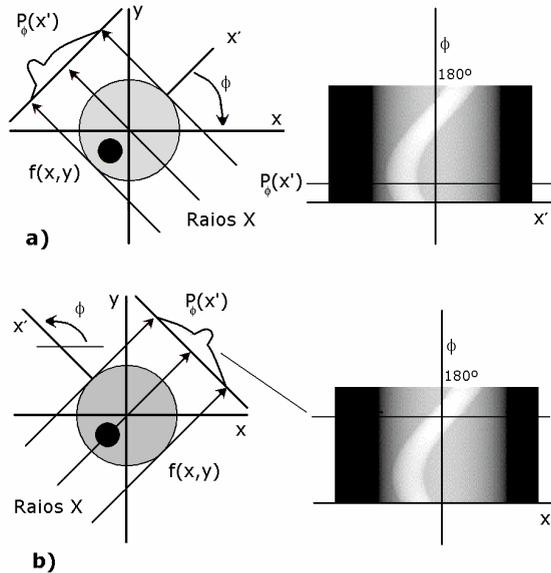


Fig. 9.15 – Os valores de $P_\phi(x')$ (ou os níveis de cinzento que lhe correspondem) são colocados horizontalmente, para os diferentes valores do ângulo ϕ e em função de x' .

Enquanto que a projecção contém todos os raios soma segundo uma direcção, o sinograma contém todas as projecções para todas as direcções.

A presença de detectores sem resposta no tomógrafo é assinalada no sinograma por linhas verticais.

Suponhamos que o objecto do qual se irá obter corte é uma matriz de $n \times n$ elementos (Fig. 9.16) com valores individuais de coeficiente de atenuação médio.

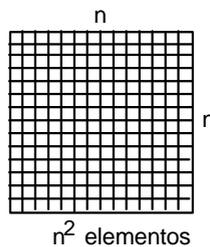


Fig. 9.16 – Uma matriz objecto de $n \times n$ elementos de imagem.

Se fizermos n projecções com o ângulo ϕ a variar de 0° a 180° , com n determinações individuais, ou seja, n raios soma por projecção, ficamos com um sistema de n^2 equações com n^2 incógnitas. Cada raio soma corresponde a uma equação onde se encontram como incógnitas os coeficientes de atenuação de alguns dos n^2 elementos. Com a informação contida nos raios soma pretende calcular-se, a partir da resolução do sistema, o valor do coeficiente de atenuação médio de cada elemento.

Parece simples, sem dúvida, mas nos TC modernos o número de elementos da matriz poderá ser de 1024×1024 ou seja, 1048576. A resolução de um sistema de 1048576 equações, com igual número de incógnitas, é uma tarefa que, mesmo hoje, não é fácil de efectuar, em tempos curtos, no computador.

Por esta razão, foram desenvolvidos algoritmos capazes de encontrar os valores de μ dos elementos da imagem por outros meios.

Alguns dos modernos algoritmos de reconstrução usam a retroprojecção. Esta consiste em, após se terem obtido as projecções, se fazer corresponder, no computador, a cada ponto do espaço objecto, segundo o trajecto de cada raio soma, o valor do próprio raio soma, adicionando os valores que se sobreponham. Para se entender isto considere-se a Fig. 9.17a).

Suponhamos que se projecta ortogonalmente, com um feixe de raios X muito fino, em diversas direcções, um objecto plano, com duas zonas absorventes de iguais dimensões, sendo a mais escura de maior coeficiente de atenuação. Se representarmos os gráficos dos valores dos raios soma, ao projectarmos segundo as várias direcções, obteremos as projecções 1, 2, 3 e 4. Na Fig. 9.17 a) só se mostram os raios soma limites das zonas absorventes em cada projecção.

Retirando o objecto, os detectores e a fonte de raios X , e considerando agora linhas coincidentes com os raios soma, no espaço onde se encontrava o objecto, linhas essas com um tom de cinzento tanto mais escuro quanto maior for o valor do raio soma, obtém-se a Fig. 9.17 b).

As linhas, cruzando-se, fazem surgir as regiões mais escuras correspondentes às zonas absorventes. Este processo designa-se por retroprojecção.

Escusado será dizer que no computador não se cruzam linhas com vários tons de cinzento, mas somam-se os correspondentes valores dos raios soma nos endereços correspondentes aos pixels onde ocorrem tais cruzamentos. A retroprojecção não conduz, contudo, a uma apresentação fiel das duas zonas absorventes. Estas aparecem na imagem retroprojectada com artefactos. Para um número considerável de projecções as duas zonas da Fig. 9.17 b) aparecem na retroprojecção com maiores dimensões e parecendo estrelas. É evidente uma perda de informação de alta-frequência espacial.

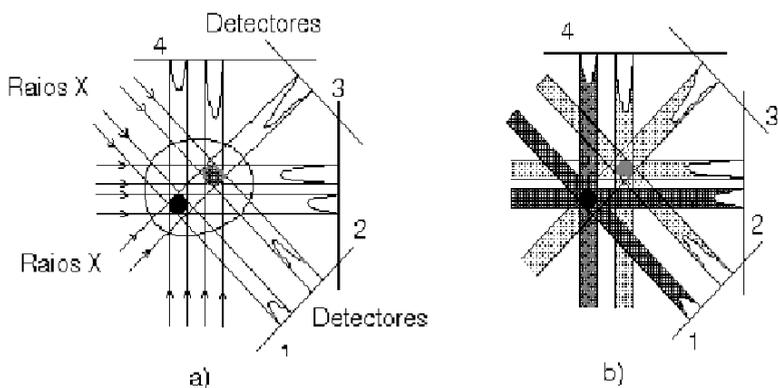


Fig. 9.17 - a) – Projecção; b) - Retroprojecção.

Existe a possibilidade de utilizar métodos de filtragem sobre as projecções de modo a não aparecerem tais artefactos na imagem. Para tal, cada projecção é combinada com o filtro através de um processo matemático denominado convolução. As projecções filtradas correspondentemente, por exemplo, à Fig. 9.17 a), vão apresentar valores negativos nos pontos contíguos aos que definem as regiões de maior atenuação (Fig. 9.18). Ao ser executada a retroprojecção no computador, a introdução do filtro evidencia a resposta de alta-frequência e vai fazer desaparecer a maioria dos artefactos como se sugere na Fig. 9.18.

O efeito do filtro faz com que, na imagem retroprojectada, os valores correspondentemente aos pixels das zonas absorventes sejam positivos e, nas outras regiões, sejam próximos de zero.

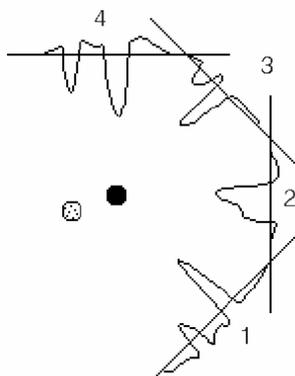


Fig. 9.18 – Retroprojecção de projecções filtradas.

Uma propriedade que se considera, numa perspectiva teórica, é que qualquer linha, no plano de um corte, que intercepte a área a reconstruir, intercepta também, pelo menos uma vez, a fonte de raios X (ou uma posição a partir da qual a fonte emitiu raios X). Esta afirmação constitui a condição de preenchimento e a sua aplicação pode interessar em reconstrução. Por exemplo, duas rectas do plano do corte AA' e BB', que atravessam a área a reconstruir (a cinzento) vão interceptar a ampola nas posições 1 e 2, Fig. 9.19.

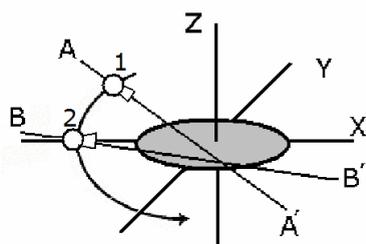


Fig. 9.19 – Em cinzento a área a reconstruir. AA' e BB' são duas rectas do plano do corte.

VI. ESTRUTURA DE UM TOMÓGRAFO DE TRANSMISSÃO

1 - Considerações gerais

De modo simplificado, a Fig. 9.20 evidencia a estrutura de um tomógrafo de transmissão.

Fundamentalmente, as tarefas que um TC terá de executar são a aquisição dos dados, o seu processamento e a apresentação final ou visualização das imagens reconstruídas.

No esquema da Fig. 9.20 encontram-se blocos dedicados, em exclusivo, a uma única tarefa, enquanto que outros poderão desempenhar funções em diversas tarefas.

Os blocos designados por tubo de raios X (que inclui a alimentação), detectores, formador de sinal e ADC (constituindo o chamado sistema de aquisição de dados), «gantry», mesa e controlo desempenham funções na aquisição. Os blocos computador + processador em paralelo, disco e controlo participam no processamento de dados.

O computador, o disco, o sistema de «hard-copy», o CD-RW e o monitor poderão colaborar na apresentação dos resultados.

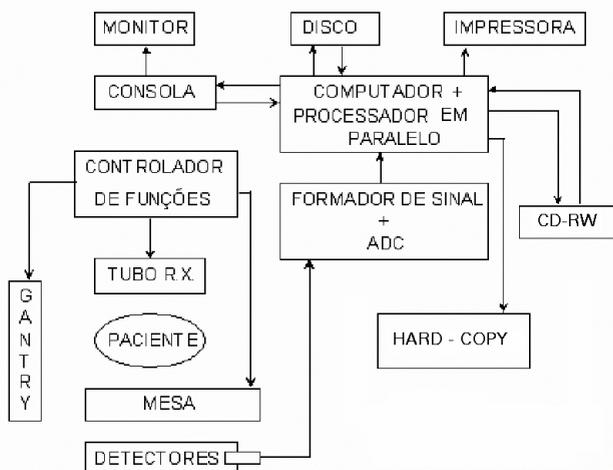


Fig. 9.20 – Esquema dos blocos de um TC.

Os sistemas de TC inicialmente propostos eram chamados de translação-rotação e usavam uma translação do conjunto que suportava o tubo de raios X e o detector único, para obter uma projecção segundo uma dada direcção, Fig. 9.21 1). O conjunto rodava então um pequeno ângulo (1°) antes de fazer nova translação em sentido contrário. Eram executadas 180 projecções com uma duração de cerca de 4 minutos.

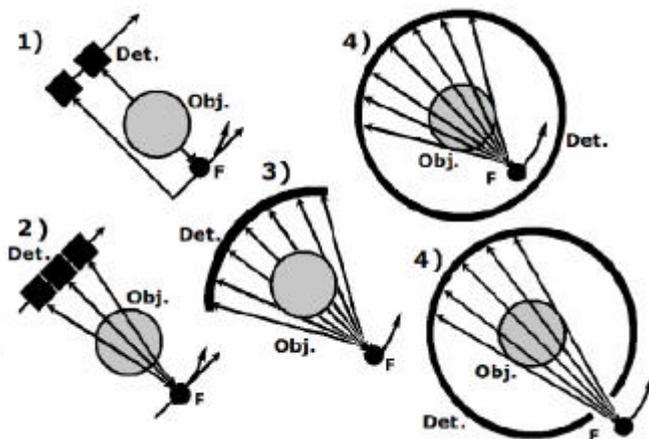


Fig. 9.21 – As quatro primeiras gerações da TC. Det. – Detector. Obj. – Objecto. F – Fonte de raios X.

Os sistemas de 2ª geração dos TC, Fig. 9.21 2), eram ainda de translação-rotação mas utilizavam múltiplos detectores, com uma redução do tempo de corte para 20 - 60 segundos. A projecção já não é ortogonal.

Na terceira geração (rotação/rotação), o movimento de translação foi eliminado. Os sistemas apresentam um arranjo circular de detectores que definem um ângulo com vértice no foco do tubo de raios X que enquadra totalmente o paciente, Fig. 9.21 3). A cada detector corresponde sempre o mesmo fino feixe de raios X com a forma de leque. A forma do feixe é controlada por colimadores.

Para execução do corte, o conjunto dos detectores e o tubo de raios X rodam 360° em torno do paciente, com tempos de exame de 2 - 9 segundos. O número de detectores utilizado neste tipo de tomografia é de 250 - 800. Por cada rotação são executadas projecções, que podem ser em número superior a mil, separadas por ângulos menores que 1 grau³. Nestes aparelhos a velocidade do exame está limitada pelas capacidades de débito de raios X da ampola e pela velocidade de transferência dos dados para o computador.

A grande exigência de estabilidade na resposta dos detectores é uma das maiores dificuldades desta geometria de aquisição. De facto, a medição da intensidade I_0 na periferia do feixe, sem atravessar o objecto, serve de referência para a obtenção dos dados, Fig. 9.22 a).

Seja G_0 o ganho do detector que mede I_0 , obtendo-se assim, nesse detector, o valor $G_0 I_0$.

Para qualquer outra direcção que atravesse o objecto, a intensidade I_n medida pelo detector n, envolvido, tem a ver com a resposta individual deste detector, ou seja, com o seu ganho G, obtendo-se o valor $G I_n$. As medições de transmissão são obtidas a partir da Eq. 9.8, ou seja

$$\ln \frac{G_0 I_0}{G I_n} = \sum_{i=1}^n \mu_i a \quad 9.9$$

ou seja, só dão o resultado certo se $G = G_0$.

Qualquer variação no ganho dos detectores vai introduzir ruído nas medições e artefactos emanel nos casos extremos.

³ - Para o intervalo de 1° - 360 proj.; 0,5° - 720 proj.; 0,25° - 1440 proj.

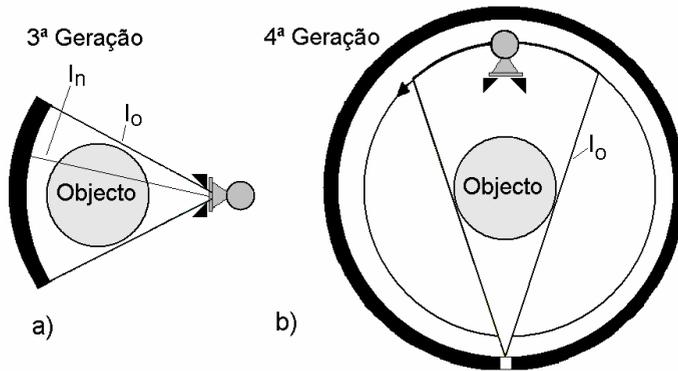


Fig. 9.22 - a) – Esquema da detecção na 3ª Geração de TC com a intensidade de referência na periferia do feixe I_0 e o valor corrente da intensidade emergente do paciente I_n . b) Na 4ª geração o leque tem vértice num detector e arco que abrange o objecto, sendo mobilizados os sucessivos detectores com o movimento da ampola.

A quarta geração de TC (rotação), Fig. 9.21 4), destinou-se sobretudo a ultrapassar as necessidades de estabilidade dos detectores da 3ª geração. Contém um arranjo circular de detectores que completa os 360° . É exigido um número muito superior de detectores em relação às outras gerações (600 - 4800).

Este arranjo circular de detectores está estacionário, só o tubo de raios X move (numa trajectória circular interna ou externa ao anel de detectores).

Nesta geração, os dados são processados de modo a tornar a aquisição, não com o leque com vértice no foco, como se vê na Fig. 9.22-a), mas com um leque com vértice nos sucessivos detectores, como se vê na Fig. 9.22-b) e para deslocamentos da ampola correspondentes a arcos que abrangam o objecto. Deste modo, o cálculo das fracções transmitidas não depende do ganho de diferentes detectores, deixando, assim, a estabilidade dos detectores de constituir um problema, como no caso anterior.

Para os sistemas desta geração a velocidade de execução do exame é sobretudo limitada pelo tubo de raios X e pela velocidade de transferência de dados para o computador. Os tempos mínimos de exame conseguidos com esta técnica são da ordem do segundo.

As 3ª e 4ª gerações são «só de rotação», embora na última seja unicamente o detector a rodar. As soluções teóricas que foram encontradas e o

menor custo dos aparelhos baseados na concepção da 3ª geração justificam que esta seja, ainda, a mais divulgada. Algumas possibilidades foram exploradas, como a colocação assimétrica dos detectores em relação ao foco, permitindo utilizar menos detectores e uma amostragem privilegiada da porção central do campo.

Comparando as características gerais dos modelos disponíveis das duas gerações, não há vantagens substanciais de qualquer delas, no entanto, há diferenças pontuais: nas máquinas da terceira geração há um menor número de detectores (mais fácil ajuste, mais barato), é possível uma boa rejeição da radiação dispersa (septos bem focados), mas os desvios na resposta dos detectores são cumulativos durante os exames. Nas máquinas da quarta geração existem menos partes móveis e não há problemas de calibração dos detectores durante a aquisição.

Na quinta geração de dispositivos de TC incluímos os sistemas ultrarrápidos a que faremos referência mais tarde.

2 – A ampola de raios X e o gerador de alta tensão na TC

As ampolas de raios X utilizados em TC têm capacidade calorífica do ânodo elevada, pelo menos 400 000 HU⁴ (unidades de calor) havendo tubos, desenhados especialmente para a TC espiral, com capacidades que vão até 7 MHU⁵. Estes tubos têm, em geral, dois filamentos e as dimensões do foco menor são reduzidas (~0,5mm×1,0 mm), ainda que em TC, esta característica não seja tão crítica como na radiologia convencional, visto não se obter a imagem por projecção directa. Na maioria dos casos, estes tubos são arrefecidos a óleo e são utilizadas elevadas velocidades de rotação do ânodo.

Existem diversos modos de aplicar a alta tensão ao tubo, consoante o tipo de TC.

Nos sistemas de translação-rotação só era aplicada tensão ao tubo durante a translação. As correntes utilizadas nestes aparelhos atingiam os 50 mA.

Os sistemas só de rotação (a partir da 3ª geração) começaram a utilizar a alta tensão no tubo em regime contínuo ou pulsado. No primeiro, são usadas correntes até 100 mA. No segundo, a corrente em pulsos de 1 a 5 ms, com frequência da ordem dos 60 Hz, pode atingir os 1000 mA.

⁴ - 1 HU = 0,707 J.

⁵ - MHU - mega unidade de calor.

Nalguns aparelhos o valor da alta tensão é fixo (~120 KeV, 200-500 mA) e noutros apresenta mais do que uma alternativa. Estes permitem a utilização de técnicas com duas energias de fótons e elevada resolução de contraste. Utilizam geradores de alta-frequência (5-50 kHz), em geral, com potências acima dos 18 KW. É de realçar que as altas velocidades de rotação da «gantry» que hoje são conseguidas só foram possíveis com fontes de alta tensão de alta-frequência cujas dimensões reduzidas permitem a sua incorporação na parte móvel junto da ampola de raios X (Fig. 9.23). Esta arquitectura torna desnecessária a existência indesejável de alta tensão nos contactos deslizantes.

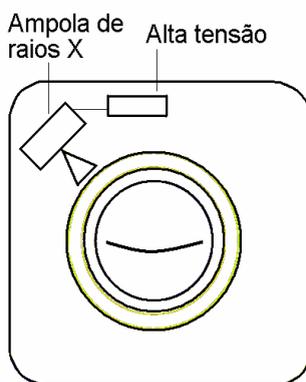


Fig. 9.23 – Fonte de alimentação de alta tensão de alta-frequência com dimensões reduzidas e incorporável na gantry.

Utilizando operação pulsada é assegurada uma menor dose no paciente e é possível o reinício das diversas funções entre os impulsos, com vantagens importantes na aquisição. Contudo, com a alimentação contínua, é possível fazer mais cortes no mesmo tempo.

As elevadíssimas intensidades de fótons libertados em curtos intervalos de tempo, de modo a permitir amostragens em tempos mínimos, constituem a exigência mais severa do TC sobre os tubos de raios X. Analisemos tal exigência.

A energia efectiva média dos fótons para uso geral, nos TC, é de cerca 70 KeV. A reconstrução de um corte tomográfico necessita de 10^9 a 10^{11} fótons detectados.

Considerando um factor de atenuação no corpo do paciente da ordem de 10^{-2} a 10^{-3} (20 a 30 cm de tecido), o número de fótons emitido pela ampola terá de ser da ordem de 10^{12} a 10^{14} (durante o tempo do corte, 1 a 2 s), a

que correspondem cerca de 10^{11} fotões para um ângulo sólido de 10^{-2} esteroradianos.

Isto implica que, para a energia referida, os fluxos que se exigem nas ampolas usados em TC são da ordem de 10^{13} fotões $\text{KW}^{-1} \text{s}^{-1}$ esterorad $^{-1}$ que representa o limite possível de obter com a tecnologia presente. Este valor pode limitar a máxima velocidade de execução dos cortes em TC.

Note-se que existem sistemas, no presente, com tempos de rotação da ordem dos 0,5 s. O menor tempo de exposição obriga a aumentar a corrente de modo a obter a mesma estatística nos fotões detectados. A energia total que é necessário libertar na superfície do ânodo para se ter uma imagem com interesse clínico é da ordem das centenas a milhares de KJ. A capacidade calorífica dos ânodos rotativos dificilmente irá ultrapassar alguns milhares de KJ por limitações da massa em rotação. Significa isto que só um número limitado de imagens pode ser efectuado sem tempo de arrefecimento.

3 - Os detectores

Os detectores que têm sido utilizados nos TC são detectores de estado sólido (de cintilação) e detectores de ionização em gás (Fig. 9.24).

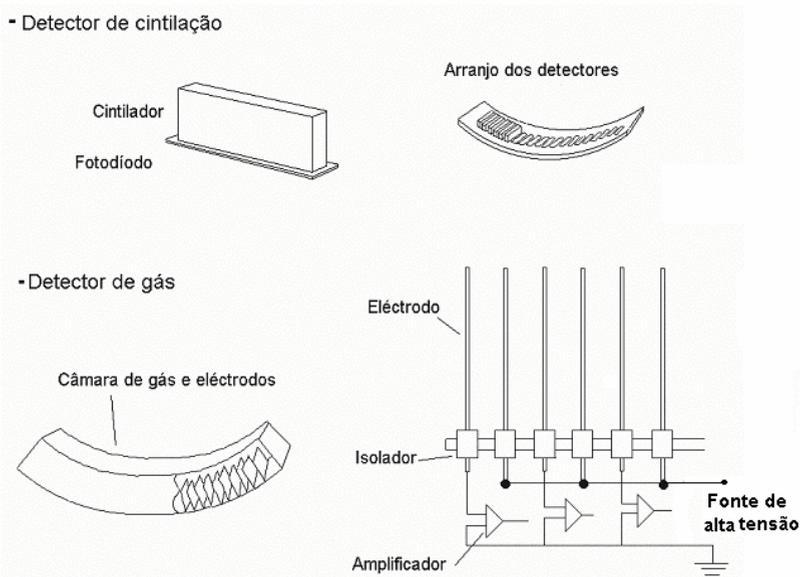


Fig. 9.24 – Detector de cintilação e detectores de gás (Xe) com arranjos típicos e indicação da colocação dos amplificadores, para o último caso.

São exigidas simultaneamente aos detectores dos TC as seguintes qualidades: estabilidade em longos períodos, boa eficiência de conversão, boa eficiência de colecção, independência da temperatura e da humidade, necessidade infrequente de calibração e uniformidade de resposta nos detectores. Outras qualidades desejáveis são ainda o baixo ruído, boa gama dinâmica, linearidade na resposta de frequência e baixo custo.

A opção por um tipo particular de detector depende forçosamente das características dos detectores disponíveis e das exigências do tipo de sistema de TC em projecto.

Os problemas principais com a maioria dos detectores de semicondutor são a baixa emissão de luz e a instabilidade consequência das variações de sensibilidade. Estas variações resultam da dependência da resposta da temperatura, da ocorrência de fosforescência e da variabilidade de resposta por unidade de exposição, com a história da irradiação prévia.

Os detectores de cintilação produzem uma centelha de luz visível e ultravioleta, quando excitados por raios X. A centelha emitida, que é suposto ter energia proporcional à energia absorvida pela massa do detector, é transformada num impulso eléctrico, por meio de um fotodíodo ou de um tubo fotomultiplicador. Na TC, como consequência do elevado número de impulsos detectados, estes não são contados individualmente, mas por integração da carga eléctrica produzida.

Uma condição de utilização dos detectores de cintilação no TC é a de não terem tempos longos de decaimento da centelha luminosa (fosforescência). Quando tal ocorre aumenta o tempo morto de detecção e a linearidade da resposta dinâmica do detector é deteriorada.

A gama dinâmica de um detector é o intervalo de intensidade (ou dose) de raios X para a qual a resposta do detector é linear. A gama dinâmica limita o intervalo de sinais que podem ser correctamente discriminados pelo detector e pelo circuito de aquisição de dados (DAS) que lhe está acoplado. Este sistema amplifica o sinal e transforma-o de analógico em digital.

Esta e outras das condições já referidas, limitaram os cintiladores utilizados em tomografia a um número reduzido: o germanato de bismuto, o iodeto de cézio, o tungstato de cálcio e, recentemente, o tungstato de cádmio. Este último é o que representa, no conjunto, melhores características: um pequeno tempo de decaimento do pulso de luz, pulso de elevada intensidade e com espectro favorável para uso de fotodíodos de silício, boas propriedades mecânicas e custo moderado.

Os detectores sólidos dos princípios da TC apresentavam resolução temporal pobre, fosforescência e geravam artefactos do tipo circular.

Os detectores gasosos utilizam os impulsos resultantes da captação, por eléctrodos a potencial apropriado, das cargas eléctricas produzidas por ionização no gás. O gás mais utilizado é o xénon, de número atómico 52, que é sujeito a pressões elevadas para aumentar a massa específica e, portanto a probabilidade de interacção.

A eficiência de detecção dos cintiladores sólidos é superior por um factor de cerca de 2 (95% para 45%) à dos detectores de Xe. Nos detectores gasosos contudo, é possível uma menor separação entre os elementos de detecção do que no caso dos cintiladores e, por outro lado, a colecção da luz pelos fotodíodos não é total.

Estes factos originam que as eficiências reais dos dois tipos de detector sejam da ordem dos 80% e 45%. Os detectores gasosos apresentam ainda a característica dos septos entre as unidades de detecção contíguas funcionarem como colimação eficaz contra a radiação dispersa.

De facto, antes de ser detectado, o feixe de raios X é colimado. Em alguns modelos de TC o feixe é colimado antes e depois do paciente. O colimador pré-paciente, constituído por várias lâminas de chumbo, destina-se a ter um feixe de raios paralelos e de secção ajustada aos detectores. O colimador pré-detector elimina a radiação dispersa e ajuda a definir a espessura do corte. Nos detectores gasosos, tendo como eléctrodos finas lâminas de tungsténio, estas actuam como se fossem grelhas focadas, sendo eficazes a eliminar a radiação dispersa.

A gama dinâmica dos detectores gasosos é muito grande enquanto nos detectores de semiconductor esta gama está condicionada pela resposta dos fotodíodos.

Para além do pequeno sinal de saída obrigando a uma amplificação grande e com ruído, os fotodíodos apresentam a desvantagem de terem uma resposta que depende da temperatura e parece sofrerem alteração com o uso continuado da radiação. Duas vantagens dos detectores de Xe sobre os detectores sólidos são a maior estabilidade em longos períodos de tempo e a não dependência da temperatura.

Do que foi dito resulta que seja de esperar a necessidade de uma frequência maior de calibrações nos aparelhos com detectores de cintilação.

Em termos de custo, os detectores de Xe são mais baratos do que os cintiladores sólidos.

Até aos finais dos anos oitenta os detectores de Xe, otimizados, apesar de alguns problemas associados à probabilidade de ocorrência de microfonia e à estabilidade dos amplificadores de alta impedância que têm

associados, eram considerados como apresentando vantagens globais em relação aos detectores de cintilação sólidos.

Os detectores de Xe com pressão do gás mais elevada e câmara de detecção mais profunda foram utilizados em TC espiral com excelentes resultados globais.

Nos modelos de TC dos fins da década de oitenta, princípios de noventa, novos sistemas detector-fotodíodo, com melhores características e pequenas dimensões, foram utilizados pela maioria dos fabricantes. No entanto, o primeiro scanner com tempo de rotação abaixo do segundo (0,75 s), aparecido em 1994, utilizava detectores de Xe.

No presente, um novo tipo de detectores, os detectores cerâmicos de cintilação, ou UFCs («Ultra fast ceramics» - $Gd_2O_2S:Pr,Ce,F$), entraram em cena e prometem ser os detectores do futuro. Os UFC tiveram uma contribuição importante na melhoria da eficiência dos modernos TCs. Esta melhoria situa-se na possível diminuição da exposição e consequente aumento na duração dos tubos, melhor detectabilidade para baixo contraste e para igual dose, em comparação com os outros detectores. No Quadro 9.3 encontram-se algumas materiais cujas propriedades físicas mereceram a atenção para utilização como detectores em TC. São considerados os valores da densidade, produto Z^4 , tempo médio de vida em μs , comprimento de onda em nm e número de fótons emitidos por MeV. As excelentes características das UFCs são evidentes no Quadro 9.3.

Quadro 9.3 – Densidade, produto Z^4 , n° fótons/MeV, tempo de vida e comprimento de onda dos fótons emitidos.

	Dens.(g/cm ³)	Z^4 (10 ⁶)	(Fot/MeV)	(μs)	(nm)
CdWO ₄	7,9	134	20 000	5	495
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	7,1	227	9 000	0,3	480
CsI:Tl	0,3	38	66 000	> 6	550
Gd ₂ O ₂ S:Pr,Ce,F	7,3	103	35 000	4	510
Gd ₂ O ₂ S:Pr(UFC)	7,3	103	50 000	3	510
Y _{1,34} Gd _{0,60} O ₃ :(Eu,Pr) _{0,06}	5,9	44	44 000	1 000	610
Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂ :Cr,Ce	7,1	58	40 000	140	730
Lu ₂ O ₃ :Eu,Tb	9,4	211	30 000	> 10 000	610

4 - As «gantries» com anéis de contacto deslizante («slip ring»)

Nas «gantries» com anéis de contacto deslizante, as partes móveis contêm anéis condutores sobre os quais contactam escovas fixas (Fig. 9.39).

Não são utilizados cabos a ligarem a «gantry» às partes fixas e a sofrerem movimento de torção como ocorria nos modelos mais antigos, Fig. 9.25 que obrigavam a uma rotação em sentido inverso após cada corte.

Em geral, os anéis condutores transportam a alta tensão para o tubo, os dados digitais e a alimentação de baixa tensão.

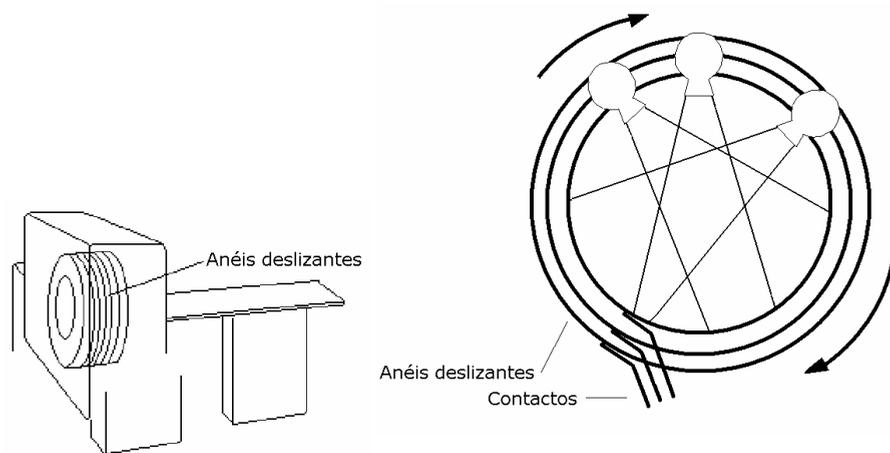


Fig. 9.25 – «Gantry» transparente mostrando os anéis deslizantes. À direita esquema dos anéis e contactos.

5 - O computador

Nos modernos TC todas as funções são controladas usando a tecnologia dos computadores digitais. Assim, são sujeitas a controlo, por uma unidade de controlo de funções ou pela própria unidade central do computador, as condições de funcionamento do tubo de raios X, a localização do doente, a calibração dos detectores, a aquisição dos dados, a sua correcção, a reconstrução da imagem, o seu armazenamento, a apresentação da mesma e a sua possível manipulação, a fotografia das imagens e as operações em tempo real com o sistema de operação.

Podemos dividir as funções do computador num sistema TC em duas tarefas distintas. Uma envolve o controlo do sistema, a aquisição dos dados, o tratamento da imagem e o diálogo com o operador. A outra tem a ver com

a reconstrução da imagem e obriga a complexos e laboriosos processos de computação, necessitando da máxima rapidez oferecida pela tecnologia.

A reconstrução e processamento da imagem é, presentemente, efectuada no todo ou em parte, em processadores de matrizes de dados, «array processors» sob controlo de software.

Os «array processors» aumentam drasticamente a velocidade de processamento e são indispensáveis quando se pretendem imagens de alta resolução com áreas consideráveis.

Estes processadores são igualmente úteis num conjunto de outras operações tais como as da obtenção de cortes sagitais e coronais a partir dos cortes axiais, no zoom e na reconstrução tridimensional.

A quantificação de parâmetros da imagem tais como densidades relativas, áreas e distâncias é correntemente obtida nos TC.

VII. CARACTERÍSTICAS ESPECIAIS DOS SISTEMAS TC

Alguns dos factores importantes a tomar em conta para otimizar a resposta global dos TC são a dose no paciente, a resolução de contraste, a resolução espacial, a velocidade do corte, a mínima espessura do corte, a capacidade de rejeição de artefactos, a linearidade, a uniformidade espacial, a frequência de amostragem, a conversão analógico-digital e o ruído introduzido.

A resolução de contraste numa imagem de TC depende das dimensões do objecto, da sua uniformidade (ou seja, o ruído produzido pelas diferenças de atenuação nas estruturas do objecto) e das outras formas de ruído (estatístico, electrónico e dos algoritmos).

A resolução espacial de um TC é muitas vezes especificada a partir da FTM considerando a frequência limite. Esta é a frequência espacial para a qual a FTM é 0,1. Em condições muito especiais alguns TCs poderão ter frequências espaciais limite de 2,5 a 3 linhas/mm.

Para uma mesma dose no paciente existe, como vimos, um compromisso entre resolução espacial ou, se quisermos, a dimensão do pixel, e a resolução de contraste. A finalidade inicial da TC foi a de distinguir detalhes numa imagem com mínimas diferenças de contraste e não a de resolver as estruturas mais pequenas.

Mesmo hoje, deve considerar-se como principal objectivo da TC a sua capacidade em evidenciar pequenas diferenças entre estruturas de tecido mole com pequenos contraste. Para doses nos pacientes aceitáveis (na maio-

ria das situações) e com resoluções espaciais inferiores ao milímetro, os TCs conseguem resoluções de contraste da ordem de décimas por cento.

1 - Linearidade

A linearidade de um tomógrafo traduz o modo como são respeitadas na imagem as variações no valor do coeficiente de atenuação do objecto. É avaliada pela curva do número TC em função de valores de coeficiente de atenuação conhecidos de fantômas apropriados.

Esta função deve ser, muito aproximadamente, uma recta (Fig. 9.26).

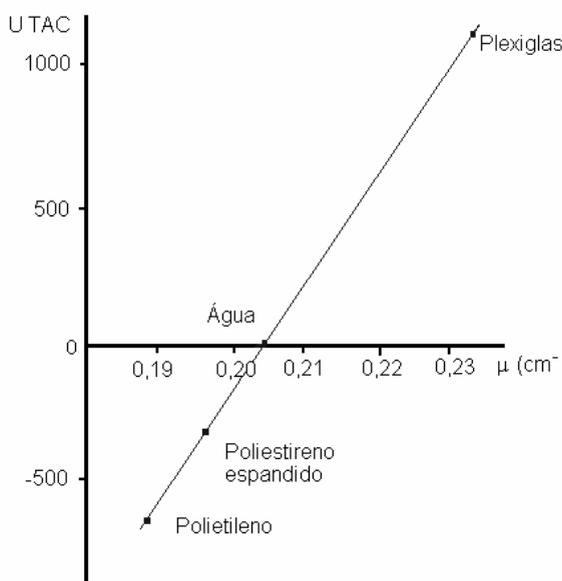


Fig. 9.26 – Curva do número TC em função do coeficiente de atenuação para diversas substâncias.

2 - Uniformidade espacial

A uniformidade espacial tem a ver com variações na resposta, de pixel para pixel, na imagem do corte de um objecto de composição uniforme. Tais variações não deverão originar contrastes que ultrapassem a resolução de contraste do sistema sendo da ordem de 2 - 4 UTC para fantômas de 20 cm de água.

A tendência de desenvolvimento da TC visa as melhores resoluções de contraste e espaciais para tempos mínimos de exame, doses toleráveis e resultados altamente qualitativos. Estes dois últimos pontos devem ser valorizados sem quaisquer ambiguidades.

3 - Radiação dispersa

Na primeira geração de TCs a eliminação da radiação dispersa era quase completa, Fig. 9.27 a). Nas restantes gerações (as 3ª, 4ª e 7ª representadas na Fig. 9.27 b), c) e d)), radiação dispersa produzida no plano do corte irá incidir em diferentes detectores, fornecendo informação errada.

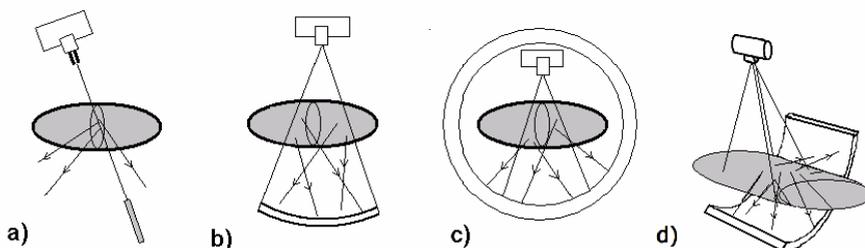


Fig. 9.27 – Esquema dos efeitos da radiação dispersa em TCs na primeira, a), terceira, b), quarta, c), e sétima, d), gerações de TCs. Aumenta a radiação dispersa com o aumento da área do feixe.

4 – Largura efectiva do feixe

A largura efectiva ou espessura do feixe, medida na direcção do eixo do sistema, na perspectiva da leitura de propriedades do objecto, resulta da geometria do ânodo, dimensões do foco, das dimensões do detector e da existência de movimento do sistema em relação ao doente.

A relação do foco com a distância de resolução já foi estudada para a radiografia convencional, Cap. III (Eq. 3.15). Ignorando a possível correcção do colimador da fonte e utilizando os símbolos da Fig. 9.28 temos em TC

$$d = \frac{Fe}{h}$$

As dimensões do detector **D** originam no plano considerado do objecto **O** uma largura máxima para o feixe, p , que como se pode ver da Fig. 9.28, quando se considera a igualdade entre triângulos, permite escrever

$$\frac{D}{h} = \frac{p}{h-e} \quad \Leftrightarrow \quad p = \frac{D(h-e)}{h}$$

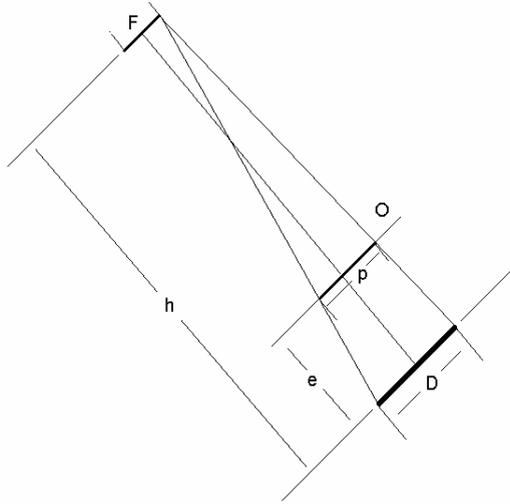


Fig. 9.28 – Efeito da largura do detector na largura do feixe.

No que respeita ao movimento, devemos considerar em separado os casos de ocorrer rotação simultânea do foco e dos detectores ou só movimento do foco. No primeiro caso, Fig. 9.28, sendo **O** o centro de rotação, **T** o período de rotação, **t** o tempo de amostragem e **r** o raio de rotação do ponto do objecto, vem para a largura aparente do feixe devido ao movimento

518

$$q = \frac{2\pi r t}{T}$$

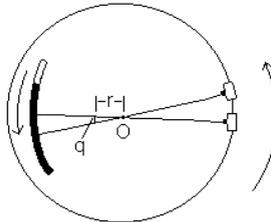


Fig. 9.28 – Espessura aparente do feixe q devido ao movimento no caso de rotação simultânea do foco e dos detectores.

No segundo caso, sem movimento dos detectores (Fig. 9.29), a largura aparente do feixe devida ao movimento é, aproximadamente

$$q \cong \frac{\pi r t}{T} \quad 9.10$$

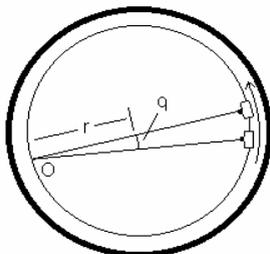


Fig. 9.29 – Espessura aparente do feixe, q , devido ao movimento, no caso de rotação do foco com os detectores fixos.

A Eq. 9.10 é aproximada pois o ponto do objecto à distância r do centro de rotação não descreve exactamente meia circunferência durante a total revolução da ampola.

5 - Resolução espacial. Curvas de sensibilidade. Curva de dose

Diversos factores condicionam à priori a resolução espacial em TC: as dimensões do foco, as dimensões dos detectores, a ampliação, o algoritmo de reconstrução e a forma de visualização.

O número de vistas (projectões) condiciona a possibilidade da imagem TC conter as frequências espaciais mais altas, sem a presença de artefactos. A utilização de um número de vistas insuficiente, origina «aliasing» perceptível sobretudo nos bordos das imagens.

O número de raios utilizado para se obter uma imagem TC (para o mesmo campo de visão) tem também uma forte influência na resolução espacial.

A resolução espacial em TC pode ser definida no plano do corte ou segundo a direcção normal a este, indicando as distâncias mínimas entre duas estruturas absorventes, detectáveis como objectos separados, quando as distâncias são medidas nas duas direcções consideradas.

É importante que as duas resoluções tenham valores tão próximos quanto possível.

No caso de se ter uma resolução muito maior no plano do corte do que na direcção normal, a forma do elemento volumétrico de resolução (voxel), será a de um prisma quadrangular de pequena secção e grande altura. Em cada volume de resolução a atenuação média do objecto segundo direcções paralelas ao eixo do sistema pesaria muito mais do que nas direcções perpendiculares. A boa resolução espacial no plano do corte só seria aproveitada para estruturas normais ao corte e homogéneas.

Para se aproveitar uma alta resolução no plano do corte esta deve ser acompanhada por espessuras de corte da ordem de grandeza da correspondente distância de resolução.

A resolução espacial quando encarada como propriedade isolada do sistema é medida para condições de bom contraste e designada por resolução espacial de alto contraste.

A resolução espacial de baixo contraste ou detectabilidade refere-se à capacidade do sistema em distinguir estruturas para um dado contraste. Este processo é limitado pelo ruído e será analisado posteriormente.

As curvas de sensibilidade (ou SSP – «Slice Sensitivity Profile») traduzem a variação da resposta do sistema segundo uma direcção (em geral a do eixo) e são apresentadas após normalização para o valor máximo. O perfil de uma curva de sensibilidade depende das dimensões do foco, dos colimadores (da fonte e do detector) e do algoritmo em uso.

Uma maneira de obter a curva de sensibilidade é utilizar um cilindro de polietileno de eixo coincidente com o eixo do sistema e contendo ar numa fina região limitada por duas secções normais, muito próximas (0,2 mm), e fazer cortes para mínimos deslocamentos do cilindro (distâncias inferiores à largura do feixe).

Os valores do número TC no centro da camada de ar, em função da distância, diminuem quando o ar é incluído no corte, obtendo-se a curva de sensibilidade. Em geral, é representado nas curvas não o número TC mas o valor do sinal detectado pelo que as curvas são crescentes quando o ar é incluído no corte.

As curvas de dose traduzem a variação da dose recebida pelo paciente segundo uma dada direcção (em geral a do eixo do sistema tomográfico). A Fig. 9.30 a) mostra o par foco-detector e os colimadores da fonte e detector na obtenção da curva de sensibilidade. Na Fig. 9.30 b), ilustram-se as condições que permitem obter as curvas de dose.

O perfil de uma curva de dose depende das dimensões do foco e do colimador da fonte, sem que se considere o colimador do detector. A dose no paciente depende também do espectro de energia utilizado. As baixas energias do espectro, que não contribuem para a imagem, devem ser eliminadas, por filtração prévia.

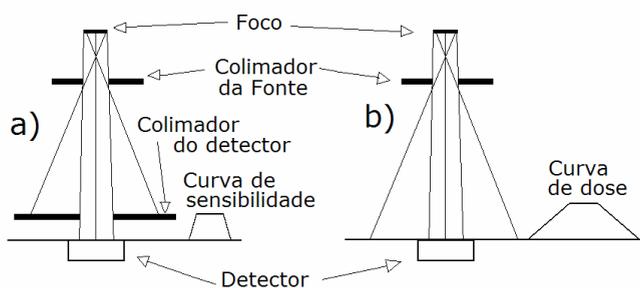


Fig. 9.30 – Esquemas, num plano que contém o eixo do sistema, para a obtenção de a) curva de sensibilidade e b) Curva de dose (reparar na ausência do colimador do detector).

Por outro lado, é importante que as curvas de dose e sensibilidade sejam idênticas de modo a que toda a dose recebida pelo paciente seja aproveitada na produção da imagem.

A resolução segundo a direcção do eixo depende obviamente da espessura do corte, mas a máxima resolução possível depende também de outros factores. Para valores da espessura do corte superiores à distância de resolução, segundo a direcção do eixo, obtida pela curva de sensibilidade, e para cortes suficientemente próximos, a distância de resolução final é a própria espessura do corte.

6 - Espessura do corte

Define-se espessura do corte tomográfico como a largura a meia altura (FWHM) da curva de sensibilidade do sistema (Fig. 9.31) segundo a direcção normal ao corte, no centro do campo de observação ou, se quisermos, ao longo do eixo do sistema, (linha AÁ na Fig. 9.32)

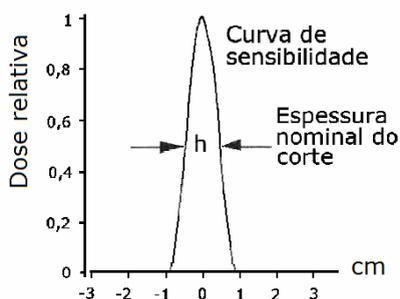


Fig. 9.31 – Espessura do corte tomográfico: largura a meia altura (FWHM) da curva de sensibilidade do sistema segundo a direcção normal ao corte.

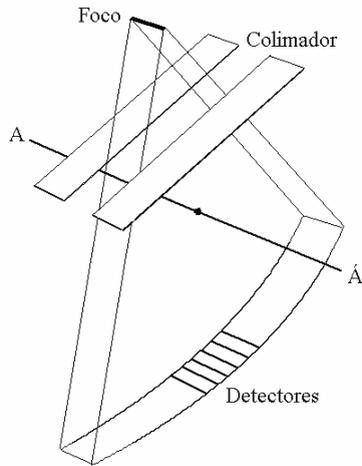


Fig. 9.32 – Esquema mostrando o foco e os detectores numa geometria de 3ª geração.

A espessura nominal do corte obtém-se a partir de imagens efectuadas com fantômas.

Por razões técnicas e também devido a limitações de dose no paciente, cortes extremamente finos (menores do que 1 mm) são, em princípio, difíceis de conseguir.

Pela definição apresentada, a mesma espessura de corte pode resultar de perfis de sensibilidade com formas substancialmente diferentes e originar, também, respostas globais muito diferentes. Deste modo, é necessário conhecer-se o perfil da curva de sensibilidade juntamente com a espessura do corte para se preverem algumas características determinantes da qualidade da imagem do TC.

É desejável ter curvas de sensibilidade tão rectangulares quanto possível. Quanto mais abruptos forem os flancos da curva de sensibilidade menor é a contribuição dos planos vizinhos do objecto para a imagem do corte e menos pronunciado é a ocorrência de artefactos de volume parcial resultantes de detalhes do objecto nos planos limites do corte que sejam só parcialmente detectados.

7 - Influência do algoritmo na resolução espacial

A largura efectiva do feixe é o factor intrínseco determinante da resolução espacial no plano da secção.

O algoritmo de reconstrução pode, contudo, não permitir a utilização da máxima resolução espacial.

Muitos sistemas têm possibilidade de oferecer opções, dispondo, além do algoritmo de uso geral, de um algoritmo de alta resolução que permite obter resoluções próximas da máxima teórica.

O algoritmo de uso geral não oferece a resolução limite mas, em contrapartida, é consideravelmente menos ruidoso.

Os algoritmos de alta resolução, utilizando o realce de contornos, apresentam distâncias de resolução próximas da largura efectiva do feixe. As desvantagens destes algoritmos são a introdução de ruído e a perda de linearidade na resposta.

Na Fig. 9.33 observam-se as FTM's para um algoritmo de uso geral (curva 1) e para um algoritmo de alta resolução (curva 2), este com melhor resposta de frequência, mas também com resposta para frequências espaciais que só poderão corresponder a ruído.

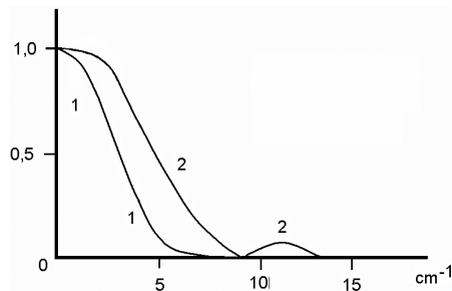


Fig. 9.33 – FTM's respeitantes ao algoritmo de uso geral (curva 1) e ao algoritmo de alta resolução (curva 2).

8 - Colimadores

Os colimadores são dispositivos utilizados para controlar a largura do feixe (corte) (~1,0 - 10 mm) existindo aparelhos com um único colimador, próximo do foco, e versões com dois, um próximo do foco e o outro próximo do detector.

Supondo um único colimador para a definição da espessura do corte (situado entre o foco e o paciente, e nenhum colimador entre o paciente e o detector) e que a sensibilidade local do detector é constante na direcção do eixo (o que, na prática, não é satisfeito), só seria possível obter um perfil de sensibilidade rectangular na direcção axial com um foco infinitamente pe-

queno (Fig. 9.33). Obviamente, um foco real tem dimensões finitas o que origina uma zona de penumbra no bordo do feixe colimado de radiação e torna mais lenta a subida correspondente no perfil de sensibilidade.

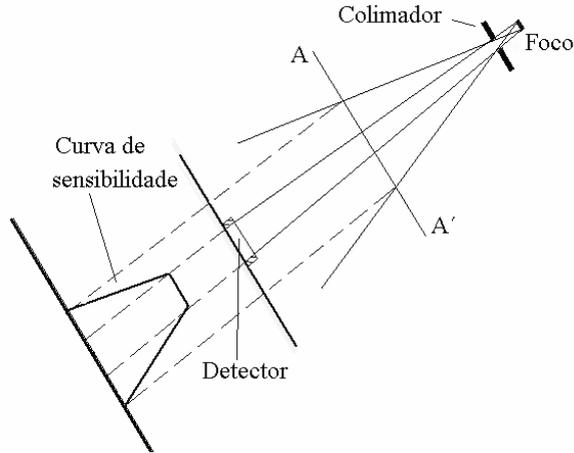


Fig. 9.33 – Curva de sensibilidade para a situação de um só colimador entre o paciente e a fonte. AA' é a projecção do plano do objecto.

Em termos práticos e para um dado foco só é possível tornar esta subida mais rápida se colocarmos um colimador antes do detector (colimador II), como se mostra na Fig. 9.34 que elimina total ou parcialmente a região de penumbra.

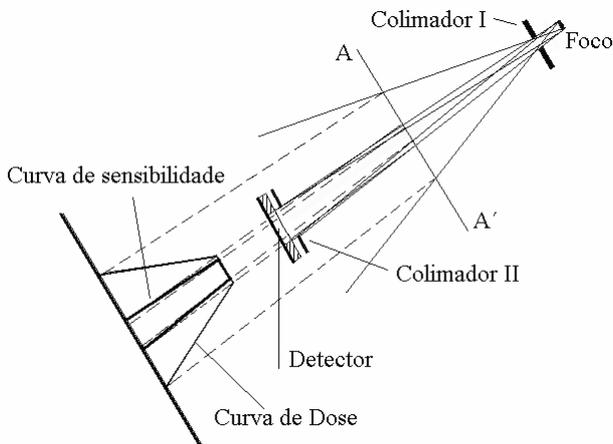


Fig. 9.34 – Curvas de sensibilidade e de dose para a situação de colimadores de foco e de detector. AA' representa o plano do objecto.

Além de beneficiar a curva de sensibilidade, este colimador também diminui a divergência do feixe efectivo de radiação entre o foco e o detector. Isto conduz a uma maior concordância entre as projecções do feixe quando provenientes de direcções opostas, porque, fora do eixo, mesmo aqueles objectos só parcialmente no corte são avaliados mais uniformemente

Dadas as vantagens enunciadas acima, particularmente importantes quando os cortes são finos, existem máquinas equipadas com colimador do lado do detector para ajuste da espessura do corte. Este colimador, apesar disso, leva a que a radiação que tenha penetrado no paciente pela zona de penumbra não seja detectada, não contribuindo portanto, para a imagem.

A curva de sensibilidade e a curva de dose no paciente, ou seja, a distribuição de dose ao longo do eixo do sistema, não serão, então, iguais (Fig. 9.35). Isto pode ser observado, por exemplo, na dose de superfície aumentada nas imagens para uma série de cortes imediatamente adjacentes, quando se compara com a imagem de um simples corte. O factor pelo qual a dose aumenta é chamado factor de empilhamento.

Devido à radiação dispersa, mesmo nos sistemas sem colimador do lado do detector o factor de empilhamento é sempre superior à unidade.

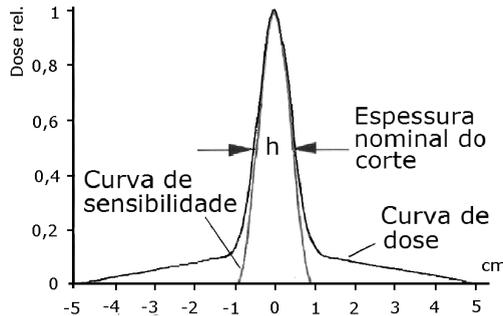


Fig. 9.35 – Curvas de sensibilidade e dose para um corte e respectiva espessura nominal.

Os perfis de dose são medidos no ar ou em fantômas, usando filme ou dosímetros TLD.

9 - Efeito de endurecimento do feixe

O processo de obtenção de resultados em tomografia axial computadorizada pressupõe linearidade na aquisição e no processamento de dados efectuados.

Uma das principais causas dos erros introduzidos por não linearidade resulta do facto da radiação emitida por uma ampola de raios X não ser monoenergética (Fig. 9.36). A energia efectiva do feixe aumenta à medida que este penetra nos objectos e o coeficiente de atenuação de um material depende da energia dos fotões.

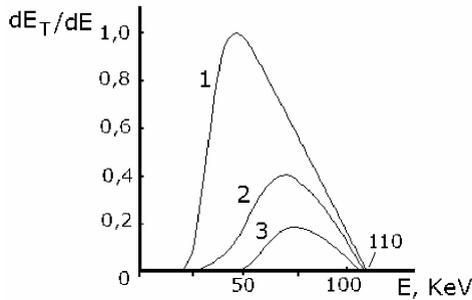


Fig. 9.36 – Endurecimento de um feixe de raios X (110 KVp) produzido por um filtro de 1,5 mmAl (curva 1), e por duas espessuras de tecido mole e osso (curvas 2 e 3). E_T energia total; E energia dos fotões.

Como resultado deste endurecimento do feixe, os números TC dos absorventes variam de valor em função da maior ou menor atenuação sofrida pelo feixe, no objecto em análise. Na Fig. 9.37 a) observamos o afastamento da linearidade de $\ln I_0/I_t = \mu x$ em função de x num objecto homogéneo. Para um objecto homogéneo, o coeficiente de atenuação fica menor à medida que a espessura do material aumenta.

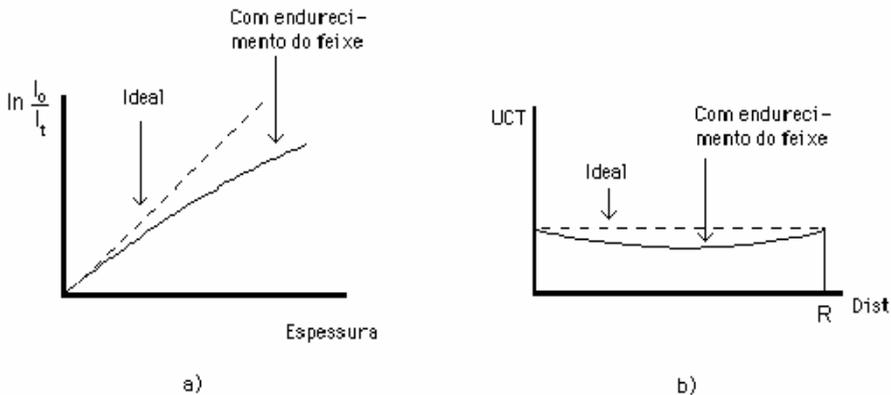


Fig. 9.37 – Efeito do endurecimento do feixe: a) no logaritmo da fracção da intensidade transmitida; b) na reconstrução de um disco homogéneo (variação do número de UTC segundo um diâmetro).

Na Fig. 9.37 b) está representada a variação do número de UTC segundo um diâmetro na reconstrução de um disco homogéneo (efeito de «cupping»). Supõe-se que não foi introduzida qualquer correcção.

Para diminuir este efeito e os consequentes artefactos de endurecimento do feixe são utilizados filtros, próximos do foco, para atenuar as baixas energias no feixe de raios X. Outras soluções são o evitar as regiões ósseas altamente absorventes e o uso de algoritmos de correcção.

10 - Filtros de feixe

Os filtros no feixe de raios X, na TC (Fig. 9.38), destinam-se a: 1) remover do feixe as baixas energias, 2) adaptar o feixe à anatomia em estudo e 3) produzir um feixe emergente mais uniforme. As baixas energias são predominantemente absorvidas pelo paciente não contribuindo para a informação que permite obter a imagem. Assim, como consequência da remoção de baixas energias, a dose no paciente é minimizada, mantendo-se praticamente, a dose no detector.

A introdução de filtragem diminui os efeitos de endurecimento do feixe, como vimos anteriormente (Fig. 9.38).

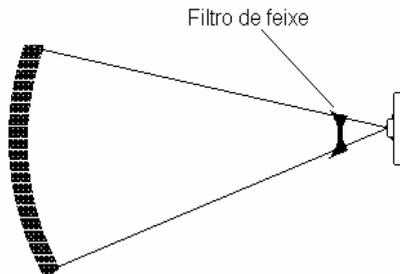


Fig. 9.38 – Filtro de feixe na TC.

11 - Campo de visão. Ampliação em TC

A abertura do detector é a largura do elemento activo de um detector. O uso de detectores de pequenas dimensões aumenta a frequência de corte (Nyquist) da imagem e melhora a resolução espacial para todas as frequências.

O campo de visão num sistema TC é a área do espaço objecto que é varrida e utilizada para a reconstrução. O campo de visão pode ser alterado sendo o seu limite máximo dependente, nos sistemas da 4ª geração, do ângulo de aceitação da radiação dispersa e, nos sistemas da 3ª geração, do número de detectores. A ampliação de um sistema TC refere-se à ampliação geométrica devida às posições relativas do foco, paciente e detector.

A mesma informação pode ser apresentada em imagens com áreas diferentes. Uma grande ampliação sobre um pequeno campo de visão, com um maior número de pixels na imagem do objecto, pode proporcionar imagens de melhor resolução. Simultaneamente há redução da radiação dispersa que atinge o detector. Não devemos esquecer contudo que, nestas condições, as dimensões do foco passam a ter maior peso como agente de degradação da resolução espacial. Tal obriga à utilização de focos de pequenas dimensões, o que condiciona, por sua vez, menores correntes anódicas e maiores tempos de exposição.

Devido à necessidade de obter projecções em torno do paciente numa «gantry» com dimensões fixas, os factores de ampliação observados em TC são, em geral, superiores aos da radiografia convencional filme+ecrã. Factores de ampliação de 2,0 são usuais, podendo atingir 2,7 em pacientes de grande porte.

Existem unidades com a possibilidade de escolher um factor de ampliação por deslocamento do tubo e dos detectores em relação ao centro do campo (Fig.9.40).

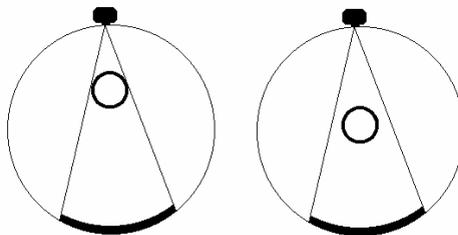


Fig. 9.40 – Diferentes ampliações de um objecto numa projecção em TC.

12 – Batimento ou «aliasing»

O facto de se adquirir e processar um número finito de raios soma torna as projecções funções periódicas caracterizadas por uma certa frequência espacial, a frequência de amostragem.

Como o espectro de frequência espacial do sinal original (objecto) não é limitado em frequência, o teorema de Nyquist implica que o espectro da imagem não contenha informação sobre as frequências do objecto superiores a metade da frequência de amostragem. Já vimos que a perda de informação assim introduzida se chama «aliasing».

A frequência de amostragem deve ser pelo menos dupla do inverso da espessura transversal efectiva do feixe. A espessura transversal efectiva do feixe depende dos mesmos factores já considerados para a largura efectiva do feixe. Nos sistemas modernos a espessura transversal efectiva do feixe situa-se entre 0,5 e 1 mm.

Após a detecção, os sinais analógicos enviados pelos detectores são digitalizados em conversores analógico-digitais (ADC's) que nos TCs de maior desempenho são de 16 bits.

13 - Efeito do volume parcial

Este efeito está associado sobretudo às dimensões finitas, não só do foco da fonte de raios X, como também do elemento de amostragem. Resulta da utilização de grandes espessuras de corte e da presença de estruturas de elevado contraste só parcialmente incluídas num corte.

Por vezes existem marcadas diferenças no coeficiente de atenuação, de ponto para ponto, no volume de um voxel, tais como nas transições de ar para osso e osso para tecido. A informação final que se espera seja dada corresponde ao valor médio do número TC do voxel. Na Fig. 9.41 a) observa-se, esquematicamente, como a presença de uma pequena massa com μ elevado, ou pequeno, em relação à restante massa do voxel, pode produzir alterações relativas consideráveis no correspondente pixel, na imagem.

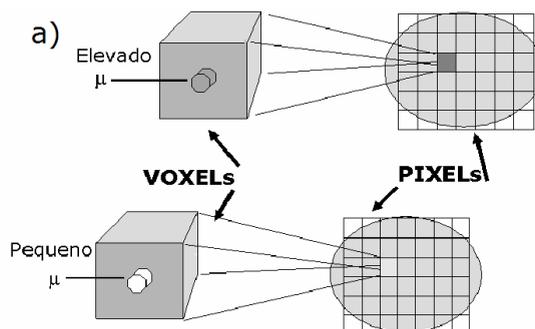


Fig. 9.41 – a) A presença de uma pequena massa com μ elevado, ou pequeno, em relação à restante massa do voxel pode alterar muito o correspondente pixel na imagem.

A Fig. 9.41 b), representa dois objectos absorventes A e B situados no ar, em que $\mu_B \gg \mu_A$. Vê-se que o corte 2 (R_2) vai aparecer com uma parte central de maior μ médio a corresponder à sobreposição com a parte B. As auréolas a branco em R_1 e R_2 devem-se à inclusão parcial de ar nos voxels periféricos. Apesar de muitos destes artefactos serem óbvios, podem causar erros de interpretação importantes.

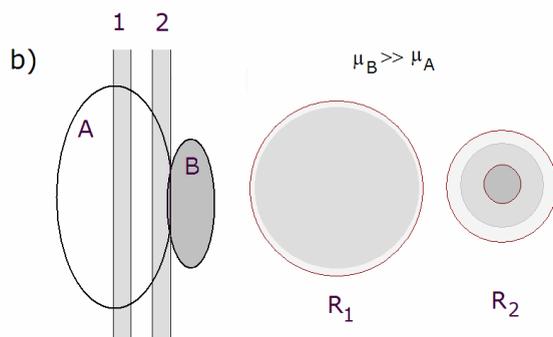


Fig. 9.41 - b) – A sobreposição de A e B pode fazer aparecer um artefacto na imagem reconstruída (corte R_2).

Um outro aspecto digno de nota no efeito do volume parcial tem a ver com a logaritmização dos dados da TC. O coeficiente de atenuação linear está relacionado com as intensidades incidente e emergente pela relação:

$$-\ln \frac{I_n}{I_0} = \mu_1 a + \dots + \mu_n a = \sum_{i=1}^n \mu_i a \quad 9.11$$

ou seja

$$\ln I_0 - \ln I_n = \sum_{i=1}^n \mu_i a$$

Para um dado a e um dado I_0 o valor calculado de μ , para os diferentes voxels, depende unicamente do logaritmo da intensidade emergente, $\ln I_n$. Os detectores fornecem valores de intensidade. Quando os voxels contêm material não homogéneo, o detector fornece os valores médios da intensidade e não das médias dos logaritmos da intensidade. O logaritmo do valor médio de um conjunto de valores não coincide com a média dos logaritmos dos valores, a não ser que os valores sejam todos iguais. Deste modo, tam-

bém como resultado do efeito do volume parcial ocorrem erros no cálculo dos valores médios de $\ln I_n$, para os raios com as diferentes direcções, originando-se artefactos devidos ao efeito do volume parcial.

14 - Diagrama contraste-detalhe (CDD)

As características de resolução espacial e de contraste de um sistema de TC, para condições extremas, podem ser expressas simultaneamente nos diagramas de contraste-detalhe (Fig. 9.42).

Estes gráficos informam sobre o limiar de visualização na imagem reconstruída de objectos circulares, entrando com o diâmetro (abscissa) e a variação relativa do coeficiente de atenuação linear em relação ao meio onde aqueles se encontram (ordenada). Os objectos cujos valores no gráfico estejam à direita da curva são, com boa probabilidade, visualizados.

Para um contraste de 100% ($\Delta TC=1000$ UH) obtém-se o mínimo diâmetro detectável. À medida que o contraste diminui a resolução também diminui. Para contrastes muito baixos a inclinação da curva diminui até ao limite imposto pelo ruído.

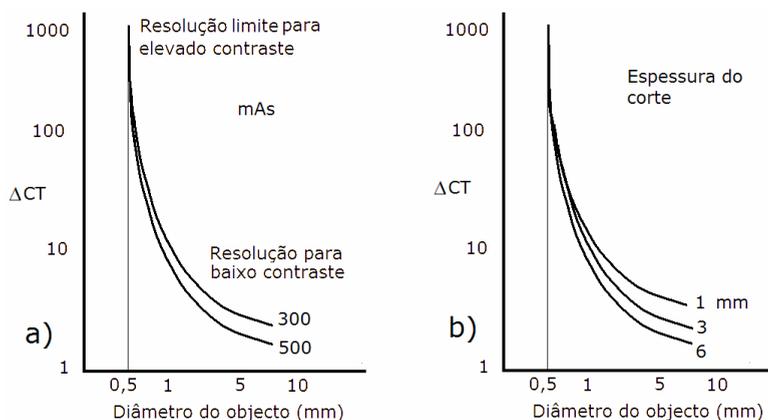


Fig. 9.42 – Diagrama de contraste-detalhe.

Os diagramas de contraste-detalhe devem indicar o tipo de material utilizado, as dimensões do objecto (existem fantômas para a cabeça, abdómen, etc.), a espessura do corte e a dose.

Estes factores são determinantes da relação sinal/ruído na imagem, influenciando os resultados.

A resolução de densidade é determinada pelo fluxo de fótons, pela radiação dispersa, pelo erro do algoritmo, pela resposta de frequência dos filtros e pelas dimensões do voxel.

15 - Ruído no pixel

As variações em unidades TC observáveis em cortes de objectos uniformes correspondem a ruído da imagem. O ruído na informação, por elemento de imagem, é um parâmetro de interesse na previsão da qualidade das imagens. Os factores mais importantes que condicionam o ruído no pixel são o ruído quântico dos raios X detectados e o ruído do algoritmo de reconstrução.

O nível do ruído quântico depende das condições na ampola de raios X, incluindo a filtragem utilizada, da espessura do corte, da atenuação do feixe e da eficiência do detector.

Este ruído está relacionado com produto da corrente do tubo pelo tempo do corte (mAs) Quanto maior for o produto mAs menor será o ruído.

Quantitativamente, a avaliação do ruído pode obter-se através do desvio padrão (visto tratar-se de uma estatística de Poisson) do número de unidades TC no elemento da imagem.

16 - Ruído de área

Ocorrem flutuações do número TC médio em áreas teste na imagem de fantômas homogéneos.

O ruído de área indica, para uma dada área teste, qual o nível de contraste para o qual o detalhe num objecto de secção igual pode ser detectado, supondo o objecto razoavelmente homogéneo e iguais condições técnicas de execução do exame. Os factores mais importantes que condicionam este ruído são o ruído quântico dos raios X detectados, o ruído dos componentes electrónicos e o ruído do algoritmo de reconstrução.

A avaliação do ruído obtém-se pelo desvio padrão do valor TC em áreas teste de objectos homogéneos (em geral de água) de dimensões e forma apropriadas, desenhadas na imagem de um fantôma homogéneo, ou seja

$$\text{ruído} = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad 9.12$$

onde n é o número total de pixels, \bar{x} o valor médio dos números TC nos n pixels da imagem do fantôma e x_i o valor individual em cada pixel.

O valor do ruído, por si só, não permite a avaliação do comportamento de um aparelho ou a comparação entre tomógrafos distintos, devendo ser analisado juntamente com a resolução espacial, a espessura do corte, a dose e as características de atenuação (espessura e material) do objecto teste.

17 - Modulação da corrente anódica

A modulação da corrente anódica consiste no ajuste automático da corrente do tubo à espessura e composição do paciente. Este ajuste é implementado em torno da secção do paciente e ao longo do eixo dos zz , no TC helicoidal, resultando na variação da velocidade de exposição durante a rotação da ampola, (Fig. 9.43 a)) e durante a translação (Fig. 9.43 b)).

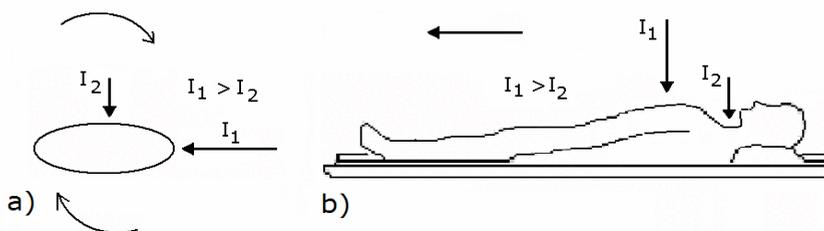


Fig. 9.43 – Estratégia utilizada na modulação da corrente anódica variando a velocidade de exposição durante a rotação do tubo, a) e durante a translação, b).

É utilizado o controlo automático da exposição (AEC) para efectuar a modulação do débito de raios X através da adaptação anatómica.

O sistema TC altera automaticamente a emissão dos raios X a valores ajustados à anatomia do doente em análise, sem prejuízo da qualidade da imagem tomográfica.

Como consequência do modo como os dados de todas as projecções são combinados na retroprojectção filtrada, a diminuição da relação sinal/ruído produzida pela diminuição do número de fótons nas projecções das partes menos espessas não afecta, praticamente, o resultado final.

A modulação da corrente anódica tem aplicação em pediatria e permite também minimizar a dose nos doentes adultos de acordo com a sua espessura anatómica.

Uma vantagem adicional da modulação de corrente é a diminuição da carga da ampola.

VIII. OS AVANÇOS DA TÉCNICA DE TC

Um número importante de melhorias alterou o projecto inicial de Hounsfield, aumentando as suas capacidades em diversos aspectos mas sem alterar o seu conceito inicial. Novos conceitos foram também introduzidos, que permitiram grandes avanços na técnica.

Os grandes avanços introduzidos na TC, desde o seu aparecimento, com alteração considerável em relação ao conceito inicial, foram

- TC de feixe de electrões (Imatron)
- TC Helicoidal (ou Espiral)
- TC Multicorte
- Multimodalidade (Cap. XI)

Inovações importantes encontram-se na lista a seguir:

- Modulação de corrente (já estudada)
- Visualização 3D
 - Reconstrução multiplanar
 - Visualização da superfície com sombras ou «Shaded surface display»- SSD
 - Projecção de máxima /mínima intensidade
 - Representação volume/superfície
 - Transformação em volume ou «Volume rendering»
 - Endoscopia virtual
- TC em tempo real
 - TC dinâmico
 - Angio TC
 - fluoroscopia por TC
 - TC fluoroscopia com braço em C
 - TC quantitativa e funcional do torax
- TC de perfusão
- TC de alta resolução
- TC espiral feixe cónico

Consideramos a seguir os grandes avanços, com especial ênfase para o TC Helicoidal, a modalidade de multicorte e a Multimodalidade. Falaremos também, brevemente, de algumas das inovações mencionadas acima.

IX. QUINTA GERAÇÃO. TOMÓGRAFO DE FEIXE DE ELECTRÕES (OU ULTRA-RÁPIDO)

Os tempos de rotação mínimos dos TCs são, no presente, da ordem de meio segundo, o que representa progressos notáveis dadas as restrições mecânicas envolvidas. Estes tempos de rotação associados a outros avanços permitem efectuar estudos dinâmicos rigorosos da função cardíaca, sem perda de qualidade como resultado de movimentos. No TC de feixe de electrões é possível obter a rotação do feixe de raios X sem movimento da ampola através da focagem magnética do feixe de electrões. A principal diferença entre este dispositivo e os sistemas convencionais da 4ª geração é a ausência de movimento de partes mecânicas. Em vez de uma ampola de raios X rotativa, um ânodo emissor de raios X com a forma de arco de círculo de tungsténio, rodeia o paciente (Fig. 9.44). O feixe de electrões é emitido por um canhão de electrões (G), acelerado por tensões da ordem dos 130 a 140 KeV, focado, deflectido por bobinas (B_1 e B_2) existentes ao longo do trajecto do feixe e feito rodar de modo a embater numa das quatro pistas de foco existentes no ânodo circular, que abrange um arco de 210° . Dois arcos de circunferência com detectores opostos ao ânodo fazem a detecção. O movimento de varrimento leva cerca de 50 ms a ser executado e permite obter sequências dos movimentos cardíacos com excelente qualidade.

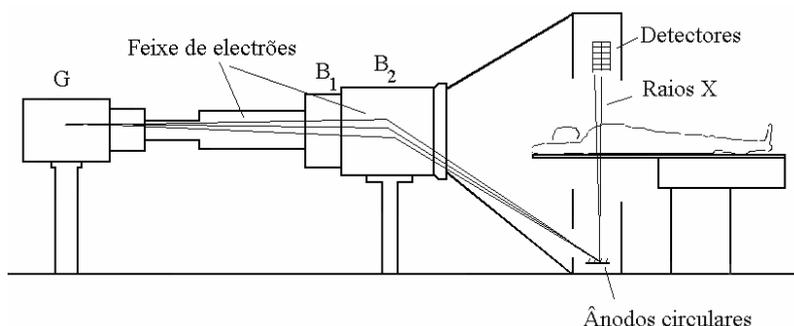


Fig. 9.44 – Esquema simplificado do TC - Scanner Ultra-Rápido ou de Feixe de Electrões.

X. TC HELICOIDAL. A SEXTA GERAÇÃO DA TC

1 - Considerações gerais

O TC helicoidal, espiral ou volumétrico, é uma versão da TC, iniciada em 1989, que apresenta vantagens, no que respeita a alguns aspectos, em relação à modalidade axial.

Enquanto que no TC axial a mesa se move incrementalmente a seguir a cada rotação, no TC helicoidal a mesa move-se com velocidade de translação constante e a «gantry» com movimento de rotação contínuo.

Esta associação de movimentos permite uma aquisição volumétrica da informação através de projecções axiais cujas sucessivas direcções definem, a uma distância constante do eixo, no espaço, uma espiral com eixo coincidente com o do próprio sistema. O tubo de raios X ao rodar em torno do paciente executa sucessivamente as exposições, utilizando uma das configurações da 3ª ou 4ª gerações, enquanto a mesa executa movimento de translação (Fig. 9.45 a) e b)).

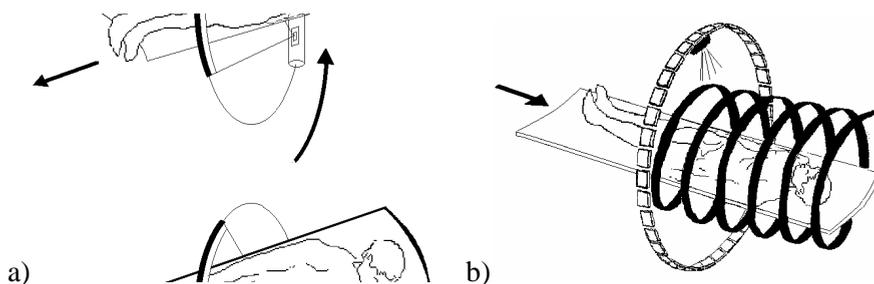


Fig. 9.45 – a) Translação da cama em movimento uniforme e rotação da ampola em movimento circular uniforme. b) Efeito da soma dos dois movimentos (6ª geração) observado de um referencial ligado à cama.

Na TC helicoidal, embora a informação adquirida, em simultâneo com os movimentos referidos, não corresponda ao plano de um único corte, os dados adquiridos podem ser utilizados quer para se obter uma sequência de cortes visualizáveis da forma tradicional (Fig. 9.46), quer para se obter uma reconstrução tridimensional da área varrida. Os valores que correspondem a um particular corte são obtidos por interpolação e extrapolação (em geral linear) a partir dos dados adquiridos.

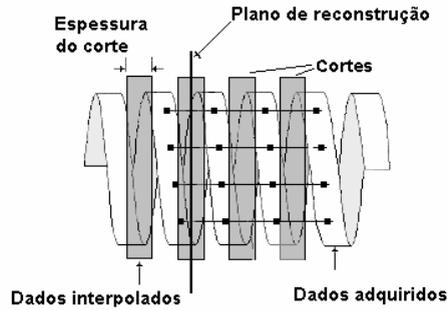


Fig. 9.46 – Série de cortes axiais obtidos a partir da aquisição helicoidal seguida de interpolação.

2 - Aquisição de dados na TC espiral. Interpolação e extrapolação

Na TC helicoidal, os dados de projecção, para qualquer corte transversal, são obviamente incompletos, pelo que é necessário utilizar interpolação e extrapolação para se obterem os tomogramas. Vejamos como é executada a interpolação linear dos valores experimentais, de modo a serem geradas projecções paralelas, antes da reconstrução. Considerando conhecidos os valores dos raios soma $P_{\phi,1}(x)$ e $P_{\phi,2}(x)$ nos pontos com coordenada axial z_1 e z_2 , o valor obtido por interpolação linear, na posição z_i , intermédia, é (Figs. 9.47 e 9.48)

$$P_{\phi}(x) = P_{\phi,1}(x) \frac{z_2 - z_i}{z_2 - z_1} + P_{\phi,2}(x) \frac{z_i - z_1}{z_2 - z_1} \quad 9.13$$

A interpolação pode ser de rotação completa ou de meia rotação (Fig. 9.47).

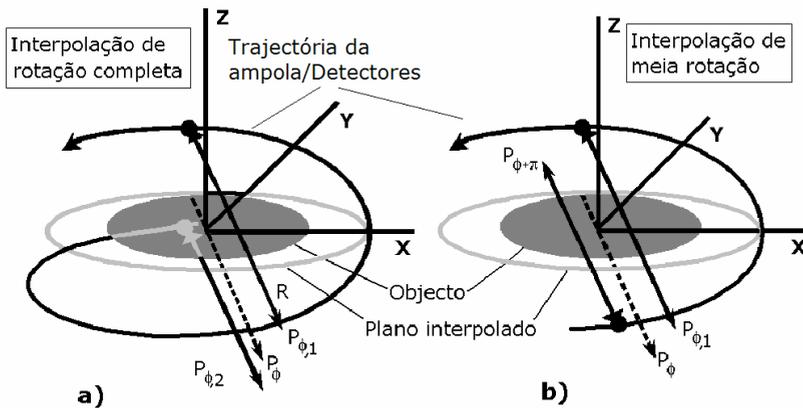


Fig. 9.47 – Representação da interpolação de rotação completa a) e de meia rotação b).

Na interpolação de rotação completa é efectuada interpolação utilizando raios vizinhos com a mesma orientação. Na interpolação de meia rotação é efectuada interpolação utilizando raios vizinhos com orientações opostas.

Na extrapolação procede-se de modo semelhante à interpolação de meia rotação mas para valores de Z exteriores ao intervalo $z_2 - z_1$.

Interpolação não linear como, por exemplo, a adaptativa, pode ser usada em TC para certos fins, como a correcção de artefactos.

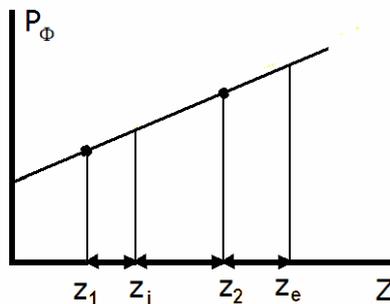


Fig. 9.48 – São conhecidos os valores de $P_\phi(x)$ nas coordenadas axiais z_1 e z_2 , é obtido o valor na posição z_i , por interpolação linear, e em z_e por extrapolação.

Na reconstrução é usada a retroprojectção de projecções filtradas. Para a interpolação linear de 360° são requeridos os dados das projecções de duas rotações completas (720°). Usando interpolação linear de 180° são requeridos os dados de uma rotação completa mais duas vezes o ângulo do leque.

Em relação à TC axial, o ruído obtido com o TC helicoidal, utilizando reconstrução por interpolação de meia rotação, para o mesmo número de projecções é maior, mas a resolução temporal superior. A espessura do corte (espessura efectiva) é ligeiramente superior à espessura de colimação para passos superiores a 1,5.

Considerando a interpolação de rotação completa, o ruído da imagem com o TC helicoidal é menor do que na TC sequencial e a resolução temporal maior. A espessura de corte (espessura efectiva) é superior à espessura de colimação, aumentando a probabilidade de ocorrer efeito de volume parcial.

3 - Vantagens da aquisição helicoidal

No que respeita às capacidades da técnica, a aquisição helicoidal representou uma verdadeira revolução em TC. Apesar dos dados de projecção, para qualquer corte transaxial, serem incompletos, são evidentes algumas vantagens do TC helicoidal. As consequências mais directas são:

- a) Redução da duração do exame.
- b) Aumento das resoluções espacial de alto e baixo contraste. Aumento da resolução longitudinal e possibilidade de aumento da resolução no plano xy.
- c) Melhoria na eficiência de utilização dos produtos de contraste.
- d) Aumento das possibilidades de diagnóstico devido ao pós-processamento ou reconstruções secundárias da imagem.
- e) Redução da dose no paciente.
- f) Melhoria da resolução temporal

Consideremos cada um destes pontos em separado.

a) A redução da duração do exame é importante nos estudos em doentes traumatizados e nos pouco colaborantes, como os do foro pediátrico, assim como na optimização da aquisição de dados nos estudos com injeção de produtos de contraste. Isto deve-se ao facto da aquisição ser efectuada de forma contínua, sem paragens para reajuste posicional da mesa, permitindo a cobertura de maiores regiões anatómicas em menos tempo.

b) O TC helicoidal permite melhorar as resoluções espacial e de contraste. Na primeira, para uma mesma dose, permite uma resolução espacial longitudinal melhor do que a versão convencional devido à capacidade de reconstrução retrospectiva inerente. Na TC clássica, pequenas lesões podem escapar à detecção se situadas entre os cortes. Na TC espiral, dada a continuidade da aquisição esta situação é mais improvável.

c) Melhor rentabilização no uso dos contrastes do que na TC axial resultante da optimização dos volumes de produto de contraste utilizados, possibilidade de programação dos tempos de aquisição em função da progressão do contraste e possibilidade de aquisição no ponto máximo de opacificação. Pode fazer-se o estudo dinâmico do comportamento das lesões através da obtenção de imagens durante as diferentes fases de realce do produto de contraste.

d) Capacidade de reconstrução de cortes sobrepostos durante e após a aquisição, com aumento significativo na detecção de pequenas lesões. Possibilidade de executar a angio-TC.

e) O modo helicoidal reduz a dose local, quando comparado com o TC convencional (axial). O aumento do passo reduz a dose no paciente visto corresponder a um número menor de revoluções para a mesma distância. No caso do passo ser igual a 1, a mesa move-se o equivalente a uma espessura de corte por revolução e a energia é cedida ao objecto num volume duplo. No entanto, a curva de sensibilidade em TC helicoidal afasta-se do perfil rectangular em relação ao modo axial, dependendo a diferença do passo do sistema (Fig. 9.49).

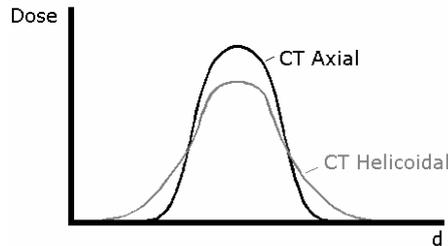


Fig. 9.49 – A curva de sensibilidade afasta-se do perfil rectangular, dependendo a diferença do passo do sistema.

Em termos de redução da dose no paciente o passo deve ser tão elevado quanto possível.

A dose num exame de TC helicoidal é independente do intervalo de reconstrução escolhido. A natureza volumétrica da aquisição helicoidal dos dados permite escolher intervalos arbitrariamente pequenos de reconstrução (que produzem imagens sobrepostas) sem afectar a dose de radiação. A dose de radiação é inversamente proporcional ao passo do movimento helicoidal. Em TC helicoidal, a dose não é afectada por uma mudança na espessura do corte. Todavia, como uma mudança na espessura do corte é, provavelmente, acompanhada por um aumento nos mAs por rotação, haverá um aumento efectivo da dose.

A dose de radiação aumenta com o aumento da quilovoltagem. O algoritmo de reconstrução usado, obviamente, não afecta a dose.

f) A resolução temporal do TC Espiral depende da velocidade de varrimento e do método de reconstrução. Na TC espiral os pequenos movimentos do paciente são possíveis de corrigir, sem nítida perda de qualidade. A melhor resolução temporal permite correcção dos artefactos resultantes dos movimentos cardíacos e respiratórios.

4 - Passo de um sistema helicoidal

O passo do sistema helicoidal (p) (em inglês «pitch») define-se como a relação entre o deslocamento axial da cama para a rotação do tubo de 360° (T) e a espessura nominal do corte (h), ou seja, é o número de espessuras de corte que a mesa se desloca por rotação da ampola, (Fig. 9.50).

$$p = \frac{\text{Deslocamento axial para a rotação do tubo de } 360^\circ}{\text{Espessura nominal do corte}} = \frac{T}{h} \quad 9.14$$

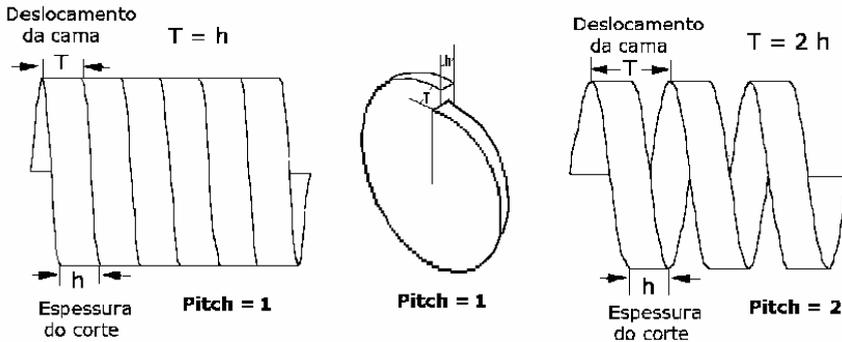


Fig. 9.50 – Deslocamento da mesa e espessura do corte para $p=1$ e $p=2$.

O passo é uma grandeza sem dimensões e situa-se tipicamente entre os valores 1 e 2. A largura a meia altura (FWHM) das curvas de sensibilidade (Fig. 9.51) (largura nominal do corte) para os dois casos da Fig. 9.50 permite perceber um aumento da FWHM com o aumento do passo.

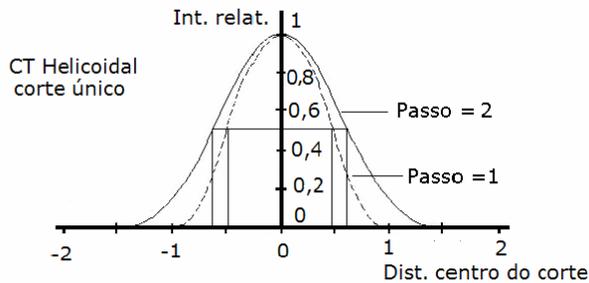


Fig. 9.51 – Curvas de sensibilidade para passos iguais a 1 e 2.

A largura do feixe, obtida por colimação, varia entre 1 mm para a cabeça e 8 mm para o tórax.

A distribuição da energia no plano do corte depende da filtragem, da forma do feixe, da geometria de varrimento e das dimensões do paciente.

Algumas desvantagens do TC espiral são o aumento do tempo de reconstrução da imagem e o aumento do espaço de armazenamento dos dados de imagem.

Alguns artefactos adicionais próprios da TC espiral poderão ser corrigidos adaptando a colimação às características do objecto, diminuindo o intervalo de reconstrução e utilizando interpolação adaptativa.

A dose associada a um exame de TC espiral depende em larga medida dos parâmetros do exame (volume observado, corrente e tempo de exposição, passo, largura do corte, etc.). Não obstante ser possível executar a TC espiral com menor dose do que na TC corte a corte, na prática tal poderá não suceder, devido aos factores escolhidos.

Para controlar a dose nos pacientes de TC helicoidal deve-se, então, antes de mais, limitar o volume em estudo e reduzir o número de mAs utilizado. O uso do controlo automático da exposição e a adaptação dos parâmetros do varrimento às dimensões da secção recta do paciente pode levar a uma diminuição de 10-50% na dose, sem qualquer perda na qualidade da imagem.

Além disso, para limitar a dose no paciente, é boa prática usar o TC espiral com passo de valor superior à unidade e reconstruir as imagens sobrepostas no computador, em vez de adquirir cortes sobrepostos e usar de rotação parcial, por exemplo 270° em TC do crânio.

Por outro lado, indirectamente, é possível baixar (sistematicamente) a dose através de uma adequada selecção dos parâmetros de reconstrução da imagem.

Sempre que possível, devem proteger-se, usando protecções de chumbo, os órgãos superficiais tais como a tiróide, mama, cristalinos e gónadas, particularmente em crianças e jovens. Esta prática pode produzir uma redução de dose de 30-60% nestes órgãos.

O uso de factores específicos para crianças pode reduzir a dose por um factor 5 ou mais.

XI. TC MULTIDECTOR. A SÉTIMA GERAÇÃO DE TC

1 - Considerações gerais

O TC multidetector (TCMD) ou TC multicorte (Multi detector array computed tomography, na literatura inglesa) introduzido em 1998, utiliza

um conjunto de detectores, muito próximos entre si, que permitem efectuar diversos cortes em simultâneo⁶ numa única rotação do tubo de raios X

Numa primeira observação externa, os sistemas de multidetector diferem do sistema convencional de um só corte porque apresentam uma maior área de detecção, obtida à custa de aumento da dimensão segundo o eixo do sistema e também porque a área do detector apresenta múltiplas linhas de separação transaxiais (Fig. 9.52).

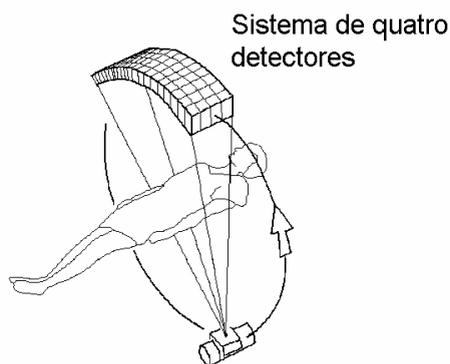


Fig. 9.52 – TC de múltiplos (4) detectores.

A aquisição num TCMD pode ser sem movimento da mesa (aquisição não helicoidal) ou com movimento da mesa (aquisição helicoidal), constituindo o TC helicoidal multidetector. Nestas últimas condições a espessura dos cortes pode ser variada de acordo com a situação, permitindo tempos totais de exame substancialmente inferiores aos típicos para os sistemas de corte único. A maioria dos estudos, nos sistemas de multicorte, é executada em modo helicoidal parecendo ser de consenso que os sistemas helicoidais de multidetector irão, a breve prazo, ser a única opção em TC.

2 - Os detectores

Os sistemas de multicorte estão equipados com filas de detectores paralelos que permitem diferentes colimações. Estes sistemas podem ser divididos, quanto à organização dos detectores, em três categorias (Fig. 9.53):

⁶ - Existem já sistemas capazes de efectuar, em simultâneo, 64 cortes.

Os sistemas de multidetector de matriz fixa, matriz simétrica ou ainda isotrópica, com elementos de detecção iguais. Os sistemas de multidetectores de matriz adaptativa, assimétrica ou anisotrópica, com elementos detectores que aumentam em comprimento com a distância ao longo dos zz, a partir do centro da matriz e nos dois sentidos. Finalmente os sistemas híbridos, com elementos iguais, à excepção de alguns elementos centrais de menores dimensões.

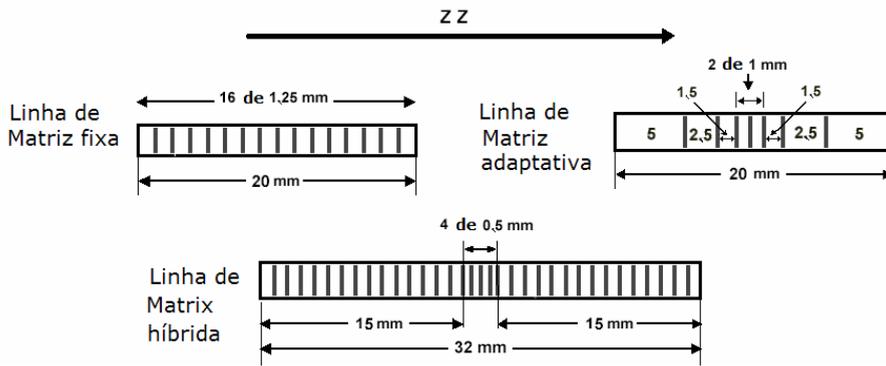


Fig. 9.53 – Organização dos detectores em linha para os três sistemas considerados.

A vantagem dos sistemas de matriz fixa é que permitem a adaptação do sistema à aquisição de um número maior de cortes por rotação. Os sistemas adaptativos são teoricamente mais eficientes, visto terem menos elementos e, portanto, menor número de espaços mortos entre os detectores. Todavia, na prática, as separações entre os elementos são relativamente pequenas e a eficiência geométrica segundo o eixo dos zz é sobretudo dependente da irradiação fora da área activa do detector.

544

No sistema da Fig. 9.54, de matriz fixa, com 16 detectores na direcção do eixo dos zz, é possível executar simultaneamente um máximo de quatro cortes de diferentes espessuras. Para a situação dos cortes mais finos ficam activas quatro «fiadas» de detectores de 1,25 mm. Para os cortes mais espessos são mobilizados quatro filas de detectores por corte que correspondem a 5 mm ficam assim activos quatro grupos de quatro detectores (4×5 mm). Não é utilizada colimação secundária. A definição dos cortes é feita por colimação primária e controlo electrónico.

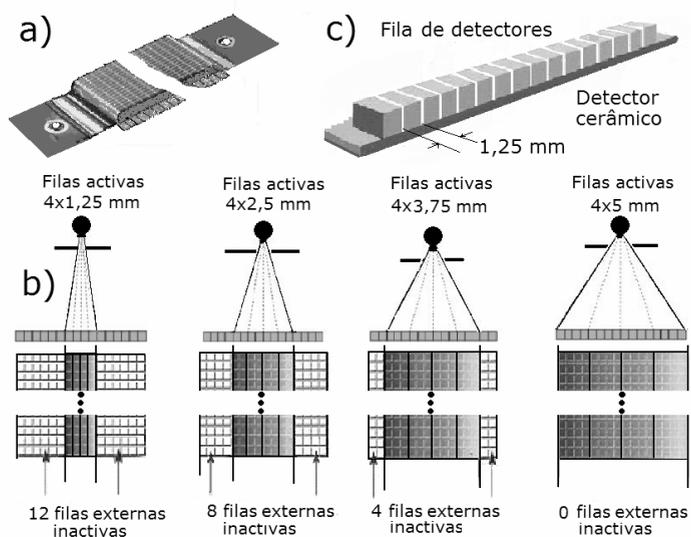


Fig. 9.54 - a) – Vista de um detector de matriz fixa. b) Possíveis arranjos para a obtenção de 4 cortes com diferentes espessuras. c) Fila de detectores.

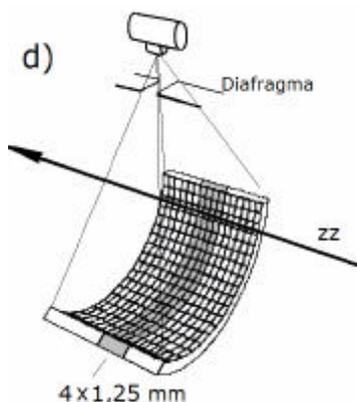


Fig. 9.54 - d) – Esquema dos detectores num sistema de TC multicorte.

Na Fig. 9.55 mostram-se as quatro possibilidades de aquisição de um sistema de matriz adaptativa. Este sistema possui 8 detectores, sendo 2 centrais de 1 mm ladeados por 2 de 1,5 mm, 2 de 2,5 mm e 2 de 5 mm. Apresenta duas colimações, uma primária e outra secundária e permite obter simultaneamente 2 cortes de 0,5 mm, 4 cortes de 1 mm, 4 cortes de 2,5 mm e 4 cortes de 5 mm.

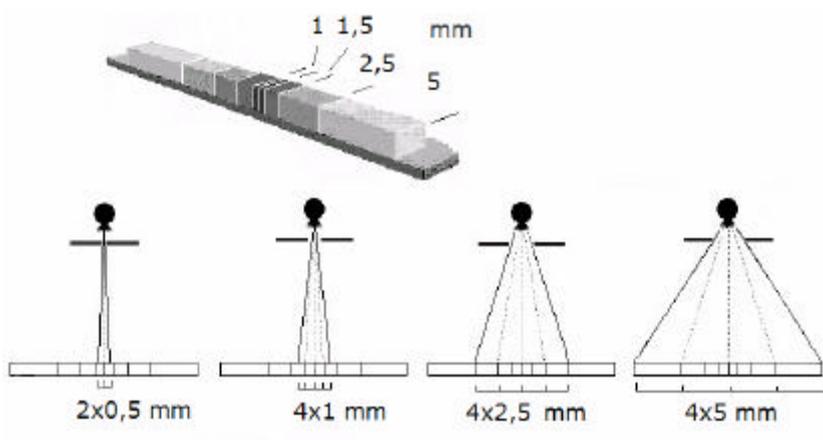


Fig. 9.55 – Aquisição com sistema de matriz adaptativa. Consideram-se 4 possibilidades de aquisição.

O exemplo de tecnologia híbrida da Fig. 9.53 apresenta 4 detectores centrais de 0,5 mm, no eixo dos zz, ladeados por 30 detectores de 1 mm (no total 32 mm de cobertura anatômica), o que permite obter desde 4 cortes de 0,5 mm a 4 cortes de 8 mm. Não é utilizada colimação secundária.

3 - Características técnicas

Nos tomógrafos de corte único a espessura mínima de corte é, em geral, 1 mm, e determinada pelas dimensões do foco e pela geometria do aparelho. Nos sistemas de multicorte, porque o feixe de raios X é dividido por vários detectores, podem ser obtidas espessuras inferiores a 0,5 mm. Um benefício adicional nos sistemas de multicorte é a utilização melhorada do feixe de raios X na direção do eixo do sistema. A mesma carga no tubo de raios X vai ser utilizada para estudar um volume maior, que depende do número de cortes, minimizando problemas de sobreaquecimento da ampola. Uma melhoria importante que, simultaneamente, foi introduzida nos sistemas de multicorte foi o aumento da velocidade de rotação do conjunto tubo de raios X/detectores.

Os fabricantes de sistemas de multicorte têm no mercado modelos com tempos de rotação de 0,5 s. Nalguns casos os tubos de raios X foram modificados com a intenção de garantir maior estabilidade face à enorme força centrífuga que ocorre durante a rotação, nestas condições.

São assim evidentes, algumas vantagens dos sistemas de múltiplo corte sobre os sistemas de um só corte: estudam volumes que poderão ser dezenas de vezes superiores, com velocidades de rotação 1,5 a 2 vezes mais elevadas, com espessuras de corte cerca de metade e melhor utilização dos raios X. Estas vantagens, quando combinadas, oferecem benefícios efectivos numa grande quantidade de situações clínicas.

A maioria dos estudos com sistemas de multicorte são executados em modo helicoidal apesar de, nestes sistemas, a escolha e definição dos passos óptimos estarem ainda sujeitos a alguma controvérsia. Nos aparelhos de corte único a largura nominal do corte seleccionada determina a colimação dos raios X, a usar segundo o eixo dos zz. No TC espiral com passo superior a 1, a largura amostrada é aumentada em relação ao caso anterior. Nos sistemas de multicorte, um novo parâmetro, a largura de aquisição de dados, ou colimação do detector, deve ser considerado. Representa a largura, segundo os zz, dos elementos detectores usados na aquisição de cada corte individual.

Nos casos de multicorte não helicoidal é a largura de aquisição de dados que, geralmente, determina a espessura do corte observado, embora possam ser reconstruídos cortes com espessura múltipla desta largura. No multicorte helicoidal a largura nominal do corte não depende da largura de aquisição ou do passo.

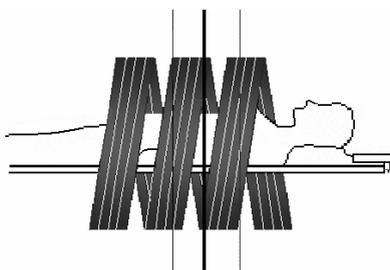


Fig. 9.56 – Combinação helicoidal multidetector (quatro detectores).

A utilização de multidetectores e a aquisição por rotação inferior ao segundo trouxeram um conjunto de inovações das quais destacamos os novos sistemas de transferência de dados, aumento da velocidade de reconstrução (necessária para tratar em tempo aceitável o grande número de cortes adquiridos), a evolução das estações de trabalho e os novos algoritmos permitindo melhores desempenhos.

As inovações deram-se também nas ampolas de raios X, mais potentes, nos motores do movimento de rotação e nas «gantries». Assim as novas

modalidades da TC assentam, em grande parte, na existência de ampolas de raios X de elevada capacidade calorífica, na existência de «gantries» rápidas e sólidas, ajustados às novas acções mecânicas e na capacidade e rapidez dos modernos computadores adaptados ao acréscimo de informação. Mas, a verdadeira inovação nos TCs multicorte foi a nova tecnologia de detectores.

Os sistemas de multicorte presentes usam, na reconstrução das imagens, a retro projecção filtrada convencional utilizada nos sistemas de corte único. Nos sistemas de multicorte helicoidais há uma diferença na aproximação via interpolação utilizada para criar os dados axiais a partir da aquisição helicoidal. Na maioria dos sistemas de corte único, dois valores adquiridos são sempre usados na interpolação, originando um ruído na imagem que se mantém constante com as variações do passo. O benefício da redução da dose que é obtido com passos de valor elevado é efectuado à custa de uma maior espessura do corte e aumento dos artefactos helicoidais. Nos sistemas de multicorte, a relação entre passo e qualidade de imagem não é tão directa devido à variação segundo o eixo dos zz dos dados adquiridos, criada pela influência entre múltiplas hélices adjacentes para diferentes passos.

Embora persista a tendência de aumento de artefactos helicoidais com o aumento do passo, certos valores de passo podem originar amostragens melhoradas segundo o eixo dos zz. Em contraste com o que sucede com os sistemas de corte único os sistemas de multicorte não usam um número fixo de amostras na interpolação helicoidal, sendo esta executada numa distância fixa.

4 - Passo na TC espiral multicorte

O conceito tradicional de passo utilizado na TC helicoidal não é aplicável à TC helicoidal com multidetectores, porque, como atrás foi dito, são aqui usadas múltiplas filas de detectores na aquisição de dados. Nestas condições, em TC espiral multicorte é utilizado o conceito de passo efectivo para indicar um valor comparável ao passo tradicional, definindo-se o primeiro como a relação entre o deslocamento da cama por rotação e a distância de colimação total. Supondo que p é o passo efectivo, T o avanço da mesa por rotação ($\text{mm}/360^\circ$), N o número de cortes simultâneos e h a espessura nominal do corte (mm) vem

$$\text{Passo efectivo} = p = \frac{\text{mov. mesa (mm)}/360^\circ \text{ rot. gantry}}{\text{dist. colim. total (mm) no isocentro}} = \frac{T}{N h} \quad 9.15$$

Para um TC de dezasseis cortes ($N = 16$) com espessura nominal $h = 1$ mm e um deslocamento da cama de $T = 5$ mm por rotação, o passo p é $p = 5/(16 \times 1) = 0,31$.

Outro parâmetro usado é o passo do tomógrafo que é a relação entre o avanço da mesa por 360° de rotação e a espessura nominal do corte.

$$\text{Passo (tomógrafo)} = \frac{\text{mov. mesa (mm)} / 360^\circ \text{ mov. gantry}}{\text{esp. nom. do corte (mm)}} = T/h \quad 9.16$$

A escolha do passo é sobretudo determinada por considerações práticas, em especial pela distância segundo os z a estudar (R em mm) ou pelo tempo do exame t (segundos).

A velocidade de deslocamento da mesa é a relação entre as últimas quantidades, ou utilizando os parâmetros teóricos do exame

$$v_m = \frac{p N h}{t_{\text{rot}}} \quad 9.17$$

com v_m velocidade da mesa, p o passo efectivo, N número de cortes simultâneos, h espessura nominal do corte (mm) e t_{rot} tempo de rotação (s).

A capacidade dos modernos TC de executarem diversos cortes simultaneamente, oferece a vantagem decisiva de permitir analisar grandes volumes em pouco tempo e com cortes finos ($h < 3$ mm).

A somar às restrições técnicas, a escolha do passo também depende dos algoritmos disponíveis e dos parâmetros da reconstrução da imagem.

É importante a influência do incremento de reconstrução δ , ou seja, a distância entre dois cortes sucessivos. A reconstrução de imagens com sobreposição traz vantagens fundamentais no que respeita à resolução espacial 3D e segurança no diagnóstico.

Uma sobreposição de 50%, ou seja, um incremento de reconstrução de metade da espessura de um corte, é um bom valor para o TC espiral (ou seja $\delta = h/2$, ou ainda, duas imagens por espessura de corte). Um incremento de reconstrução da imagem da espessura de um corte ($\delta = S$) corresponde ao TC sequencial e não utiliza as vantagens do TC espiral. Uma sobreposição altamente pronunciada (por exemplo $\delta = h/3$ ou 67% de sobreposição) é vantajosa para uma elevada resolução espacial 3D.

Uma preocupação em TC multicorte é o uso ineficiente da radiação, pois uma fracção apreciável do feixe não é usada pelos detectores e incide nos pacientes. Em TC multicorte torna-se necessário que a radiação incidente no paciente seja distribuída consistentemente em todas as áreas limitadas pelos detectores.

O TC multicorte oferece vantagens clínicas, em especial, quando a diminuição do tempo de exame é importante como naqueles casos onde movimentos, voluntários ou não, dos pacientes constituem problema. São exemplos, situações pediátricas, geriátricas, de trauma e cardíacas. Os novos tomógrafos de 8 a 32 cortes, 0,5 s por rotação, são respectivamente 16 e 64 vezes mais rápidos do que um TC espiral de 1 s e podem cobrir uma área muito maior, num tempo mais curto.

A TC multicorte, ao fornecer cortes mais finos e rápida aquisição, oferece a possibilidade de visualização isotrópica. Visualização isotrópica corresponde à aquisição de voxels tais que a resolução espacial nos volumes adquiridos é a mesma em todas as direcções (X, Y, Z — ou seja, voxel de forma cúbica 1mm×1mm×1mm). Num conjunto de dados isotrópicos, a resolução espacial é a mesma para qualquer vista: axial, coronal, sagital e oblíqua (por exemplo, um corte do pulmão com a resolução de pixel de 0,75 mm e uma cobertura 300 mm requer 400 cortes com 0,75 mm de espessura). Com uma apneia de 15 segundos, um sistema de 16-cortes com 0,5 segundos por rotação pode adquirir 480 cortes, um volume de aquisição impossível com um TC de corte único. Como consequência do isotropismo é possível reformatar e reconstruir os dados adquiridos em imagens anteriores e sagitais a partir das imagens axiais sem qualquer perda de informação.

O uso de cortes finos como rotina resulta na melhoria da resolução segundo o eixo dos zz e é um benefício particularmente importante em estudos utilizando reconstrução 3D, tal como angiografia TC e endoscopia virtual.

5 - Avaliação global da TC multicorte

Essencialmente a TC multicorte consiste no uso de um feixe alargado de raios X (na direcção Z) e de um mosaico de detectores adquirindo múltiplos cortes em simultâneo (tipicamente de 4 a 64). A possibilidade de adquirir grandes conjuntos de dados em TC multicorte permite aumentar a resolução de contraste e espacial segundo os zz, do que resulta numa melhoria da imagem processada. A resolução temporal é melhorada à custa da diminuição do tempo por rotação e deslocamento contínuo da mesa.

O sistema multicorte limita automaticamente a largura do feixe até às dimensões estritamente necessárias para efectuar as diferentes imagens. A fonte de raios X é continuamente localizada e a colimação ajustada de modo a manter mínima a região de umbra. Esta limitação das dimensões do campo

permite otimizar a utilização dos raios X. No entanto a rejeição da radiação dispersa é aqui menor do que em TC corte único.

As vantagens clínicas da tecnologia dos detectores de múltiplos cortes podem ser colocadas em três categorias:

a) Melhor resolução espacial em particular na direcção do eixo dos zz associada à possibilidade de obter, num determinado volume de interesse, um número elevado de cortes de pequena espessura com elevada resolução espacial. Isto é importante em termos de obter um conjunto de voxels cúbicos, igualmente bem definidos e bem caracterizados para todos os pontos do volume em estudo (visualização isotrópica). A possibilidade de se obterem voxels isotrópicos é de particular interesse tanto na avaliação das pequenas estruturas como para reconstruções multiplanares e tridimensionais.

Idealmente uma radiografia 3D tem voxels cúbicos com dimensões <1mm, estendidos a volumes grandes, adquiridos com disparos curtos. A finalidade última do TC multidetector é obter imagens isotrópicas da totalidade do tronco numa única rotação, num intervalo de apneia.

A TC helicoidal com multidetectores permite também fazer a aquisição de cortes mais espessos, para maior rapidez e, depois, reconstruí-los retrospectivamente obtendo cortes mais finos a fim de conseguir maior resolução espacial. Trata-se de uma propriedade apenas presente neste tipo de sistemas. Os artefactos de volume parcial são reduzidos e podem ser adquiridas imagens de contornos mais marcados.

b) Melhor resolução de contraste. Optimização da aquisição aquando da administração de produtos de contraste. A possibilidade de adquirir informação num curto período de tempo, permite maior e melhor aproveitamento do realce do contraste.

Melhoria da relação sinal/ruído, quer durante a aquisição, quer no pós-processamento. Durante a aquisição, se for usada a mesma velocidade de mesa e espessura de corte de um aparelho de um só corte, o passo efectivo é reduzido, por exemplo, a um quarto do seu valor inicial, quadruplicando a corrente efectiva da ampola e resultando numa redução do ruído da imagem e conseqüente aumento de qualidade. Durante o pós-processamento, se a imagem inicial tem uma baixa relação sinal ruído, por exemplo devido a inadequada utilização de KV ou mA, pode-se combinar informação de detectores adicionais para melhoria da qualidade da imagem.

c) Melhor resolução temporal. Isto é particularmente útil em estudos onde os movimentos do paciente são um factor de limitação. As aquisições rápidas reduzem os artefactos provocados pelos movimentos involuntários

como, por exemplo, os de causa cardíaca e respiratória nos exames torácicos e o intestinal na aquisição para colonoscopia virtual. Por outro lado, a realização de exames em crianças e doentes não colaborantes está facilitada.

O aumento da velocidade de aquisição resulta na possibilidade de avaliar regiões do corpo mais extensas no mesmo período de tempo. Esta maior cobertura anatômica é de particular interesse, por exemplo, na avaliação combinada toracico-abdomino-pélvica e extremidades.

d) A outra importante vantagem dos sistemas de multicorte é uma melhor utilização da ampola de raios X. A sobrecarga na ampola para um dado volume de paciente é menor para os sistemas multicorte do que para os sistemas de um único corte devido ao maior comprimento observado por rotação que corresponde a um aumento da cobertura de volume. A elevada velocidade de rotação e grande cobertura de volume associadas a uma metodologia de reconstrução sofisticada fornece imagens de qualidade superior com mínimos artefactos.

e) Reconstrução retrospectiva, sem necessidade de aquisições adicionais. Os sistemas TC multicorte têm a possibilidade de reconstruir retrospectivamente imagens com espessura de corte independente da informação colhida inicialmente. Nos sistemas mais avançados, desde que a aquisição seja efectuada com largura de corte entre certos limites, é permitida a reconstrução de qualquer espessura de corte. A utilização de sincronização cardíaca, prospectiva ou retrospectiva, pode melhorar a resolução espacial na visualização cardíaca e de outros órgãos.

No Quadro 9.4 encontram-se para os três modos de varrimento, axial, espiral e multicorte/espiral, os tempos de varrimento para um corte e para 40 cm de distância axial e as dimensões do voxel.

Quadro 9.4 - Tempos de varrimento para um corte e para 40 cm de distância axial e respectivas dimensões do voxel.

Modo de varrimento	Tempo de varrimento (1 Corte)	Tempo de varrimento (40 cm)	Voxel
Axial	5 s	120 s	2 x 2 X 2
Espiral	1 s	20 s	1 x 1 x 1
Multicorte Espiral	0,5 s	10 s	0,5 x 0,5 x 0,5

A introdução dos multidetectores permitiu a aquisição simultânea de vários cortes, beneficiando a TC helicoidal de um ainda maior impulso e evolução. No início eram obtidos 2 cortes por segundo, que rapidamente passaram a 4 porque o tempo de rotação da ampola baixou para 0,5 s. Pouco tempo depois surgiu a possibilidade de efectuar 8 cortes e em 2001 já era possível obter 16 cortes. Ainda em 2002 foram instalados os primeiros aparelhos que fazem 32 cortes por segundo, 16 em cada rotação de 360° da ampola. Também em 2002 foram já apresentados aparelhos com um tempo de rotação da ampola de 0,42 s possibilitando a obtenção de 38 aquisições por segundo, com aplicação particular no estudo cardíaco.

A rapidez do multicorte pode ser usada na diminuição do tempo necessário para adquirir um determinado volume ou redução das colimações permitindo o aumento da resolução no eixo dos zz.

XII. INOVAÇÕES IMPORTANTES OCORRIDAS NA TC

O aparecimento da TC helicoidal permitiu um renovado interesse nas reformatações multiplanares e no processamento 3D em geral.

Com os algoritmos de Reconstrução Multiplanar (MPR) é possível reavaliar os dados noutros planos, anteriores, sagitais, oblíquos ou em superfícies adaptadas a uma melhor visualização.

Com a Reconstrução de Superfícies («Shaded surface display» – SSD) torna-se possível visualizar a forma exterior de órgãos e massas com interesse e estabelecer eventuais relações com estruturas contíguas. A estrutura interna não é visível neste modo. São criadas sombras na superfície por ligação de pixels com igual atenuação. Luz imaginária é reflectida sobre a superfície, podendo ser usada uma escala de cinzentos ou de cores. A direcção de observação ou da luz imaginária podem ser alteradas. Combinações deste software com outras possibilidades 3D permitem aplicações de grande interesse em áreas como a ortopedia, a cirurgia reconstrutiva e a cirurgia cardiovascular.

Os algoritmos das projecções de máxima ou mínima intensidade (MIP ou mIP) evidenciam os pixels de máximo ou mínimo coeficiente de atenuação permitindo evidenciar situações como estenoses e calcificações nas estruturas vasculares.

No «Volume rendering» são estabelecidas correspondências entre valores de coeficiente de atenuação e cor, de acordo com um paradigma que permite observar as estruturas anatómicas em perspectiva, com diversos níveis de brilho e graus de opacidade (Fig. 9.57 a) e b)).

Através da endoscopia virtual (Fig. 9.57 c) é possível obter imagens tridimensionais da superfície interna de estruturas ocas como o tubo digestivo, árvore traqueobrônquica e vasos sanguíneos. A colonografia virtual permite visualizar o lúmen do cólon preenchido com ar e detectar contornos anormais da parede tais como pólipos, cancro polipoide e cancro infiltrativo e identificar selectivamente os pacientes que devem ser sujeitos à colonoscopia óptica confirmativa.

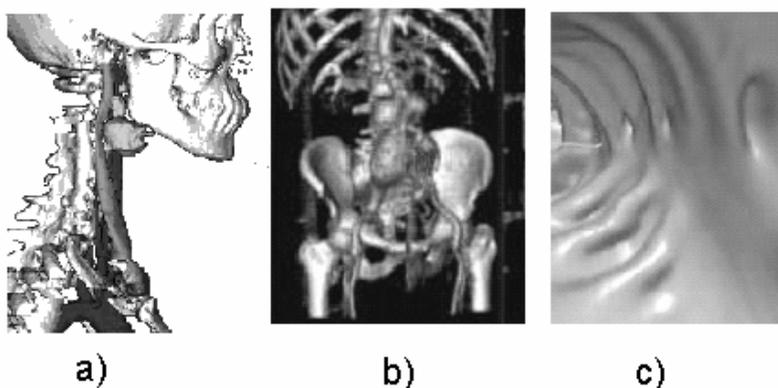


Fig. 9.57 a) e b) – Exemplos de aplicação da técnica de «volume rendering». c) Imagem de colonoscopia virtual.

XIII - ARTEFACTOS EM TC

Diversos tipos de artefactos foram identificados em TC, alguns predominantes nas novas modalidades. Os mais importantes são:

Artefactos de movimento: aparecem nas imagens TC quando objectos que são considerados imóveis na reconstrução apresentam movimento e ocorrem como resultado quer de movimentos de órgãos (batimento cardíaco, respiração e deglutição) quer de movimentos do paciente durante a aquisição. Ligeiros deslocamentos originam perda de definição na imagem enquanto que os deslocamentos maiores produzem imagens duplas. Estes efeitos são minimizados nos tomógrafos mais rápidos e pela utilização de software apropriado. Os artefactos de movimento podem ser significativos na TC incremental, e diminuídos na TC espiral em exames feitos em apneia.

Artefactos em anel: devidos a má calibração ou eliminação de um detector nos sistemas rotação/rotação. Na terceira geração da TC cada gerador é responsável pelos dados que correspondem a um anel na imagem cujo raio é mínimo para o detector central, aumentando para os detectores periféricos. Se um detector deixa de responder é gerado um artefacto em anel.

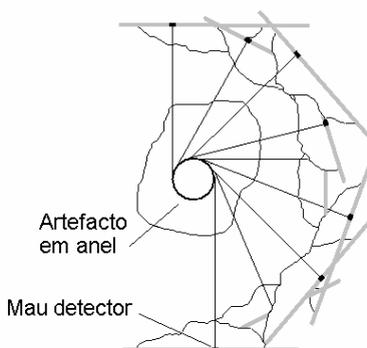


Fig. 9.58 – Explicação do aparecimento de artefactos em anel nos TC da 3ª geração.

Artefactos devidos a objectos metálicos: também chamados artefactos de riscas, ocorrem quando objectos muito absorventes (por exemplo, peças metálicas) impedem a aquisição de dados do paciente nas direcções em que interceptam o feixe. Praticamente não há fotões a atravessar o metal sendo interrompidas as linhas de projecção. Nas imagens reconstruídas por retro-projecção filtrada os artefactos metálicos apresentam-se tipicamente na forma de riscas alternadas escuras e brilhantes em torno da parte metálica. Existem algoritmos iterativos de correcção destes artefactos bastante eficazes.

Artefactos na forma de degraus de escada: estes artefactos são bem conhecidos em TC convencional mas apresentam características especiais em TC espiral. Na primeira estão associados a superfícies inclinadas em cortes longitudinais reformatados. A aquisição helicoidal dá origem a assimetrias periódicas complexas e a inconsistências nos conjuntos de dados volumétricos que produzem efeitos difíceis de identificar como distribuição variável do ruído e variações na espessura do corte e «aliasing» longitudinal. Estes efeitos são mais acentuados para grandes intervalos de reconstrução e interpolação helicoidal assimétrica. Estas alterações aparecem

como artefactos na forma de degraus de uma escada ou listras nas imagens multiplanares reformatadas. Os meios de correcção destes artefactos são a utilização de colimação estreita, de deslocamentos pequenos da mesa, de pequenos intervalos de reconstrução e de algoritmos apropriados.

Outros artefactos, já considerados anteriormente, são os que resultam directamente do efeito de endurecimento do feixe e do efeito do volume parcial. Para além destes os artefactos induzidos pela radiação dispersa devem também ser mencionados. Originam «cupping», listras e erros nos números TC e, em casos de corpos de grandes dimensões, podem ser mais significativos que os resultantes do efeito de endurecimento do feixe.

XIV. DOSES NOS PACIENTES EM TC

Com o decorrer dos anos a potência libertada pelos tubos de raios X aumentou de tal modo que hoje é possível executar boas imagens em tempos muito curtos.

A grande rapidez da rotação da «gantry», nos modernos TC, pode levar a pensar que tal irá originar menores doses nos pacientes. Infelizmente, neste contexto, tempo de exame e dose de radiação não são directamente proporcionais.

É interessante verificar que nem a introdução de relevantes avanços tecnológicas em TC, nem os avanços da dosimetria com a introdução de novas grandezas, algumas com informação sobre o risco, trouxeram uma diminuição das doses efectivas/exame nesta técnica, pelo menos até à data. De facto, as doses nos pacientes em exames TC, em relação às doses nos estudos iniciais na década de setenta, não decresceram, contrariamente à radiografia convencional, para a qual se verifica uma redução notável, em especial na última década, de cerca de 30%. É importante sabermos qual é, e como é libertada, a energia dos raios X, nos pacientes durante os exames de TC.

Para alguns, a irradiação associada à TC é hoje um problema preocupante. De facto, nos países mais industrializados, a TC constitui já a metodologia com maior contribuição para a exposição da população com radiação ionizante para fins de diagnóstico médico. Na Fig. 9.59 é apresentada uma estimativa, obtida a partir de dados da NCRP, para as percentagens de número de casos e de dose para os exames TC expressos em comparação com os exames de radiologia convencional em países desenvolvidos, no presente.

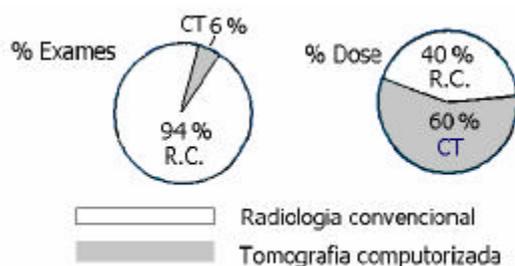


Fig. 9.59 – Estimativa obtida a partir de dados da NCRP para as percentagens de número de casos e de dose para os exames TC e da radiologia convencional em países desenvolvidos.

A justificação dos gráficos da Fig. 9.59 reside no facto das doses efectivas dos exames TC serem muito superiores às das radiografias convencionais. No Quadro nº 9.5 observam-se as doses efectivas de alguns dos exames com TC e os valores obtidos em exames nos mesmos órgãos efectuados com radiologia convencional, sendo de realçar as consideráveis diferenças.

Quadro nº 9.5 - Doses efectivas (mSv) em alguns exames de Tomografia Computorizada e Radiologia convencional.

Exame	TC	RC
Cabeça	3,6	0,3
Coluna Lombar	6,0	2,1
Coluna torácica	7,8	0,9
Tronco	9,3	0,05
Abdomen	8,8	1,4
Pélvis	9,4	1,2

A irradiação natural média, de corpo inteiro, no homem, referente à radiação cósmica e radioactividade natural, em zonas sem características especiais, excluindo todos os processos de irradiação produzidos artificialmente, é de cerca de 120 mrem/ano (1,2 mSv/ano).

A dose máxima recomendada, pela ICRP (1990), para o público em geral é de 1 mSv/ano.

Numa TC do tórax, a dose nas mamas pode atingir 30-50 mGy, apesar de não serem estas o órgão a visualizar.

As doses no cristalino e tiróide nos estudos TC do cérebro e tórax, e nas gónadas nos estudos TC pélvicos são também muito elevadas.

Para descrever e caracterizar a libertação de energia nos tecidos em TC foram criadas e adoptadas novas grandezas dosimétricas. A necessidade de criar estas grandezas deveu-se às características especiais da técnica com irradiação com um fino feixe de raios X, de direcção variável durante a aquisição e à distribuição de dose nos cortes. No Quadro 6 encontram-se estas grandezas

Quadro 9.6 - Quantidades dosimétricas em TC

CTDI	Índice de dose da TC
MSAD	Dose média para múltiplos cortes
Dorg	Dose no órgão
DLP	Producto comprimento dose para séries de cortes
dlp	Producto comprimento dose para um corte
E	Dose efectiva

A dose em TC tem características específicas. A irradiação ocorre corte a corte (nos sistemas de um só corte). Com a excepção da radiação dispersa, toda a irradiação está confinada à espessura do corte tomográfico.

Em TC é necessária uma energia do feixe mais elevada (kV, filtração) do que na radiologia geral, para garantir razoável penetração, visto ser necessário garantir que raios em todas as direcções contribuam com projecção para a reconstrução final e não ocorram grandes alterações na energia efectiva durante o percurso dos raios X nos tecidos em observação.

558

Durante a rotação o feixe toma todas as direcções possíveis pelo que a distribuição da dose no corte tomográfico é muito mais uniforme do que para a radiologia de projecção.

Muitas vezes fala-se em dose no paciente referindo-se a dose na pele e não a dose absorvida. São quantidades distintas e podem dar informações altamente contraditórias em TC. Nesta, a distribuição da energia no plano do corte é completamente diferente da que ocorre na radiografia convencional e depende da filtragem, forma do feixe, geometria de varrimento e dimensões do paciente.

Na Fig. 9.60 está representada a distribuição da dose absorvida para estudos do crânio, para igual dose na pele, para a radiologia convencional e TC. Na prática a dose na pele pode ser medida na superfície de fantômas de água.

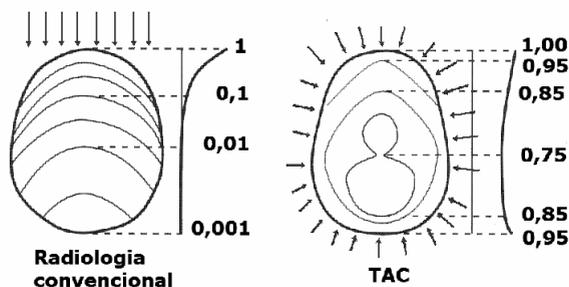


Fig. 9.60 – Distribuição da dose absorvida para estudos do crânio para igual dose na pele.

Em TC, para pequenos objectos, a dose pode ser mais elevada no centro do que na periferia.

As melhorias tecnológicas da TC permitem fazer mais exames em menos tempo, eventualmente com aumento de informação, mas também com fortes possibilidades de agravamento em termos dosimétricos.

O número de cortes por exame depende do estado da arte na tecnologia da TC e, em particular, do tempo por corte.

A dose em TC depende da geometria, filtragem e forma da curva de dose. Por sua vez a distribuição da energia no plano do corte depende da filtragem, forma do feixe, geometria de varrimento e dimensões do paciente.

Como a maioria das técnicas de diagnóstico pela imagem a TC não é aplicada no máximo das suas possibilidades por razões de protecção do doente

Para doses aceitáveis o ruído estatístico e outros ruídos importantes que ocorrem na situação real da TC obrigam a doses insuportáveis para se obterem resoluções espaciais inferiores a 0,5 mm. A TC só poderá aumentar a resolução espacial à custa de um aumento insuportável da dose.

A recente proliferação do uso da TC veio trazer novas preocupações, nomeadamente no que se refere às doses nas técnicas pediátricas da TC.

A utilização da TC espiral multidetector bem como a utilização da TC em rastreio (corpo inteiro) podem conduzir a doses efectivas consideráveis. A dose efectiva no TC corpo inteiro pode ultrapassar 10 mSv.

A dose efectiva no TC do tórax é da ordem de 8 mSv (cerca de 400 vezes maior do que a dose numa radiografia do tórax) e, nalguns exames como o TC da região pélvica, pode aproximar-se dos 20 mSv.

A dose absorvida nos tecidos em TC pode, em certos exames, aproximar-se ou exceder os níveis de irradiação que se conhece, através de estudos epidemiológicos, aumentarem a probabilidade de ocorrência de cancro.

Existem cálculos dos riscos de cancro fatal induzido pela radiação em TC pediátrico

Os riscos calculados de mortalidade por cancro durante o tempo de vida atribuíveis a exposição à radiação de um exame de TC numa criança de 1 ano são 0,18% (abdómen) e 0,07% (cabeça). Dez vezes superior ao adulto.

São efectuadas, por ano, mais de seiscentos mil TC do abdómen e cabeça em crianças com menos de 15 anos. Tomando em conta o risco, destes indivíduos de 400 a 500 deverão morrer devido a cancro resultante da irradiação na TC.

As novas técnicas de TC como a TC espiral e a TC multicorte não diferem substancialmente da técnica convencional em termos de dose no paciente para idênticos protocolos de exame (espessura de corte, área do estudo, passo, etc.). Aliás, pode ocorrer um aumento de 10 a 30% com os sistemas de multidetector, em relação aos sistemas axiais.

Na TC espiral a dose de radiação é independente do intervalo de reconstrução escolhido. A natureza volumétrica da aquisição helicoidal dos dados permite a reconstrução de intervalos arbitrariamente pequenos (com produção de imagens sobrepostas) sem afectarem a dose de radiação.

1 - Eficiência de dose em TC

O aproveitamento, com eficiência máxima, da energia dos raios X em TC, corresponde à totalidade da energia emergente do paciente ser convertida em sinal aproveitável pelo detector. Isto não sucede em absoluto pois perde-se alguma radiação, ou é absorvida de forma não útil.

Eficiência de dose é a fracção da energia total dos raios X emergentes do paciente que é convertida em sinal aproveitável pelos detectores. O maior peso nesta fracção resulta da eficiência geométrica intrínseca (relação entre a área de detecção e a área total irradiada) determinada pelos septos e os espaços entre os detectores, que criam áreas mortas. Por outro lado ocorre algum efeito Compton que afasta fotões dos detectores, para além de que o feixe pode ter maior área do que a área de detecção.

2 - Índice de dose da tomografia axial computadorizada (CTDI)

CTDI (índice de dose da tomografia axial computadorizada) define-se como o valor da dose média por unidade de espessura do corte, para um único corte, ou seja, é o integral do perfil de dose referente a um único corte e estendido a todo o comprimento, dividido pela espessura nominal do corte.

$$\text{CTDI} = \frac{1}{h} \int_{-\infty}^{\infty} D(z) dz$$

onde $D(z)$ é a curva de dose para um único corte e h é a espessura do corte. O CTDI é uma quantidade que se refere a um único corte e corresponde à dose num corte incluindo a contribuição das abas laterais. O CTDI quantifica a contribuição da radiação dispersa na dose de um particular corte. Tem as dimensões de dose absorvida e por unidade o Gy. O CTDI e a espessura do corte (h) definem um retângulo cuja área iguala a área total subentendida pela curva de dose (Fig. 9.61).

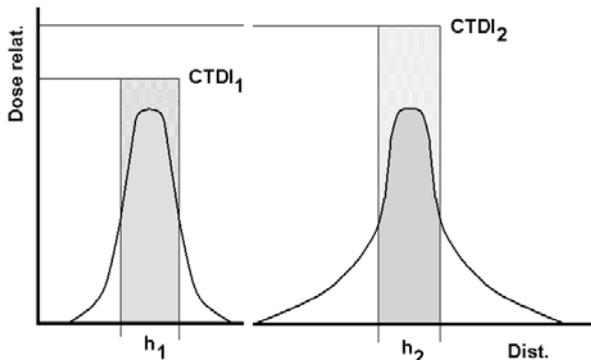


Fig. 9.61 – Valores de CTDI para dois casos 1 e 2. No segundo uma maior participação da radiação dispersa, logo maior área do retângulo equivalente.

O CTDI fornece um valor padrão, tornado visível ao operador e usado para lhe dar a este uma informação sobre a dose no paciente em condições específicas de operação, permitindo programar a série de cortes e comparar equipamentos.

O CTDI pode ser especificado em diversas condições (por exemplo: ar, fantôma da cabeça, fantôma do corpo ou diferentes comprimentos de integração). Foram assim criadas diversas definições de CTDI, algo diferentes da correspondente à Eq. 9.10 para permitir a sua determinação prática, Quadro 9.7.

Quadro 9.7 - Lista dos diferentes CTDIs adoptados.

CTDI	Índice de dose da tomografia computadorizada
CTDI _{FDA}	CTDI segundo a FDA
CTDI _w	CTDI ponderado
CTDI ₁₀₀	CTDI segundo a IEC
CTDI _{vol}	CTDI Volume
CTDI _{w,eff}	CTDI efectivo
CTDI _{Air}	(Dose free in air) Dose livre no ar
nCTDI _{xyz}	CTDI normalizado

O CTDI_{FDA}, ou seja, o CTDI adoptado pela «Food and Drug Agency», (Estados Unidos da América) é definido como a dose de radiação, para um corte, incluindo a contribuição da radiação dispersa, para uma distância correspondente a 14 cortes, 7 cortes nos dois sentidos. Um método de medir a CTDI_{FDA} é utilizando um número considerável de TLDs (dosímetros de termoluminescência) colocadas em orifícios ao longo da distância correspondente a 14 cortes, num fantôma de lucite. É adquirida uma única imagem TC no centro da linha de TLDs e a CTDI_{FDA} é determinada a partir desta única aquisição somando os valores das doses dos TLDs.

A definição inicial de CTDI (considerando o intervalo de integração infinito) é praticamente independente da espessura do corte. Com a definição de CTDI_{FDA}, a influência da radiação dispersa pode não ser considerada e o seu valor irá diminuir com a espessura do corte.

O CTDI₁₀₀ limita o intervalo de integração a 100 mm, Fig. 9.62.

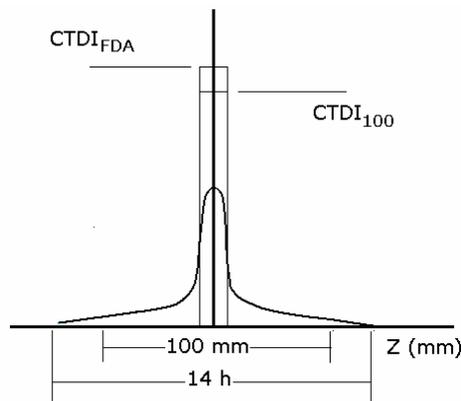


Fig. 9.62 – Curva de dose e indicação do valor do CTDI₁₀₀ e CTDI_w.

O $CTDI_w$, ou seja, o CTDI ponderado («weighted»), é o valor ponderado de medidas feitas no plano do corte de um fantôma com 5 orifícios (Fig. 9.63) onde são colocadas câmaras de ionização, cilíndricas (na forma de lápis) e é calculado o parâmetro utilizando a fórmula:

$$CTDI_w = 1/3 CTDI_C (\text{centro}) + 2/3 CTDI_p (\text{periferia})$$

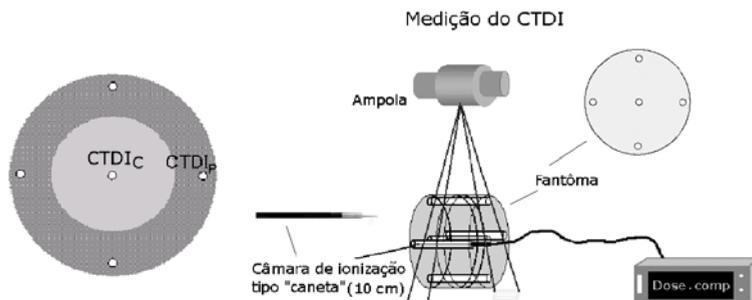


Fig. 9.63 – CTDI ponderado no plano do corte, $CTDI_w$.

O $CTDI_{Air}$ (Dose free in air), ou índice de dose da tomografia axial computadorizada no ar é a ionização medida no ar, no eixo de rotação do sistema, sem qualquer fantôma e utilizando uma câmara do tipo lápis.

O $CTDI_{vol}$ («Volume Computed Tomography Dose Índice») é o $CTDI_w$ corrigido do passo, ou do deslocamento da cama, e representa o valor médio de $CTDI_w$ ao longo dos zz. Depende da eficiência dos detectores e dos parâmetros da técnica (kV, mAs, etc.), sendo utilizado para otimizar os parâmetros da exposição.

São usadas as igualdades seguintes para as TCs axial e espiral:

$$CTDI_{vol} = CTDI_w / (\Delta z/nT) \quad \text{em TC axial}$$

$$CTDI_{vol} = CTDI_w / \text{passo} \quad \text{em TC espiral}$$

Verifica-se que o CTDI aumenta com a kV. Com o aumento da kV o número necessário de mAs decresce mais depressa do que o CTDI aumenta por mAs de variação. Consequentemente, para uma dada qualidade de imagem, a dose no paciente diminui quando a kV aumenta. O benefício da maior kV é mais marcado para objectos espessos.

A corrente anódica e o tempo de exposição influenciam o CTDI (e a dose no paciente) unicamente através do seu produto (mAs). Com os outros parâmetros constantes, o CTDI para um corte é proporcional ao produto mAs.

Finalmente, o índice de dose da tomografia axial computadorizada normalizado n CTDI obtém-se dividindo o CTDI pelo número de mA utilizado, ou seja

$$n\text{CTDI} = \text{CTDI} / \text{mA}$$

3 - MSDA - Valor médio da dose para múltiplos disparos

Como vimos, a cada corte correspondem curvas de sensibilidade e de dose. Na Fig. 9.64 a) encontram-se as curvas de dose individuais, que podemos supor aproximadamente gaussianas, para os sucessivos cortes executados num objecto e, na Fig. 9.64 b), o somatório destas curvas que é, afinal, a curva de dose no objecto.

A distância s entre os picos das curvas de dose é o deslocamento da cama + objecto.

As curvas c) e d) têm significado idêntico às anteriores mas, aqui, o passo da cama é menor. Neste caso a sobreposição das abas aumenta consideravelmente a dose média em relação à situação anterior. Além disso, a sobreposição de duas curvas de dose sucessivas torna a dose entre os cortes maior que na própria espessura efectiva do corte.

O valor médio da dose para múltiplos disparos, designado por MSAD («Multiple scan average dose»), é uma medida da dose média absorvida (mGy) na zona irradiada pelo paciente após a série de disparos executada para obter as imagens tomográficas.

A relação entre a dose máxima para múltiplos varrimentos e para um só corte («multiple to single slice dose ratio») é também utilizada para indicar a sobreposição entre as curvas de dose e informar sobre a eficácia da colimação utilizada. Uma relação elevada indica que o paciente recebe dose não utilizada para a realização do exame.

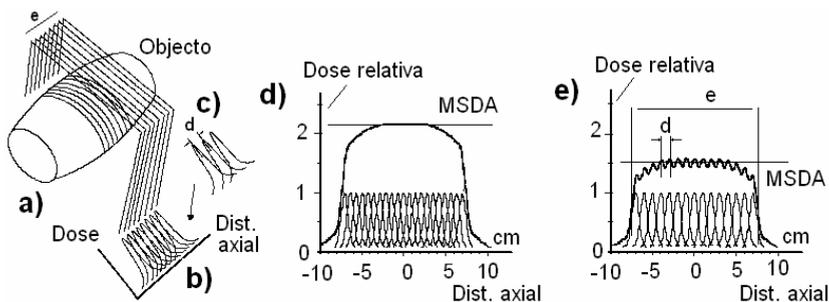


Fig. 9.64 – Dose em função da distância axial num exame de TC. a) Objecto e cortes. b) Perfis de dose. c) Perfis de dose para uma maior distância entre os cortes. d) e e) MSDA para as situações de b) e c) respectivamente.

O valor do MSAD e do CTDI estão relacionados pela equação

$$\text{MSAD} = \text{CTDI} \frac{h}{d} = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} D(z) dz \quad 9.19$$

sendo d o intervalo entre os cortes, ou seja, o deslocamento da cama.

Para os diversos exames de tomografia as doses variam com as técnicas usadas e as máquinas utilizadas, sendo da ordem de 0,02 – 0,04 Gy para a cabeça, 0,02 – 0,05 Gy para o corpo e 0,05 – 0,08 Gy para a coluna.

A dose no paciente pode ser ajustada à qualidade desejada do exame em execução, com a certeza de que com a diminuição da dose aumenta o ruído e diminui a resolução de contraste.

Uma estimativa da MSAD pode ser obtida com um único corte medindo o índice de dose da tomografia axial computadorizada (CTDI). Pode provar-se que o CTDI fornece uma boa aproximação ao MSAD quando os cortes são contíguos. O protocolo de medida do CTDI procura medir a dose de radiação dispersa proveniente de cortes contíguos de um modo prático. Os físicos medem a CTDI com uma câmara de ionização do tipo lápis com 100 mm de comprimento. A câmara é suficientemente grande para abarcar 14 cortes contíguos de 7 mm e constitui uma boa estimativa da CTDI_{FDA} para corte de 7 e 8 mm. Um único corte tomográfico é adquirido no centro da câmara tipo lápis; a CTDI é determinada a partir deste único varrimento. Para calcular o CTDI o total da energia depositada ao longo do comprimento da câmara é feito corresponder à espessura do corte

$$\text{TCI} = \frac{f X}{h} L \quad 9.20$$

onde X é a Kerma medida no ar (mGy) ou a Exposição (R) na câmara tipo lápis, f é o factor de conversão Kerma no ar/dose (mGy/mGy) ou exposição/dose (mGy/R ou rad/R), L é o comprimento da câmara tipo lápis (100 mm) e h a espessura do corte (mm). Prova-se que este método é matematicamente equivalente a usar um pequeno detector e executar os 14 cortes TC. A câmara tipo lápis de 100 mm só pode ser usada para medir a CTDI_{FDA} para espessuras de corte de 7 mm.

A MSDA é directamente proporcional à corrente anódica e ao tempo de varrimento, aumenta com a KVp, aumenta lentamente com o decréscimo da espessura do corte. Para a cabeça, tem valor idêntico no iso-centro e na periferia. Para o corpo tem valor significativamente menor no iso-centro do que na periferia.

4 - Produto comprimento dose (DLP)

O CTDI e a MSAD aplicam-se a uma dose local para um só corte.

O DLP («Dose length product» – produto dose comprimento) aplica-se ao exame total. O DLP é a soma dos produtos «CTDI_w × espessura do corte», para o total dos cortes. O DLP toma em consideração o número de cortes/rotação e a espessura dos cortes para as sequências utilizadas, podendo obter-se através da Eq. 9.21. Exprime-se em Gy cm.

$$DLP = \sum_i CTDI_{100w,i} \times T_i \times N_i \quad 9.21$$

Com N_i o número de rotações e T_i a espessura nominal do corte.

Quadro 9.8 Doses europeias de referência («Report EUR 16262 EN»)

Tipo de estudo	CTDI _w (mGy)	DLP (mGy.cm)
Cérebro	60	1050
Tórax	30	650
Abdómen	35	780
Pélvis	35	570

Por exemplo, para CTDI_w=10 mGy; 30 cortes (ou rotações), com 5 mm; comprimento estudado: 15 cm, o DLP = 10 × 15 = 150 mGy cm.

Isto aplica-se qualquer que seja a posição dos cortes e explica o benefício dos passos helicoidais grandes pois, para a mesma cobertura anatômica, reduzindo-se o número de revoluções, reduz-se o DLP.

Quando não se dispõe do DLP o modo mais simples de ter informação sobre a dose no paciente é somar os produtos (mAs por rotação × espessura do corte) para todos os cortes. Para uma dada máquina esta é a quantidade mais fácil de obter. O produto mAs por rotação × espessura do corte descreve também a quantidade de fótons por corte que é o principal parâmetro da qualidade de imagem.

O DLP pode ser usado para calcular a dose efectiva, dando uma aproximação do risco associado à irradiação. A dose no paciente é proporcional ao DLP, que é, por sua vez proporcional ao CTDI e portanto aos mAs.

A conversão DLP em dose eficaz é feita utilizando os factores E_{DLP} que dependem do órgão em estudo.

XV. REGRAS SIMPLES PARA REDUZIR A EXPOSIÇÃO À RADIAÇÃO EM TC

A observação de algumas regras pode contribuir decisivamente para a diminuição da dose no paciente sujeito a um exame TC. Algumas das mais relevantes são:

- Limitar a área a estudar
- Utilizar o controlo automático da exposição
- Minimizar os parâmetros da exposição
- Aumentar o passo no TC espiral
- Eliminar os exames injustificados
- Usar a reformatação
- Fazer cortes finos reformatando a partir do volume reconstruído
- Evitar os órgãos radiosensíveis
- Marcar o ângulo para evitar dose nos órgãos críticos (as gónadas, lentes de olho)
- Calcule a angulação anatómica desejada usando reformatação
- Evite as maiores espessuras do doente
- Faça secções rectas
- Torne visíveis as doses recebidas pelos pacientes
- Utilize o pós-processamento: a partir da aquisição helicoidal são facilmente obtidas imagens MPR em vista sagital, coronal e oblíquas.
- Chame a atenção dos utilizadores para seleccionarem protocolos separados em doentes pediátricos
- O MPVR pode ser utilizado para aumentar a relação sinal ruído: i.e. podem reduzir-se os mAs/Dose sem alterar a qualidade da imagem
- Considere o interesse de utilizar meios de contraste antes de iniciar o exame
- O exame TC do tórax a meninas e mulheres jovens deve ser sempre justificado porque produz uma dose elevada a nível dos seios.
- Os utilizadores de TC devem sempre utilizar os protocolos específicos nos exames pediátricos.

XVI. AVALIAÇÃO DA TECNOLOGIA ACTUAL PREDOMINANTE EM TC

Há vinte anos um exame TC típico do tórax levava alguns minutos enquanto hoje a mesma informação é obtida no intervalo de um suster de respiração.

Com a nova tecnologia um exame pode durar menos de 20 s.

Os avanços na tecnologia TC tornaram possível a fluoroscopia TC e, nalguns casos, as aplicações intervencionais, em tempo real, substituindo a visualização pelos ultrassons.

Há a tendência para aumentar o volume que interessa estudar num particular exame. Os modernos TC helicoidais apresentam volumes de estudo sem intervalos entre cortes e com possibilidade de sobreposição.

A imagem tomográfica é obtida ao longo do comprimento do paciente por rotação contínua e movimento da mesa com cortes que vão de 1-10 mm.

O modo mais comum é a rotação simultânea dos detectores e de um feixe de raios X em leque. O tempo de rotação mínimo é de 0,5 -1,0 s⁷.

A diminuição dos tempos tornou possível a execução de exames com respiração suspensa com minimização dos movimentos do paciente

Os parâmetros da técnica radiológica são aplicados manualmente.

No multicorte são efectuados 2-64 cortes adjacentes por rotação que são processados em simultâneo.

Os exames de TC rápidos, multicorte e espiral permitem analisar grandes volumes com visualização 3D, obter imagens angiográficas e obter imagens num único ciclo respiratório com resolução que permite a detecção de pequenos nódulos do pulmão. A evolução da tecnologia da TC no que respeita à velocidade de resposta e resposta 3D pode observar-se no Quadro 9.9

Quadro 9.9 - Evolução da tecnologia da TC no que respeita à velocidade de resposta e resposta 3D

Modo de varrimento	Tempo/corte	Tempo total (40 cm)	Voxel
axial	5 s	120 s	2×2×2
Espiral	1 s	20 s	1×1×1
Espiral multic.	0,5 s	10 s	0,5×0,5×0,5

⁷ - O peso dos componentes rotativos reduziu-se por um factor de 0,36 nos últimos quatro anos.

APÊNDICE 9.1

I. Teoria da reconstrução. Projecções. Definições e propriedades

No enquadramento da tomografia axial computadorizada vejamos algumas propriedades associadas às projecções radiológicas e comecemos por definições importantes. Chamamos secção ao volume limitado num objecto tridimensional por dois planos transversais paralelos e muito próximos. Seja XOY um sistema de eixos assente na secção, esta com uma espessura que vamos, para já, considerar desprezável.

Suponhamos que, no ponto $A(x,y)$, o objecto apresenta coeficiente de atenuação linear $\mu(x,y)$ para a energia dos fotões X em estudo. Consideraremos, por fim, um segundo sistema de eixos $X'OY'$ situado no mesmo plano que o sistema XOY e fazendo um ângulo ϕ com este (Fig. 9.65).

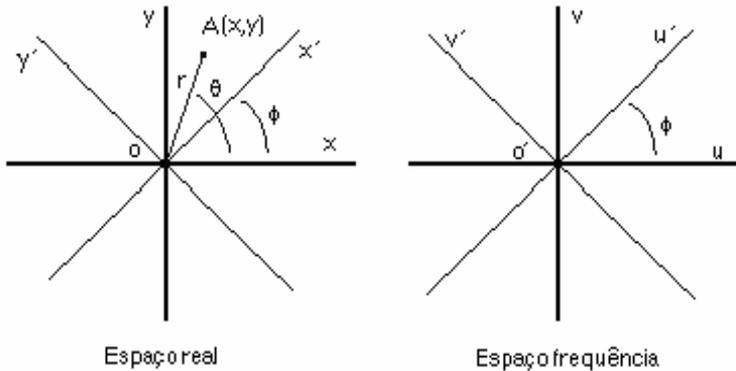


Fig. 9.65 – Sistemas de eixos nos dois espaços que usaremos.

A intensidade recebida por um detector pontual, colimado, situado no ponto b , segundo a direcção y' , fazendo o ângulo ϕ com o eixo dos yy , sendo a o foco da ampola de raios X, (Fig. 9.66), é dada pelo Eq. 9.22.

$$I = I_0 \exp \left(- \int_a^b \mu(x',y') dy' \right) \quad 9.22$$

onde I_0 é a intensidade em a .

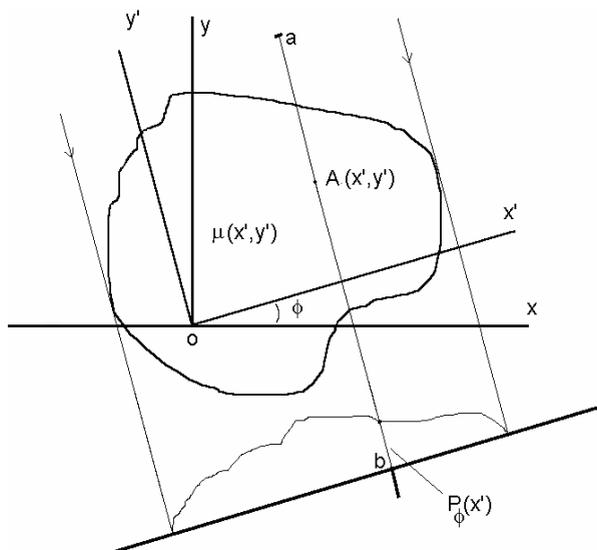


Fig. 9.66 – Projecção sobre a direcção de ângulo ϕ .

Ao integral linear segundo a direcção y' , da Eq. 9.22 chamaremos raio projecção ou raio soma $P_\phi(x')$, ou seja

$$P_\phi(x') = \int_a^{y'} \mu(x', y') dy' \quad 9.23$$

Ao conjunto de todos os raios projecção correspondentes a um mesmo ângulo ϕ chamaremos simplesmente projecção sobre a direcção de ângulo ϕ .

As Eq. 9.23 refere-se a detectores pontuais, com um campo de visão linear segundo direcções paralelas a y' , o que corresponde a uma situação ideal. Nos sistemas práticos os detectores não são pontuais e a sua resposta varia com a distância do ponto absorvente ao detector.

Numa primeira fase interessa-nos salientar algumas propriedades importantes das projecções considerando as condições ideais da Eq. 9.23, ou seja, a utilização de detectores pontuais com colimação perfeita, segundo a direcção da projecção.

No desenvolvimento que se segue, consideramos as funções $P_\phi(x')$ e $\mu(x, y)$ Fourier transformáveis a uma e duas dimensões respectivamente.

Designemos por u e v as frequências espaciais segundo direcções paralelas aos eixos dos x_s e y_s , respectivamente.

A transformada de Fourier ou, se quisermos, os coeficientes de Fourier da função $\mu(x,y)$ no espaço frequência são dados pela equação

$$F_{\mu}(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x,y) \exp[-2\pi i(ux + vy)] dx dy \quad 9.24$$

A Eq. 9.24 pode ser escrita referida a um sistema de eixos $X'OY'$ concêntrico com XOY , situado igualmente no plano da projecção mas rodado de um ângulo ϕ ($x' = x \cos \phi + y \sin \phi$ e $y' = y \cos \phi - x \sin \phi$) e considerando igualmente no espaço frequência um sistema de eixos $u' o' v'$ rodado de ϕ em relação a uov . Claro que uma frequência espacial u' segundo uma direcção fazendo um ângulo ϕ com os uu pode relacionar-se com u e v pelas equações $u = u' \cos \phi$ e $v = u' \sin \phi$.

Então:

$$F_{\mu}(u',v') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x',y') \exp[-2\pi i(u'x' + v'y')] dx' dy' \quad 9.25$$

pois o jacobiano é unitário.

A Eq. 9.15 para $v' = 0$ dá

$$F_{\mu}(u',0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x',y') \exp[-2\pi i u' x'] dx' dy' \quad 9.26$$

mas

$$P_{\phi}(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x',y') dy'$$

pelo que

$$F_{\mu}(u',0) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\phi}(x') \exp[-2\pi i u' x'] dx' \quad 9.27$$

ou

$$F_{\mu}(u',v') = F [P_{\phi}(x')] \quad 9.28$$

A Eq. 9.28 é aplicável para $v' = 0$, ou seja, a transformada de Fourier da projecção sobre a direcção de ângulo ϕ é igual aos valores da transformada de Fourier de $\mu(x,y)$ ao longo de uma linha fazendo o ângulo ϕ com o eixo dos uu e passando pelo centro. Este enunciado constitui o teorema da secção central (Fig. 9.67).

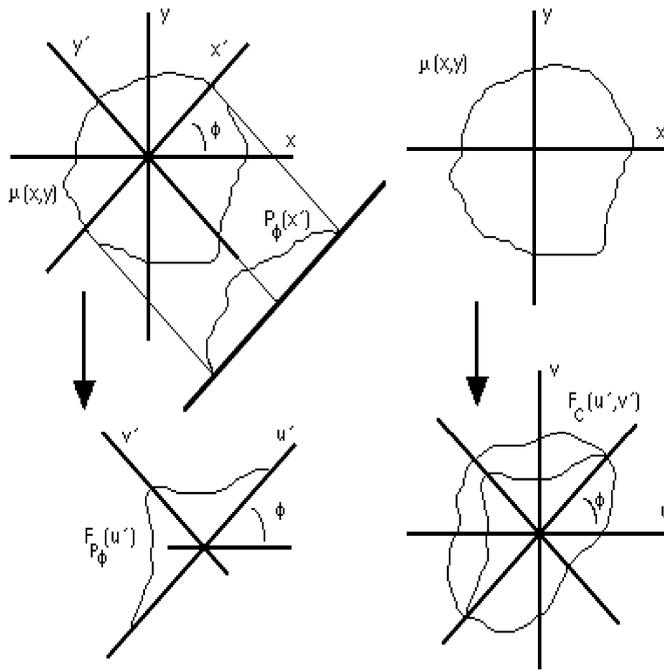
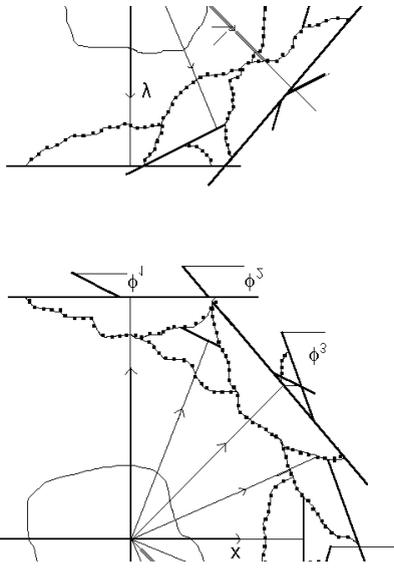


Fig. 9.67 – Teorema da secção central.

Considerando as transformadas das projecções obtidas segundo as diversas direcções (Fig. 9.68), obtém-se um conjunto de pontos radialmente dispostos, correspondentes à imagem no espaço frequência.



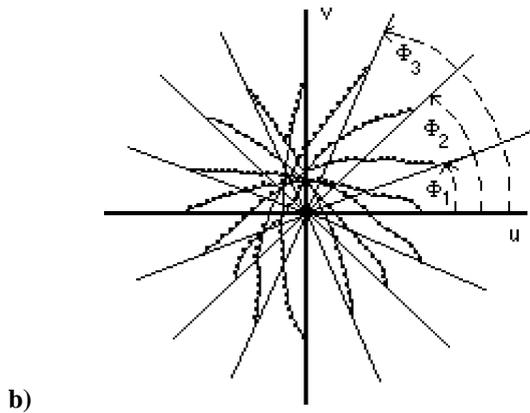


Fig. 9.68 – Passagem das projecções do espaço real para o espaço frequência.

A transformação discreta de Fourier das projecções $P_\phi(x)$ permite obter um conjunto de pontos da função $F_\mu(u,v)$ radialmente dispostos no espaço frequência. Usando interpolação poderá obter-se uma matriz quadrada de pontos desta função o que facilitará o tratamento posterior dos dados.(Fig. 9.69).

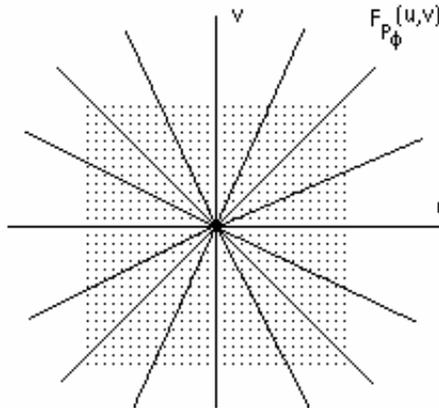


Fig. 9.69 – Matriz quadrada de pontos, obtida após interpolação da função $F_\mu(u,v)$.

A transformação discreta inversa de Fourier da função $F_\mu(u,v)$ permite obter uma matriz de pontos da função desconhecida $\mu(x,y)$, mas de uma forma aproximada.

De facto, se desprezarmos aproximações cometidas na obtenção das projecções, no cálculo das transformadas de Fourier e na interpolação, o resultado da aplicação da Eq. 9.28 pode traduzir-se por

$$F^{-1} \{F_{\mu}(u,v) \cdot A(u,v)\} = \mu_r(x,y) \quad 9.29$$

onde $A(u,v)$ é uma função de amostragem ou seja um conjunto de funções delta bidimensionais regularmente dispostas no espaço frequência e $\mu_r(x,y)$ o coeficiente de atenuação reconstruído, uma versão mais ou menos deturpada de $\mu(x,y)$, já que, pelo teorema da convolução

$$\mu_r(x,y) = \mu(x,y) * F^{-1} \{A(u,v)\} \quad 9.30$$

onde $*$ significa convolução.

A transformada inversa de Fourier de uma função amostragem como atrás referimos e centrada na origem é uma função periódica do espaço real com um pico na origem que se repete em intervalos D , segundo os eixos, quando a distância entre as amostras no espaço frequência é $\frac{1}{D}$. Daqui se conclui que se a maior dimensão de um objecto é D a amostragem da transformada no espaço de Fourier em intervalos de valor $\frac{1}{D}$ evita a sobreposição na reconstrução.

A metodologia de reconstrução atrás descrita constitui o chamado método directo de Fourier e foi usado com êxito em microscopia electrónica.

Questões que surgem naturalmente quando nos propomos reconstruir através de projecções são quais os números mínimos de projecções e de amostras por projecção, necessários para a reconstrução conter um máximo de informação.

O teorema da secção central permite abordar estas questões. Já vimos que se a dimensão máxima do objecto é D , então, o limite inferior na região das pequenas frequências espaciais que interessa considerar para resolver o objecto é $R_m = 1/D$. Consideremos este valor como intervalo de amostragem de frequência ($\Delta\phi$) (Fig. 9.70).

No espaço frequência consideremos a imagem de um objecto reconstruído a partir das transformadas de Fourier de N projecções. Os pontos das transformadas das projecções correspondentes às máximas frequências situam-se a uma distância radial do centro de coordenadas, R_M .

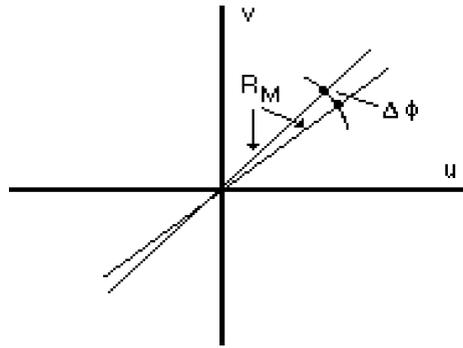


Fig. 9.70 – Intervalo de amostragem e frequência máxima.

Para que o objecto seja reconstruído sem perdas na banda de frequências (R_m, R_M) deve existir entre os pontos das transformadas das projecções separadas pelo intervalo angular $\Delta\phi$ um intervalo de frequência igual ou menor do que $\Delta\phi$, à distância radial R_M , ou seja

$$\frac{\pi R_M}{N} \leq \frac{1}{D} \quad 9.31$$

com N número de projecções para o arco de π radianos. De acordo com o teorema da amostragem numa matriz de elementos com intervalo de amostragem a a frequência máxima que pode ser resolvida é

$$R_M = \frac{1}{2a}$$

Então o número de projecções é

$$N \geq \frac{D}{2a} \quad 9.32$$

Que corresponde a multiplicar meia circunferência do objecto pela frequência de amostragem.

O número de amostras por projecção obtém-se pela fórmula

$$M \geq \frac{D}{a} \quad 9.33$$

II. MÉTODOS DE RECONSTRUÇÃO

Os métodos de reconstrução visam obter $\mu(x,y)$ a partir das projecções segundo um certo número de ângulos. O conhecimento da função $\mu(x,y)$ irá limitar-se a um conjunto de pontos da secção. Em qualquer método de reconstrução é necessário criar um critério de limitação da resolução espacial da reconstrução pois, de contrário, haveria que tratar um número infinito de dados. Como em qualquer sistema real, é de esperar que acima de dada frequência espacial, a energia espectral na resposta seja nula, o critério de limitação da resolução deve assentar nas propriedades do sistema.

Os métodos de reconstrução necessitam de ser rápidos e apresentar boas propriedades no que respeita ao manuseamento do ruído presente nos dados.

Podemos distinguir três tipos de métodos de reconstrução, as técnicas de retroprojecção, os métodos analíticos e os métodos iterativos.

O método directo de Fourier que acabámos de ver é um dos métodos analíticos. É frequente serem consideradas as técnicas de retroprojecção, que descreveremos a seguir, como métodos analíticos.

1 - Retroprojecção

Se todos os raios projecção forem retroprojectados para o espaço objecto, segundo os ângulos $\phi + \pi/2$ em que foram obtidos, sendo o valor do raio soma $P_\phi(x')$ atribuído a todos os pontos do raio, ao longo da secção, obtém-se uma reconstrução aproximada da distribuição da actividade na secção, figs. 9.17 a) e b).

Matematicamente a retroprojecção consiste em atribuir a cada ponto da secção o valor μ_{RP} correspondente à soma dos valores de todos os raios projecção que passam pelo ponto. Estes raios fazem ângulos $\phi + \pi/2$ com o eixo OX' variando de zero a π , ou seja, o valor do coeficiente de atenuação retroprojectado no ponto (x,y) pode traduzir-se por

$$\mu_{RP}(x',y') = \int_0^\pi P_\phi(x') d\phi \quad 9.34$$

com $x' = x \cos \phi + y \sin \phi$.

Vamos demonstrar que os valores $\mu_{RP}(x,y)$ do coeficiente de atenuação, obtidos por retroprojecção, não são iguais aos de $\mu(x,y)$ da secção do

objecto mas representam o resultado da convolução de $\mu(x,y)$ com $1/r$, sendo $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Consideremos os sistemas de eixos x_0y_0 e $x'_0y'_0$ no espaço real e u_0v_0 e a direcção u' , fazendo o ângulo ϕ com os u_s , no espaço frequência (Fig. 9.65), então,

$$P_\phi(x') = P_\phi [r \cos (\theta - \phi)]$$

pode escrever-se

$$P_\phi(x') = \int_{-\infty}^{\infty} F_{P_\phi}(u') \exp 2\pi i u' x' du' \quad 9.35$$

A retroprojectão pode traduzir-se pela equação:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{RP}}(r, \theta) &= \int_0^\pi P_\phi(r \cos (\theta - \phi)) d\phi \\ &= \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} F_{P_\phi}(u') \exp 2\pi i u' r \cos(\theta - \phi) du' d\phi \quad 9.36 \end{aligned}$$

e pelo teorema da secção central,

$$\mu_{\text{RP}}(r, \theta) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} F_\mu(u', \phi) \frac{1}{|u'|} \exp 2\pi i u' r \cos(\theta - \phi) |u'| du' d\phi$$

ou seja

$$F^{-1}\{F_{\mu_{\text{RP}}}(u', \phi)\} = F^{-1} \left\{ F_\mu(u', \phi) \frac{1}{|u'|} \right\}$$

ou

$$F_{\mu_{\text{RP}}}(u', \phi) = F_\mu(u', \phi) \frac{1}{|u'|}$$

ou ainda

$$F_{\mu_{\text{RP}}}(R, \phi) = F_\mu(R, \phi) \frac{1}{R} \quad 9.37$$

Pelo teorema da convolução é então, no espaço real

$$F_{RP}(r, \theta) = \mu(r, \theta) * F^{-1} \left\{ \frac{1}{R} \right\}$$

onde o sinal * significa convolução.

Calculemos $F^{-1} \left\{ \frac{1}{R} \right\}$

$$F^{-1} \left\{ \frac{1}{R} \right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{R} \exp[2\pi i(ux - uy)] du dv$$

ou

$$F^{-1} \left\{ \frac{1}{R} \right\} = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{R} \exp[2\pi i R r \cos(\theta - \phi)] R dR df$$

$$= \int_0^{\infty} 2\pi J_0(2\pi R r) dR = \frac{1}{r}$$

$J_0(2\pi R r)$ é uma função de Bessel de ordem zero.

Os coeficientes de atenuação obtidos no espaço real por retroprojecção podem escrever-se

$$\mu_{RP}(x, y) = \mu(x, y) * \frac{1}{r} \tag{9.38}$$

Demonstrámos portanto que a retroprojecção fornece uma reconstrução deturpada por convolução com a função $\frac{1}{r}$.

Foram já exploradas diversas possibilidades de extrair $\mu(x, y)$ de $\mu_{RP}(x, y)$, quer no espaço frequência, quer no espaço real.

Vejamos alguns aspectos gerais relativos à teoria dos métodos referidos.

1.1 - Filtragem depois da retroprojectão

a) Retroprojectão com filtragem no espaço frequência

A partir da Eq. 9.37 podemos escrever

$$F_{\mu}(R, \phi) = F_{\mu_{RP}}(R, \phi) \cdot R \quad 9.39$$

donde se tira

$$\mu(r, \theta) = F^{-1} \{ F_{\mu_{RP}}(R, \phi) \cdot R \} \quad 9.40$$

A Eq. 9.39 traduz a possibilidade de se obter a função μ no espaço frequência através do produto da transformada de Fourier dos valores das intensidades retroprojectadas, por R , distância no espaço frequência dos pontos à origem do sistema u, v ou R, ϕ .

Teoricamente, uma vez conhecida a transformada de $\mu(x, y)$ no espaço frequência a duas dimensões ou seja $F_{\mu}(R, \theta)$ através da Eq. 9.39, pode conhecer-se a função $\mu(x, y)$ calculando a transformada inversa de Fourier, Eq. 9.40.

A equação anterior não tem, contudo, significado prático pois pressupõe uma largura de banda infinita. Na prática só é possível reconstruir frequências espaciais até um valor máximo determinado pelo sistema, pelo que o coeficiente de atenuação reconstruído é

$$\mu_r(R, \phi) = F^{-1} \{ F_{\mu_{RP}}(R, \phi) \cdot H(R) \}$$

onde $H(R)$ é uma função que tende rapidamente para zero quando $R > R_M$, com R_M a máxima resposta de frequência do sistema.

Podemos escrever que

$$H(R) = R \cdot P(R) \quad 9.41$$

sendo $P(R)$ um filtro passa baixo.

Na Fig. 9.71 podem observar-se funções $H(R)$ já utilizadas em reconstrução tomográfica.

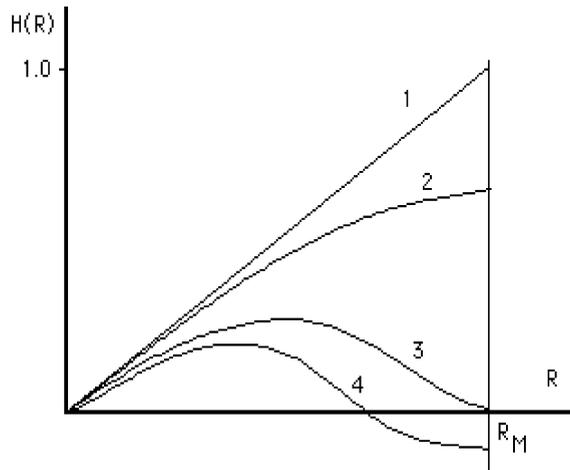


Fig. 9.71 – a) Filtro de rampa; b) Filtro de Shepp e Logan; c) Filtro de Chesler e Riederer; d) Filtro modificado de Shepp e Logan.

Resumindo, podemos dizer que o método de reconstrução com filtragem no espaço frequência consiste nos passos seguintes: 1) obtenção das projecções; 2) retroprojecção; 3) transformação de Fourier a duas dimensões; 4) filtragem; 5) transformação inversa.

b) Retroprojecção com filtragem por convolução a duas dimensões no espaço real

Por aplicação do teorema da convolução à Eq. 9.37, obtém-se

$$\mu(r,\phi) = \mu_{RP}(r,\phi) * F_R^{-1}(r,\phi) \quad 9.42$$

580

Embora R não possua uma transformada inversa de Fourier é possível substituir esta por uma função que seja a transformada inversa de uma função que é igual a R até certo valor máximo de frequência R_M .

Aliás não esperaríamos nunca reconstruir frequências infinitas.

Podemos fazer

$$F_R^{-1}(r,\phi) \approx h(r)$$

com

$$h(r) = \int_0^{2\pi} \int_{-R_M}^{R_M} R \exp[2\pi i R r \cos(\theta - \phi)] R \, dR \, d\phi \quad 9.43$$

$$= R_M^2 J_1 + R_M J_0 \frac{2 \pi r R_M}{2 \pi r^2} - \frac{1}{4 \pi^2 r^2} \int_0^{2\pi R_M} J_0(x) \, dx \quad 9.44$$

O coeficiente de atenuação reconstruído $\mu_r(r, \phi)$ é então

$$\mu_r(r, \phi) = \mu_{RP}(r, \phi) * h(r) \quad 9.45$$

Quer dizer, a convolução da função $\mu_{RP}(r, \phi)$ com $h(r)$ dá directamente $\mu_r(r, \phi)$, o coeficiente de atenuação reconstruído. Este processo constitui a base do método da retroprojectão com filtragem no espaço real por convolução a duas dimensões com o filtro $h(r)$. Os passos deste método são: 1) obtenção das projecções; 2) retroprojectão; 3) convolução a duas dimensões.

1.2 - Filtragem antes da retroprojectão

a) Filtragem no espaço frequência - filtro de Fourier

Podemos escrever a equação para o coeficiente de atenuação do corte no objecto, em coordenadas polares:

$$\mu(r, \theta) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_{\mu}(r, \phi) \exp 2\pi i R r \cos(\theta - \phi) |R| \, dr \, d\phi \quad 9.46$$

que equivale a

$$\mu(r, \theta) = F^{-1} \{ F_{\mu}(R, \phi) \}$$

Mas, pelo teorema da secção central podemos exprimir a transformada do coeficiente de atenuação em termos das projecções

$$F_{\mu}(R, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\phi} [r \cos(\theta - \phi)] \exp(-2\pi i R r) dr$$

$$= F_{P_{\phi}}(u', \phi)$$

então

$$\mu(r, \theta) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_{P_{\phi}}(u', \phi) \exp 2\pi i u' r \cos(\theta - \phi) |u'| du' d\phi =$$

(o integral em ordem a u' é a transformada inversa de Fourier a uma dimensão de $F_{P_{\phi}}(u', \phi)$)

$$= \int_0^{\pi} \hat{P}_{\phi} [r \cos(\theta - \phi)] d\phi$$

com

$$\hat{P}_{\phi} [r \cos(\theta - \phi)] = F^{-1} \{ F_{P_{\phi}}(u', \phi) |u'| \} \quad 9.47$$

então

$$\mu(r, \theta) = \int_0^{\pi} F^{-1} \{ F_{P_{\phi}}(u', \phi) |u'| \} d\phi \quad 9.48$$

A Eq. 9.48 não é, na situação real, susceptível de ser aplicada directamente dadas as limitações de resposta de frequência existentes.

A versão da distribuição do coeficiente de atenuação na secção que se pode obter será

$$\mu_r(r, \theta) = \int_0^{\pi} F^{-1} \{ F_{P_{\phi}}(u', \phi) H(u') \} d\phi \quad 9.49$$

com

$$H(u') = |u'| \cdot P(u')$$

$P(u')$ é um filtro passa baixo. A função $H(u')$ tem o aspecto análogo aos das curvas da Fig. 9.42.

Podemos então resumir dizendo que os passos deste método de reconstrução com filtragem no aspecto frequência antes da retroprojectão são: 1) transformação de Fourier de uma projecção; 2) multiplica cada coeficiente por $H(u')$; 3) calcula a transformada inversa; 3) retroprojecta no plano da imagem; 4) repete para todas as projecções.

b) Filtragem no espaço real - filtro de convolução

Vimos na alínea anterior que

$$\mu(r, \theta) = \int_0^{\pi} \hat{P}_{\phi} [r \cos (\theta - \phi)] d\phi$$

e

$$\hat{P}_{\phi} [r \cos (\theta - \phi)] = F^{-1} \{ F_{P_{\phi}}(u', \phi) |u'| \}$$

Pelo teorema da convolução é

$$\hat{P}_{\phi}(x') = P_{\phi}(x') * F^{-1} \{ |u'| \} \quad 9.50$$

A transformada inversa de Fourier da função $|u'|$ não é definida a não ser que se imponha um valor de frequência R_M' , a frequência máxima que pode ser reconstruída, ou seja, que se aproxime F^{-1} a $g(x')$ através de

$$g(x') = \int_{-R_M}^{R_M} |u'| \exp 2\pi i u' r \cos (\theta - \phi) du' \quad 9.51$$

Integrando por partes vem

$$g(x') = 2R_M^2 \text{sinc} (2 R_M x') - R_M^2 \text{sinc}^2 (R_M x') \quad 9.52$$

com

$$\text{sinc } a = \frac{\sin \pi a}{\pi a}$$

Os coeficientes de atenuação reconstruídos virão então

$$\mu_r(r, \theta) = \int_0^{\pi} P_{\phi}(x') * g(x') d\phi \quad 9.53$$

Suponhamos que o intervalo de amostragem nas projecções é a . Para evitarmos distorção devido a «aliasing» é necessário que pelo menos seja $R_M = 1/2a$. Substituindo na Eq. 9.52 o valor de R_M obtém-se, (Fig. 9.72),

$$g(x') = \frac{1}{2a^2} \operatorname{sinc}\left(\frac{x'}{a}\right) - \frac{1}{4a^2} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{x'}{2a}\right) \quad 9.54$$

Visto termos um intervalo de amostragem a e haver a limitação correspondente na banda de frequências espaciais, só necessitamos de conhecer $g(x')$ para o processamento digital com o mesmo intervalo de amostragem, ou seja, podemos fazer $x' = na$ com n inteiro (positivo ou negativo) na Eq. 9.54

$$g(na) = \begin{cases} \frac{1}{4a^2} & n = 0 \\ 0 & n - \text{par} \\ -\frac{1}{n^2 a^2 p^2} & n - \text{impar} \end{cases}$$

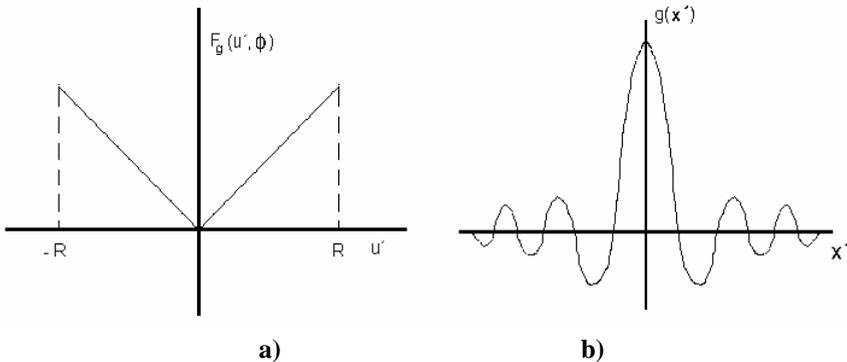


Fig. 9.72 – Função g nos espaços frequência a) e real b).

Este método de reconstrução por filtragem das projecções no espaço real antes da retroprojecção é o mais usado em tomografia de emissão.

Os passos deste método são como vimos: 1) obtenção das projecções; 2) filtragem das projecções por convolução no espaço real; 3) retroprojecção.

2 - Métodos iterativos

Nestes métodos a resolução espacial é limitada por divisão da secção num mosaico de $n \times n$ pequenos elementos quadrados (pixels) de lado W aos quais se atribui um coeficiente de atenuação constante (Fig. 9.73) sendo $\mu(i,j)$ o coeficiente de atenuação do elemento i, j , o «raio» projecção de largura W pode escrever-se

$$P_{K,\theta} = \sum_{i,j \in \text{raio } K,\phi}^n f_{i,j}^{\theta} \mu(i,j) \quad 9.55$$

onde $f_{i,j}^{\theta}$ é um factor de ponderação que representa a contribuição do elemento i, j para o raio projecção k, θ e $N = n_2$.

Para um dado raio projecção $P_{k\theta}$ a maioria dos $f_{i,j}^{\theta}$ é zero visto ser reduzido o número de elementos enquadrados pelo raio.

A estratégia básica dos métodos iterativos inclui uma atribuição inicial arbitrária de actividades aos pixels correspondentes à secção e a aplicação posterior de sucessivas correcções até as actividades atribuídas aos pixels permitirem reproduzir as projecções medidas.

No decorrer do processo os valores atribuídos numa tentativa são desprezados à medida que novas correcções são introduzidas. O processo termina quando as projecções calculadas tiverem valores que se aproximem dos valores medidos dentro de uma precisão determinada. Quando isto se verificar as actividades atribuídas aos pixels coincidem aproximadamente com as actividades médias reais desses elementos.

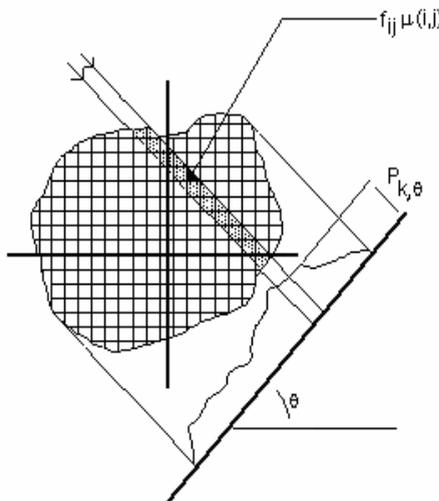


Fig. 9.73 – Raio projecção- $P_{k\theta}$ mostrando um factor de ponderação - $f_{i,j}^{\theta}$

Os métodos iterativos podem classificar-se de acordo com a sequência da introdução das correções durante as iterações.

Existem fundamentalmente três processos distintos: correção ponto-a-ponto (SIRT), correção raio-a-raio (ART) e correção simultânea (ILST).

2.1 - Correção ponto-a-ponto (SIRT)

Nesta técnica, os pixels são corrigidos para todos os raios projecção que simultaneamente passam por ele numa só operação e os valores corrigidos são substituídos antes de se corrigirem as células seguintes.

2.2 - Correção raio-a-raio (ART)

Nesta técnica, no início de cada aproximação um conjunto de raios projecção são calculados e as correções correspondentes aplicadas aos respectivos pixels. Estes pixels de densidade corrigida são utilizados nas correções de outros raios projecção até todos os raios de todas as projecções terem sido contemplados. O algoritmo pode usar-se na forma aditiva ou na multiplicativa.

Na primeira

$$\mu^{q+1}(x,y) = \max \left[\mu^q(x,y) + \frac{P_\theta(x') - r_{\theta q}(x')}{N_{x\theta}} \right] f(q) \quad 9.56$$

ou seja a estimativa de ordem $q+1$ = estimativa de ordem q mais uma fracção de erro resultante da estimativa de ordem q ; $r_{\theta q}(x') = \sum \mu^q(x,y)$ são os raios projecção obtidos com os coeficientes de atenuação correspondentes à estimativa de ordem q ; $N_{x\theta}$ é o número de elementos contido em cada raio projecção; $f(q)$ é a função que altera a fracção do erro adicionado e que diminui quando q aumenta.

Na forma multiplicativa

$$\mu^{q+1}(x,y) = \frac{P_\theta(x')}{r_{\theta q}(x')} \times \mu^q(x,y) \quad 9.57$$

ou seja estimativa de ordem $q+1$ = relação entre raio projecção experimental e calculado x estimativa de ordem q .

2.3 - Correção simultânea (ILST)

Na sua forma mais simples, este método consiste em calcular os valores das projecções no início das iterações e compará-los com os valores experimentais. As correções são então calculadas e aplicadas a todos os elementos do mosaico. Não são incorporados novos dados até ao fim do processo.

2.4 - Método ML-EM

O método ML-EM («Maximum likelihood by expectation maximization») é um método iterativo muito usado no presente. Baseia-se no algoritmo (EM) para estimar uma nova imagem $\mu(x,y)$, formada por n elementos μ_i ($i = 1, \dots, n$), que são actualizados em cada iteração utilizando a equação:

$$\mu_i^{k+1} = \frac{\mu_i^k}{\sum_{j=1}^m A_{ji}} \sum_{j=1}^m A_{ji} \frac{P_j}{\sum_{i=1}^n A_{ji} \mu_i^k} \quad 9.58$$

onde k é a ordem da iteração, P_j ($j=1, \dots, m$) são os elementos do vector das projecções e A_{ji} são os elementos da matriz sistema A , do tipo $m \times n$. A função imagem que se procura maximizar é:

$$L(\mu) = \sum_j \left[P_j \ln \left[\sum_j A_{ji} \mu_i \right] - \sum_j A_{ji} \mu_i \right] \quad 9.59$$

que contabiliza a estatística de Poisson na contagem dos eventos detectados.

Os métodos iterativos podem ser aplicados directamente a dados 3D, bastando adaptar a matriz sistema A . No entanto, o grande volume de dados de projecção e o facto deles serem usados simultaneamente faz aumentar consideravelmente a matriz sistema, o que coloca problemas de armazenagem importantes durante a reconstrução, para além de aumentar o tempo de cálculo de cada iteração.

(Página deixada propositadamente em branco)

C A P Í T U L O • X

•

TÉCNICAS ESPECIAIS EM RADIOLOGIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. ANGIOGRAFIA POR SUBTRACÇÃO DIGITAL

1 - Notas iniciais

A angiografia por subtracção digital (ASD), a técnica de subtracção digital mais utilizada, destina-se a obter imagens dos vasos sanguíneos isolados das outras estruturas. Foi iniciada nos fins da década de sessenta e introduzida na prática clínica no início dos anos oitenta. A grande expectativa, no início do desenvolvimento desta metodologia, foi a possibilidade de ser efectuada por administração intra-venosa dos produtos de contraste, diminuindo os riscos de cateterismo dos vasos arteriais. O cateter seria idealmente introduzido na veia basilar ou cefálica de modo a atingir a veia cava superior. No caso de não se poder aceder através de uma veia do membro superior, utilizar-se-ia a veia femoral ou, em último caso, a jugular.

O factor mais importante para se obterem imagens de boa qualidade dos pequenos vasos é a obtenção de uma alta concentração de iodo, o agente de contraste normalmente utilizado, a nível da zona que se pretende visualizar¹. Porém, mesmo com quantidades elevadas de produto de contraste (com os riscos inerentes) a qualidade das imagens obtidas não é satisfatória, em muitos casos, devido ao longo trajecto do produto de contraste, com grande dispersão do bólus, e aos movimentos do paciente. Actualmente, a administração do produto de contraste em ASD é feita, em mais de 90% dos casos, por via intra-arterial, de preferência através da artéria femoral.

Os produtos de contraste iodados não iónicos são preferencialmente utilizados pela pequena probabilidade e baixa intensidade das eventuais reacções secundárias, embora o seu custo seja mais elevado. O volume a injectar varia com a região anatómica e com o local da injeccção.

O equipamento ideal de angiografia digital deve permitir a aquisição de pelo menos 30 imagens por segundo. A primeira imagem visualizada serve de máscara para as imagens seguintes. Após ser atingida a concentração máxima de produto de contraste, no ponto desejado, termina a sequência de aquisição.

¹ - Concentração máxima de iodo ~ 350 mg/cm³.

Os actuais sistemas de ASD permitem a obtenção de imagens vasculares, arteriais ou venosas, desde os ramos principais até um diâmetro mínimo um pouco abaixo do milímetro. É utilizada nas mais variadas situações de diagnóstico, por vezes de confirmação, em diversos campos da patologia cerebral (congénita, tumoral, obstrutiva, e degenerativa, etc.), no estudo pré-operatório de muitas afecções, fornecendo verdadeiras cartas da topografia vascular, bem como noutros casos de apoio terapêutico (plastias, embolizações, etc.).

2 - As técnicas digitais de subtracção

A principal finalidade das técnicas digitais de subtracção é eliminar aspectos irrelevantes, presentes numa imagem, e realçar aspectos considerados importantes. Isto é feito à custa do aumento selectivo da relação sinal/ruído, como resultado da subtracção de duas imagens onde ocorrem diferenças. Estas técnicas baseiam-se na subtracção digital, feita no computador, de duas imagens, em geral da mesma estrutura, efectuadas em condições diferentes e apresentando alterações no que respeita à absorção dos raios X.

No caso da ASD é adquirida uma imagem antes da injeccção de contraste (imagem máscara), contendo unicamente informação anatómica e depois uma série de imagens, adquiridas enquanto o contraste preenche a árvore vascular do paciente. Após subtracção da imagem máscara, praticamente só a anatomia vascular é visível. As imagens são adquiridas com intensificador de imagem (ou um detector de radiologia digital), digitalizadas, processadas por computador e visualizadas em monitor ou em filme, obtido com multiformatador. Na Fig. 10.1 encontram-se os blocos mais importantes de um moderno sistema de ASD.

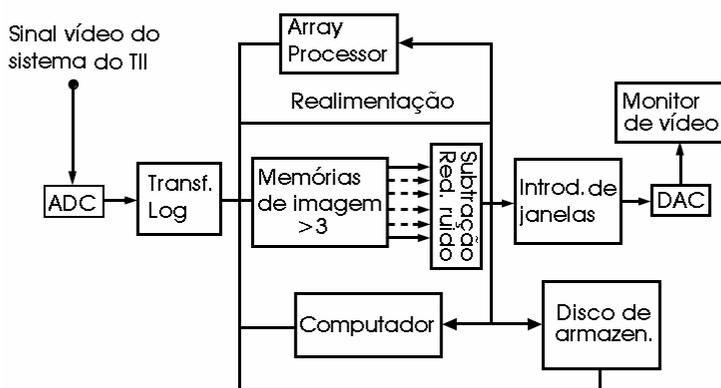


Fig. 10.1 – Unidades principais num sistema de subtracção digital.

São utilizados três processos distintos de subtracção nas técnicas de subtracção digital: a temporal, a espectral e a híbrida.

2.1 - Subtracção temporal

As imagens utilizadas na subtracção temporal são adquiridas umas antes (imagens máscara) e outras após a administração intravenosa de um produto de contraste. As imagens máscara só contêm informação anatómica do paciente. Após a injeção de contraste é adquirida uma série de imagens, à medida que o bólus passa através da árvore vascular do paciente. Estas imagens são digitalizadas e subtraídas (ou seja, é retirado o fundo anatómico do paciente), gerando as imagens da ASD que mostram a anatomia vascular com produto de contraste, com evidente melhoria da relação sinal/ruído.

O paciente deve permanecer imóvel desde o início da primeira aquisição até ao final das seguintes, a fim de se evitarem artefactos na imagem subtraída. Os movimentos do paciente são um importante factor de degradação em angiografia por subtracção, em particular quando se utilizam métodos de subtracção temporal. De um modo geral, ocorrem artefactos resultantes de movimentos de dois tipos, os involuntários (devido à respiração, à pulsação ou aos peristaltismos) e os voluntários (movimentos das extremidades). A colaboração do paciente é o factor mais importante na minoração dos artefactos resultantes dos movimentos voluntários. Os artefactos devido aos movimentos involuntários são mais comuns nos exames cardíacos e abdominais, do que nos cerebrais ou nos periféricos.

Apesar de alguns factores adversos a ASD é, em princípio, uma técnica quantitativa, permitindo, por exemplo, a quantificação da estenose vascular, através da determinação de áreas de secções de vasos.

2.2 - Subtracção espectral

A subtracção espectral ou de energia, assenta no facto da atenuação de um feixe de fotões de raios X, por um dado meio, ser dependente da energia dos fotões e do número atómico efectivo do meio. Nesta técnica de subtracção utilizam-se fotões de diferentes energias em cada uma das imagens, de modo a que, por subtracção, após digitalização, se realçam as áreas

que se pretendem analisar, impregnadas ou não com contraste radiológico. As diferenças entre os números atômicos do osso e tecido mole permitem uma boa separação entre as duas estruturas. A informação proveniente de áreas sem meio de contraste (ou de tecido mole) é reduzida ou mesmo suprimida. A aquisição das duas imagens pode ser simultânea e a informação separada por discriminação de amplitudes no detector, o que torna o método independente dos movimentos do paciente (ver Fig. 10.2.b)).

Este método é conhecido como radiografia de dupla energia ou dual energia e será analisado com maior detalhe mais adiante.

2.3 - Subtracção híbrida

Quando ocorrem movimentos do paciente durante o tempo em que o agente de contraste passa no campo da imagem, a técnica normal de subtracção, utilizando uma máscara adquirida segundos antes, não resulta, pois são gerados artefactos, em particular quando ocorre movimento de estruturas ósseas.

Para minimizar estes artefactos foi desenvolvido o método híbrido de subtracção que combina as vantagens das subtracções temporal e espectral. Antes de se injectar o produto de contraste adquirem-se duas imagens utilizando dois feixes de Raios X com energias diferentes. A combinação destas duas imagens leva à eliminação da informação referente aos tecidos moles e realça as estruturas ósseas produzindo uma «pré-máscara».

Após a administração do produto de contraste, faz-se a aquisição de mais um par de imagens recorrendo, de novo, aos feixes com energias diferentes. Cada par de imagens é processado de modo a que os tecidos moles sejam eliminados e que apenas sejam visualizadas as estruturas ósseas e vasculares.

Como terceiro estágio procede-se à subtracção temporal das imagens obtidas removendo-se as estruturas ósseas e isolando-se as estruturas vasculares opacificadas com os agentes iodados. Este tipo de processamento permite a eliminação parcial dos artefactos produzidos pelos movimentos dos tecidos moles, além de diminuir a interferência da radiação dispersa. Apresenta porém, alguns inconvenientes, quando comparada com as outras técnicas, particularmente, uma redução na relação sinal/ruído e um aumento da dose de radiação recebida pelo paciente.

3 - Algoritmos de subtracção: subtracção directa, subtracção dos logaritmos e subtracção híbrida

Os valores das intensidades transmitidas nas duas imagens adquiridas podem ser subtraídos directamente ou, alternativamente, proceder-se à subtracção dos logaritmos das correspondentes intensidades. Seja N , o número de fótons detectados por pixel (elemento de resolução da imagem) na imagem máscara, c a concentração em mg/cm^3 de iodo nos vasos que se pretendem observar após administração de contraste iodado, x a espessura projectada dos vasos impregnados com contraste, μ o coeficiente de atenuação de massa do iodo para a radiação em uso e σ um factor de conversão entre a intensidade dos raios X detectados e o nível do sinal vídeo resultante.

Então, na imagem máscara tem-se um sinal vídeo cuja amplitude é

$$z_1 = \sigma N \quad 10.1$$

e na imagem após injeccção do meio de contraste

$$z_2 = \sigma N e^{-\mu c x} \quad 10.2$$

A diferença entre estas quantidades é

$$z_1 - z_2 = \sigma N (1 - e^{-\mu c x}) \quad 10.3$$

Expandindo em série o termo exponencial e considerando desprezáveis as potências superiores à unidade vem

$$z_1 - z_2 = \sigma N \mu c x \quad 10.4$$

Se utilizarmos logaritmos naturais nas Eqs. 10.1 e 10.2. temos

$$z_1' = \ln(\sigma N) \quad 10.5$$

e

$$z_2' = \ln(\sigma N e^{-\mu c x}) \quad 10.6$$

A diferença entre estas quantidades é

$$z_1' - z_2' = \mu c x \quad 10.7$$

Quando a subtracção é linear, o sinal diferença $z_1 - z_2$ (Eq. 10.4) depende da massa de iodo nos vasos cx (em mg/cm^2), mas depende também do valor do sinal máscara σN .

Na subtração dos logaritmos, o sinal diferença $z_1 - z_2$ (Eq. 10.7) só depende da massa de iodo cx (mg/cm^2) nos vasos.

Na subtração híbrida são obtidas imagens para duas energias de raios X, uma baixa energia E_1 e uma alta energia E_2 , antes e após a injeção do meio de contraste.

As intensidades P_1 e P_2 dos sinais vídeo nas imagens máscara ou de pré-contraste, após utilização de logaritmos naturais para as duas energias indicadas, é dada por

$$P_1 = \mu_{1t} x_t + \mu_{1b} x_b \quad 10.8$$

$$P_2 = \mu_{2t} x_t + \mu_{2b} x_b \quad 10.9$$

onde os x s com índice significam densidade superficial de material absorvente e os índices t , b e i indicam, respectivamente, tecido mole, osso e contraste iodado.

Após a administração de contraste e aplicação de logaritmos as intensidades A_1 e A_2 , para energias E_1 e E_2 , são dadas por

$$A_1 = \mu_{1t} x_t + \mu_{1b} x_b + \mu_{1i} x_i \quad 10.10$$

$$A_2 = \mu_{2t} x_t + \mu_{2b} x_b + \mu_{2i} x_i \quad 10.11$$

Podem fazer-se combinações ponderadas das imagens de alta e baixa energia, de modo a ter sinais vídeo representativos combinados, tais como

$$P = K_1 P_1 + K_2 P_2 \quad 10.12$$

$$A = K_1 A_1 + K_2 A_2 \quad 10.13$$

As intensidades P e A correspondem às imagens da máscara e após injeção do contraste com subtração de energia. Os coeficientes K_1 e K_2 são escolhidos de modo à intensidade do sinal dos tecidos moles ser nula, como se vê a seguir.

Entrando com as Eq. 10.8 e 10.9 na Eq. 10.12 vem

$$P = (K_1 \mu_{1t} + K_2 \mu_{2t}) x_t + (K_1 \mu_{1b} + K_2 \mu_{2b}) x_b \quad 10.14$$

A relação entre os coeficientes K_1 e K_2 que anula a primeira parcela da Eq. 10.14, ou seja a intensidade do tecido mole, é

$$\frac{K_1}{K_2} = - \frac{\mu_{2t}}{\mu_{1t}} \quad 10.15$$

Esta relação é válida antes e após injeção do contraste. Entrando com as Eqs. 10.8, 10.9, 10.10, 10.11e 10.15 nas Eqs. 10.12 e 10.13, vem

$$P = k_1 \left(\mu_{1b} - \frac{\mu_{1t}}{\mu_{2t}} \mu_{2b} \right) x_b \quad 10.16$$

$$A = k_1 \left(\mu_{1b} - \frac{\mu_{1t}}{\mu_{2t}} \mu_{2b} \right) x_b + k_1 \left(\mu_{1i} - \frac{\mu_{1t}}{\mu_{2t}} \mu_{2i} \right) x_i \quad 10.17$$

Finalmente, a subtração híbrida é terminada com uma subtração temporal das duas imagens subtraídas de energia, a máscara e a imagem após injeção do meio de contraste. Com esta operação as sombras devidas a osso são eliminadas.

$$H = P - A = k_1 \left(\mu_{1i} - \frac{\mu_{1t}}{\mu_{2t}} \mu_{2i} \right) x_i \quad 10.18$$

Através destas operações, as intensidades devidas a tecido mole e a osso são consideravelmente eliminadas, com realce dos vasos sanguíneos.

4 - Radiografia de dupla energia

A radiografia de dupla energia explora as diferenças de coeficiente de atenuação entre os ossos e o tecido mole subtraindo duas imagens obtidas com tensões diferentes. Os números atômicos efectivos do tecido mole e osso são aproximadamente de 7,6 e 13.

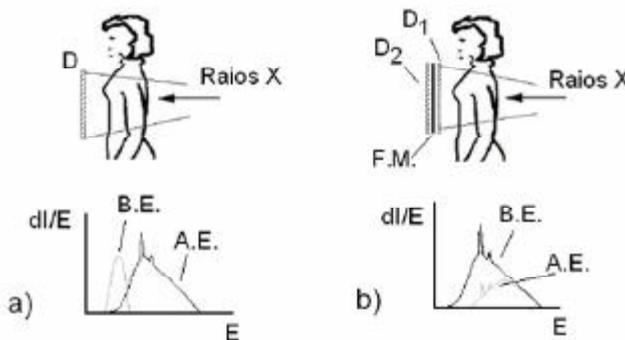


Fig. 10.2 – Modalidades de aquisição em radiografia de dupla energia: a) Detector único D e dois disparos, um de alta energia (A.E.) e outro de baixa energia (B.E.); b) Dois detectores D₁ e D₂ e um disparo único. O detector D₁ recebe o espectro B.E. e o detector D₂ o espectro A.E.

Existem duas modalidades de aquisição em radiografia de dupla energia:

1° - Utilizando um detector único e dois disparos (Fig. 10.2 a)). O detector recebe dois pulsos de raios X (um de alta e outro de baixa KVp) que são separados por um curto intervalo de tempo. Os espectros de absorção resultantes para 50 KVp, 1 mmAl e 120 KVp, 9 mmAl usando um detector de Gd_2O_2S com 60 mg/cm^2 encontram-se na Fig. 10.2 a).

2° - Uma segunda técnica para a obtenção de imagens de dual energia utiliza um detector duplo (tipo sandwich) e um único disparo de raios X com tensão elevada (da ordem de 120 KVp). O detector duplo é constituído por um primeiro detector, seguido de um filtro metálico e depois o segundo detector. O disparo é feito com raios X com espectro de alta energia. O primeiro detector absorve a maior parte das baixas energias do feixe e o detector posterior sobretudo altas energias porque o feixe foi endurecido pelo 1° detector e pelo filtro colocado entre os detectores. Os espectros de baixa e alta energia encontram-se na Fig. 10.2 b), os detectores podem ser de BaFBr de 100 mg/cm^2 e o filtro constituído por dois ecrãs do mesmo material.

A aquisição de imagens de «alta» e «baixa» energia seguida de subtracção digital permite a remoção das costelas e a identificação de nódulos benignos calcificados do pulmão (redução da necessidade de exames TAC).

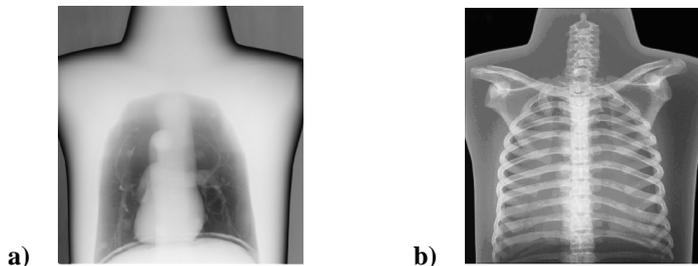


Fig. 10.3 – a) Imagem do tecido mole. b) Imagem óssea

5. Viabilidade teórica da angiografia por subtracção digital

A viabilidade da angiografia digital de subtracção pode ser analisada teoricamente.

Consideremos dois absorventes constituídos, o primeiro por um prisma de tecido com 1 cm^2 de secção recta e espessura $x \text{ g/cm}^2$ e o segundo pelo mesmo prisma sobreposto a uma arteríola com espessura $x_a \text{ g/cm}^2$. Suponha-

mos um feixe homogéneo de raios paralelos com N_0 fotões/cm² a incidir nos absorventes, Fig. 10.4.

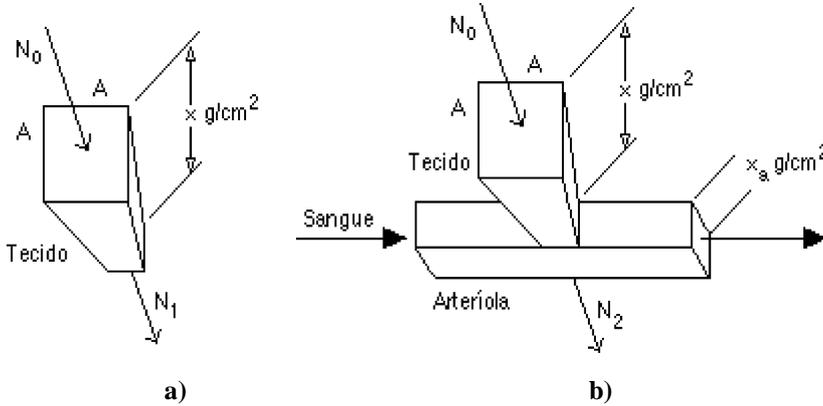


Fig. 10.4 – Representação esquemática das condições da angiografia por subtração digital. a) Espessura de tecido (x g/cm²). b) Espessura de tecido (x g/cm²) mais um vaso de espessura (x_a g/cm²).

O número de fotões emergente do primeiro prisma N_1 , Fig. 10.2a) é

$$N_1 = N_0 e^{-\mu(E)x} \quad 10.19$$

O coeficiente $\mu(E)$ é o coeficiente de absorção de massa do tecido para a energia E .

No caso da Fig. 10.2b), o número de fotões emergente é

$$N_2 = N_0 e^{-\mu(E)x} e^{-\mu_a(E)x_a} \quad 10.20$$

O coeficiente $\mu_a(E)$ é o coeficiente de absorção de massa equivalente do vaso e sangue de espessura superficial x_a , para a energia E . A probabilidade de se distinguir N_2 de N_1 depende da relação sinal-ruído (S/R). Consideramos como sinal a diferença $N_1 - N_2$ e o ruído a raiz quadrada da soma de N_1 com N_2 já que

$$\sigma_1^2 = N_1 \quad 10.21$$

$$\sigma_2^2 = N_2 \quad 10.22$$

Então

$$S/R = \frac{N_1 - N_2}{\sqrt{N_1 + N_2}} \quad 10.23$$

Se $x_a \mu_a \ll 1$, vem

$$S/R = \left(\frac{N_0 e^{-\mu x}}{2} \right)^{1/2} (\mu_a x_a) \quad 10.24$$

A exposição D pode escrever-se em função de N_0 e de um factor $k(E)$ que traduza a absorção pelo meio

$$D = \frac{N_0}{A^2 k(E)} \quad 10.25$$

onde $k(E)$ é o número de fotões por roentgen e por cm^2 .

A relação sinal-ruído por unidade de exposição é

$$\begin{aligned} (S/R)/D &= \frac{[x_a \mu_a] [k(E) \sqrt{e^{-\mu x}}] A^2}{\sqrt{2N_0}} \\ &= \frac{A(E) B(E) A^2}{\sqrt{2N_0}} \end{aligned} \quad 10.26$$

onde $A(E) = [x_a \mu_a]$ e $B(E) = k(E) \sqrt{e^{-\mu x}}$ são funções da energia dos fotões e do material absorvente.

Para uma espessura adicionada conhecida x_a de iodo, ou de água, pode observar-se o gráfico de variação da relação sinal-ruído por unidade de exposição e por unidade de energia dos fotões em função desta energia $\left[\frac{d[(S/R)/D]}{dE} \right]$.

A espessura adicionada considerada para o iodo foi de 1 mg/cm^2 e para a água de 50 mg/cm^2 .

Os cruzamentos com as abcissas das curvas que traduzem esta função são os máximos da relação $(S/R)/D$. Estes pontos dão as melhores condições de compromisso detectabilidade-exposição nos casos iodo/água (subtração digital ou qualquer utilização de contraste iodado em radiologia) e água/água (Fig. 10.5) para as energias utilizáveis.

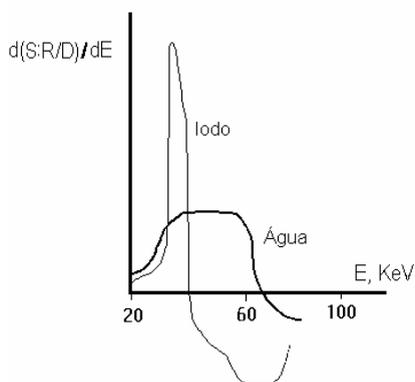


Fig. 10.5 – Curvas que mostram a relação $\left\{ \frac{d[(S/R)/D]}{dE} \right\}$ em função da energia dos fótons incidentes.

Da análise das curvas vê-se que a melhor energia para detectar variações de absorção na água (ou tecidos moles) com um mínimo de exposição é de 60 a 70 KeV.

Para se detectarem variações de absorção resultantes de meios de contraste iodados a melhor energia é cerca de 35 KeV.

Consideremos o feixe emergente. Só do lado direito se encontra a espessura x_a no trajecto dos raios X.

A espessura da água é de 50 mg/cm^2 e do iodo de 1 mg/cm^2 .

Verifica-se que a melhor energia para detectar as variações na água, e portanto nos tecidos moles, se situa entre 60 e 70 KeV. Por outro lado, a melhor energia para detectar as variações resultantes da presença de produtos de contraste iodados é de cerca de metade daqueles valores ou seja, de 35 KeV.

Estas observações são bastante importantes, pois mostram que a energia efectiva necessária para a tomografia de transmissão é cerca do dobro da necessária para a angiografia digital, sendo da ordem dos 65 a 70 KeV no primeiro caso e cerca de 35 KeV no segundo.

6 - Ruído em angiografia digital

O ruído numa imagem condiciona o contraste mínimo detectável.

Como vimos, uma das principais fontes de ruído na angiografia digital é a incerteza estatística no próprio feixe de Raios X emergente do paciente.

Em termos da estatística de Poisson, a incerteza diminui com o aumento do número de fótons de raios X, ou seja, com o aumento da dose no paciente. A experiência mostra que exposições de, pelo menos, 0,5 a 1R, sobre o eléctrodo de aquisição do intensificador de imagem, são necessárias para resolver os menores contrastes que ocorrem em subtração digital. Isto significa doses na pele do paciente maiores por um factor de 10^2 a 10^3 às tipicamente verificadas numa radiografia convencional.

A adicionar ao ruído estatístico há que considerar o ruído proveniente da electrónica do sistema que faz a conversão da informação radiológica em sinal digital. O sinal visualizado no monitor do sistema vídeo contém as flutuações da intensidade do feixe de Raios X emergente e o ruído dos blocos de electrónica, incluindo o próprio sistema de vídeo. Se V_{\max} representar a amplitude do sinal de tensão vídeo para a intensidade do feixe de raios X sem qualquer atenuação, ou seja, a corrente máxima produzida no eléctrodo alvo da câmara de televisão e σ_E a amplitude do ruído, para todas as causas excepto a estatística dos fótons X, a relação sinal/ruído será:

$$S/R = \frac{V_{\max}}{\sigma_E} \quad 10.27$$

Por outro lado, se N_o representar o número de fótons de Raios X detectados por pixel para V_{\max} e N , o número de fótons de Raios X detectados num pixel de interesse, é

$$N = N_o e^{-\mu x}$$

com x a espessura do paciente.

Vem então para o sinal vídeo resultante da acção dos N fótons na câmara:

$$V = \alpha N + \epsilon \quad 10.28$$

com ϵ representando o ruído proveniente do sistema vídeo e α o ganho da câmara de vídeo no mapeamento de N por V .

Aplicando um filtro logarítmico ao sinal V (Eq. 10.28) vem:

$$S = \log V = \log (\alpha N + \epsilon) \quad 10.29$$

sendo a sua variância σ^2 :

$$\sigma^2 = \frac{a^2 N + \sigma_E^2}{a^2 N} = \frac{e^{\mu x}}{N_o} + \frac{e^{2\mu x}}{S/R^2} \quad 10.30$$

O primeiro termo do segundo membro representa a contribuição do ruído estatístico dependente do feixe de raios X emergente e o segundo a contribuição da electrónica do sistema vídeo. É de salientar o peso considerável da espessura x do objecto, nesta expressão.

7 - Radiação dispersa

Uma das limitações dos sistemas de detecção dos raios X em campos com áreas consideráveis está relacionada com a radiação dispersa. Sendo N_s , o número de fotões dispersos detectados juntamente com N_1 (fotões primários antes da chegada do produto de contraste) e N_2 (fotões primários após a chegada do produto de contraste) e supondo que N_s é sensivelmente igual nas duas situações, então:

$$S/R_s = \frac{N_1 - N_2}{\sqrt{N_1 + N_2 + 2N_s}} \quad 10.31$$

Se a quantidade de fotões for aproximadamente igual antes e após a injeção de produto de contraste, ou seja $N_1 \sim N_2$ então:

$$S/R_s = \frac{N_1 - N_2}{\sqrt{2}\sqrt{N_1 + N_s}} \quad 10.32$$

como

$$N_1 = N_0 e^{-\mu x} \quad 10.33$$

e

$$N_2 = N_0 e^{-\mu x} e^{-\mu_a x} e^{-\mu_a x} \quad 10.34$$

então, se $\mu_a x_a \ll 1$

$$S/R_s = S/R \frac{1}{\sqrt{1 + N_s/N_1}} \quad 10.35$$

No caso particular de N_s ser igual a N_1 :

$$S/R_s \approx S/R \frac{1}{\sqrt{2}} \quad 10.36$$

A radiação dispersa degrada a relação S/R através de um factor igual a $\sqrt{1+N_s/N_1}$.

Nesta última, encontra-se a tecnologia que utiliza múltiplos CCD «charge coupled devices» acoplados por fibras ópticas a uma placa cintiladora que transforma energia electromagnética dos raios X em energia luminosa.

8 - Resolução espacial

Os sistemas actuais de angiografia digital devem permitir delinear vasos com, pelo menos, 1 mm de diâmetro. Para um factor de ampliação (f) igual à unidade, é necessário que o lado do pixel do intensificador de imagem seja inferior a 0,5 mm para se conseguir esse objectivo, como se observa na Fig. 10.6. Nesta figura, em ordenadas encontra-se a distância de resolução, em abcissas o lado do pixel (em mm) e o parâmetro é o factor de ampliação do intensificador de imagem. Para valores de factor de ampliação superiores e para a mesma distância de resolução, a dimensão do pixel aumenta.

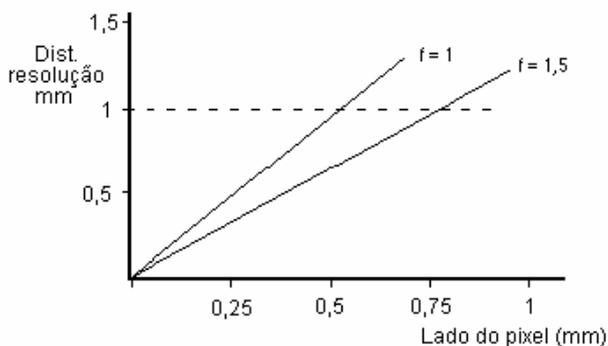


Fig. 10.6 – Relação existente entre as dimensões do detalhe anatómico e o pixel, para diferentes factores de ampliação do intensificador de imagem.

O gráfico da Fig. 10.7 relaciona o número de elementos da matriz com o lado do elemento de resolução, em mm, tendo como parâmetro o lado do campo de visão (em cm).

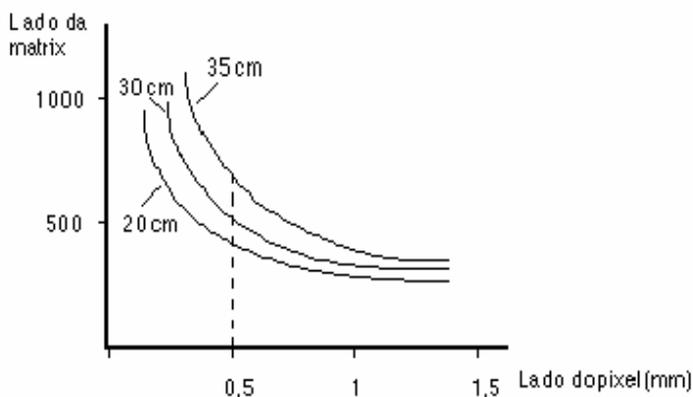


Fig. 10.7 – Relação existente entre o lado da matriz (número de elementos) e o lado do pixel (mm) tendo como parâmetro as dimensões de vários FOV.

Se o campo de visão aumentar, para se manter a mesma resolução espacial é obrigatório que o número de elementos da matriz aumente, caso contrário assiste-se não só a uma degradação do poder de resolução espacial do sistema, mas também a um aumento do ruído na saída vídeo.

No caso da matriz aumentar, mantendo-se o campo com dimensões constantes, a resolução espacial aumenta. No entanto, é necessário que a banda passante também seja incrementada. Um aumento do campo de visão provoca o aumento da radiação dispersa. Em consequência, o contraste do objecto diminui, degradando-se a detectabilidade de estruturas com pequeno contraste, mesmo nas imagens subtraídas.

A ocorrência de opacificação simultânea de vasos sobrepostos dificulta grandemente a interpretação das imagens obtidas pela angiografia digital, sobretudo nas vistas de perfil. A flutuação estatística é um factor limitativo na detecção de pequenos contrastes. Obedece à estatística de Poisson, e só pode ser diminuída pelo aumento da dose ou da área.

É, em geral, aceite que, numa imagem, o contraste entre duas áreas com dimensões apreciáveis só é detectável se a diferença entre as intensidades dos dois sinais for, pelo menos, dupla da intensidade das flutuações do contraste.

Por exemplo, se utilizarmos um campo quadrado com 20 cm de largura, a matriz deve possuir no mínimo 400 elementos de cada lado. Para isso é necessário um monitor TV com 525 linhas para uma distância de resolução aceitável.

As dimensões do pixel na imagem obtêm-se da relação entre o lado do campo de visão a o número de elementos da matriz.

A obtenção de alta resolução num sistema de televisão obriga a um alargamento da largura de banda de vídeo.

É evidente que se o pixel do monitor é maior que o pixel da imagem o monitor está limitar a resolução do sistema.

No que diz respeito aos artefactos, estes são em AD mais frequentes nos exames cardíacos e abdominais do que nos exames cerebrais ou periféricos.

A colaboração do paciente é o factor mais importante na minimização dos movimentos voluntários, importante fonte de artefactos.

A subtracção híbrida reduz de 30 a 60% os artefactos provocados pelos movimentos do paciente mas origina outros, como vimos.

Para doses de exposição normalmente aceites, as resoluções espaciais obtidas são, em geral, boas com erros estatísticos pequenos.

II. DENSITOMETRIA ÓSSEA REGIONAL UTILIZANDO RAIOS X

1 - Introdução

A determinação do conteúdo mineral do osso, densitometria óssea, ou absorciometria, é de reconhecida importância em algumas patologias nomeadamente na osteoporose e osteodistrofia renal, bem como na avaliação e estudo da evolução dos processos de regeneração da massa óssea.

No campo das ciências radiológicas desenvolveram-se equipamentos e métodos essencialmente não invasivos para determinar o conteúdo mineral do osso. Estas técnicas assentam nas diferenças de coeficiente de absorção linear para os raios X ou gama, entre osso e tecido mole, para as energias utilizadas, permitindo avaliar a concentração de Ca no esqueleto. A técnica consiste na medição da radiação transmitida após feixes de raios X incidirem numa porção do corpo contendo osso e tecido mole.

A precisão e a exactidão são as duas características mais críticas destes sistemas. Lembramos que a precisão reflecte a reprodutibilidade dos resultados entre si, obtidos sobre uma dada amostra, enquanto que a exactidão reflecte o grau de identificação do valor médio dos resultados com o valor real da amostra.

De um modo geral, resoluções espaciais da ordem de 1-2 mm são adequadas para estes aparelhos.

Os métodos propostos utilizam fontes de raios X com uma ou com duas energias mais frequentes.

Um dos métodos, pouco utilizado, utiliza o tomógrafo axial computadorizado com uma, ou duas, energias de raios X. Alguns dos problemas relacionados com a utilização da CT em densitometria óssea estão relacionados com a identificação posicional 3-D das áreas medidas, com diferenças no número atómico efectivo do tecido ósseo e com a própria filosofia de utilização da CT em termos de rentabilização. O erro na exactidão do método pode ultrapassar 5%. A precisão do método é de 1-3%.

A técnica mais generalizada é a chamada DEXA («Dual energy X-ray») ou absorciometria com dupla energia de raios X. Tem como fonte um gerador de raios X e como detector, em geral, um conjunto de cristais de NaI(Tl) sendo o conjunto móvel ao longo do eixo do paciente. As duas energias obtêm-se por variação da tensão anódica ou por filtragem com absorventes. O tempo de varrimento é da ordem dos 5 a 7 min. Precisão de 0,5 -1,2 % e resoluções espaciais da ordem 1,5 mm (FWHM) são típicas nos dispositivos deste tipo.

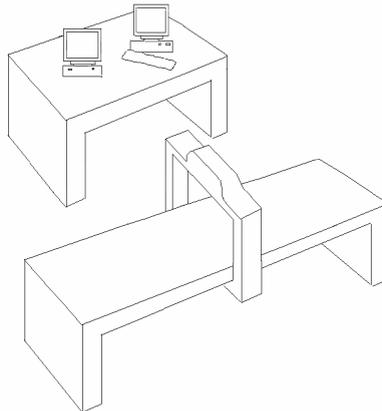


Fig. 10.8 – Esquema de um sistema de absorciometria com dupla energia de raios X.

A opção relativa à fonte de radiação e detectores, quando se trata de adquirir um dispositivo de osteodensitometria, deve ser pensada em termos da precisão e exactidão dos resultados obtidos, resolução espacial, tempo de exame, estabilidade e custos.

Uma alternativa é utilizar o mesmo princípio, mas recorrer a fontes radioactivas emissoras de radiação gama. No entanto, nas condições tecno-

lógicas actuais e dado o inconveniente do decaimento das fontes radioactivas, a experiência mostra que os raios X são, provavelmente a melhor solução, no que respeita à fonte.

Quanto aos detectores há a possibilidade de se utilizarem detectores gasosos ou do estado sólido. Para as energias utilizadas, a eficiência de detecção para os detectores de gás pode ser da ordem dos 40 % e a resolução espacial excelente.

2 - Princípio teórico da osteodensitometria

Consideremos um corte de um tronco humano e sejam t e o respectivamente as espessuras de tecido mole e osso no trajecto dos raios X de intensidade incidente I_0 .

Suponhamos que duas energias de fotões incidentes são utilizadas, de 40 e 100 KeV, com intensidades emergentes respectivamente I_1 e I_2 .

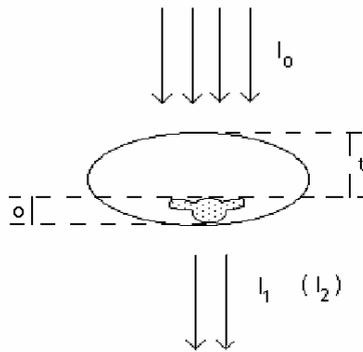


Fig. 10.9 – Feixe de raios X de intensidade incidente I_0 e emergente I_1 ou I_2 consoante a energia dos fotões usados.

Então, para a radiação de 40 KeV

$$I_1 = I_0 e^{-(\mu_{1b}x_b + \mu_{1t}x_t)} \quad 10.37$$

e para a radiação de 100 KeV

$$I_2 = I_0 e^{-(\mu_{2b}x_b + \mu_{2t}x_t)} \quad 10.38$$

Onde x_b é a espessura de osso, t a espessura de tecido, μ_{1b} e μ_{1t} são os coeficientes de absorção linear para osso e tecido, para a radiação de 40 KeV e μ_{2b} e μ_{2t} são os coeficientes de absorção linear para osso e tecido, para a radiação de 100 KeV.

Então, dividindo entre si as Eqs. 10.37 e 10.38

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-(\mu_{1b} - \mu_{2b})x_b - (\mu_{1t} - \mu_{2t})x_t} \quad 10.39$$

e aplicando logaritmos naturais

$$r = \ln \frac{I_2}{I_1} = (\mu_{1b} - \mu_{2b}) x_b + (\mu_{1t} - \mu_{2t}) x_t \quad 10.40$$

e

$$x_b = \frac{r - (\mu_{1t} - \mu_{2t}) x_t}{\mu_{1b} - \mu_{2b}} \quad 10.41$$

Não é necessário entrar com os coeficientes do tecido pois, fazendo uma determinação sobre uma região sem osso, vem

$$I'_1 = I_0 e^{-\mu_{1t} x_t} \quad 10.42$$

e

$$I'_2 = I_0 e^{-\mu_{2t} x_t} \quad 10.43$$

Dividindo as Eqs. 10.42 e 10.43 e aplicando logaritmos naturais vem

$$\ln \frac{I'_1}{I'_2} = -(\mu_{1t} - \mu_{2t}) x_t \quad 10.44$$

O segundo membro desta igualdade é igual à segunda parcela do numerador da Eq. 10.41.

III. TOMOGRAFIA CONVENCIONAL

1 - Generalidades

O corpo que vai ser sujeito ao processo radiológico é, em geral, tridimensional, podendo considerar-se como uma sobreposição de camadas com uma distribuição de coeficientes de atenuação irregular e variando de camada para camada. Numa radiografia convencional a totalidade da espessura

do paciente é projectada sobre o plano da imagem e todas as camadas contribuem para a obtenção da imagem final que é plana. Há assim a transformação de uma distribuição tridimensional (objecto) num mapeamento bidimensional (imagem), de acordo com regras que são características da técnica.

Na tomografia convencional, também chamada de geométrica, a fonte de raios X e a película são deslocadas de tal modo que só um plano de projecção do doente se mantém imóvel em relação ao filme, aparecendo focado na imagem. Na situação ideal de se ter uma imagem perfeita do corte obtinha-se de uma distribuição plana (coeficientes de atenuação no plano do objecto) um mapeamento bidimensional (imagem) sem perda de uma dimensão.

Apesar da tomografia convencional ter sido quase completamente posta de lado com o aparecimento da tomografia axial computadorizada que, excluindo os custos, é em tudo vantajosa, faz sentido uma referência breve àquela técnica, que teve, aliás, considerável divulgação.

2 - Princípio do método

Tomografia é uma palavra composta, derivada do grego (tomos - secção; graphos - escrita) cujo significado no contexto presente é radiografia de uma secção.

As variações de absorção nas camadas de tecido subpostas e sobrepostas às regiões de interesse são a maior causa de limitação do contraste numa radiografia.

Na tomografia convencional, tenta minorar-se este efeito aplicando o teorema dos triângulos semelhantes de Thales. Este teorema diz que a forma e a dimensão da projecção de um objecto sobre um plano são invariáveis se a fonte e o objecto se mantiverem a distâncias fixas do plano. Movendo de forma sincronizada dois dos três elementos: ampola, doente e filme, mantendo o terceiro fixo, é possível ter uma secção do objecto que satisfaça o teorema de Thales obtendo uma imagem nítida dessa secção, enquanto que os planos acima e abaixo aparecem esborratadas. Esta situação mantém-se qualquer que seja o movimento efectuado, translação, rotação ou ambos desde que as condições referidas se mantenham. Podia provar-se que ao satisfazer-se o teorema de Thales se conserva o paralelismo entre a secção em estudo e o plano da imagem.

A profundidade do plano de interesse pode ser escolhida. Tudo se passa como se, de toda informação condensada numa radiografia, extraíssemos a respeitante a um corte, e eliminássemos uma parte da informação que provém das sobreposições, diminuindo os efeitos negativos da adição de estruturas.

Distinguem-se dois tipos de tomografia: com movimento linear e com movimentos complexos. A última inclui diversos movimentos que se encontram representados na Fig. 10.10, a saber: curvilíneo, circular, elíptico, em oito, espiral e hipocicloidal.

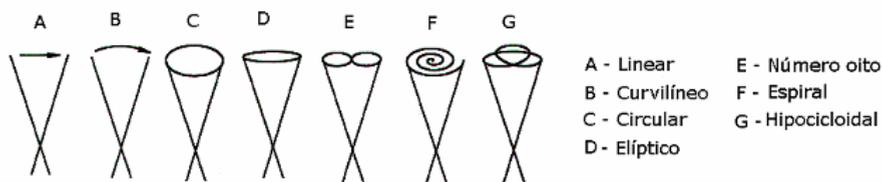


Fig. 10.10 – Movimentos mais importantes do sistema ampola - filme em tomografia convencional: curvilíneo, circular, elíptico, em oito, espiral e hipocicloidal.

Na Fig. 10.11 e encontram-se os princípios da tomografia convencional linear simples. Ampola de raios X e filme deslocam-se, mantendo-se o último paralelo a si mesmo. O ponto B, ou qualquer outro ponto do plano de interesse, é projectado sempre sobre o mesmo ponto do filme enquanto que pontos A e C de outros planos se projectam em posições diferentes do filme durante o movimento. A largura do feixe de raios X está intencionalmente exagerada para facilitar a compreensão da figura.

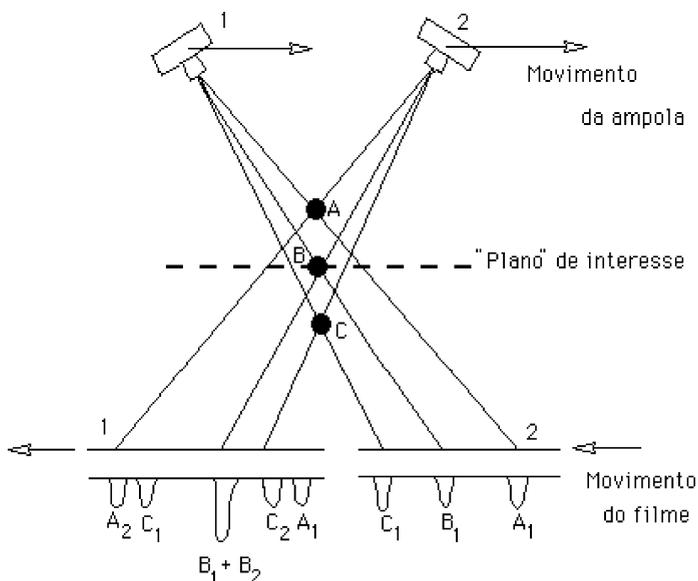


Fig. 10.11 – Princípio de funcionamento da tomografia clássica. Só as estruturas no «plano» de interesse são projectadas sem desfocagem na imagem.

O efeito final que seria observado no filme, segundo a linha com a direcção do movimento e contendo B, encontra-se na Fig. 10.12.

Embora o contraste na região de interesse melhore de modo considerável, mantém-se a interferência das zonas abaixo e acima, que aparecem esborratadas na película.

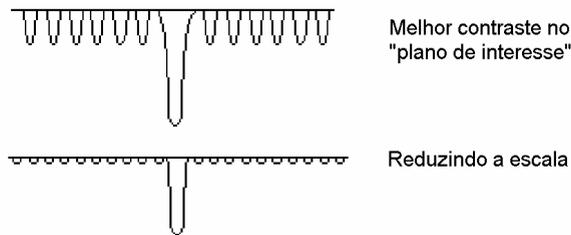


Fig. 10.12 – A exposição do ponto B manteve-se no mesmo ponto do filme durante todo o percurso das partes móveis do sistema.

Numa radiografia convencional, a totalidade da espessura do paciente é projectada sobre o plano da imagem e todas as camadas contribuem para a imagem de igual maneira.

Na tomografia convencional a fonte de raios X e a película são deslocadas de tal maneira que só um plano de projecção do doente, plano de interesse, se mantém imóvel em relação ao filme.

A ampliação em tomografia linear (Fig. 10.13) é dada pela relação

$$\gamma = \frac{A_1\bar{B}_1}{AB} = \frac{h}{h - e} \quad 10.45$$

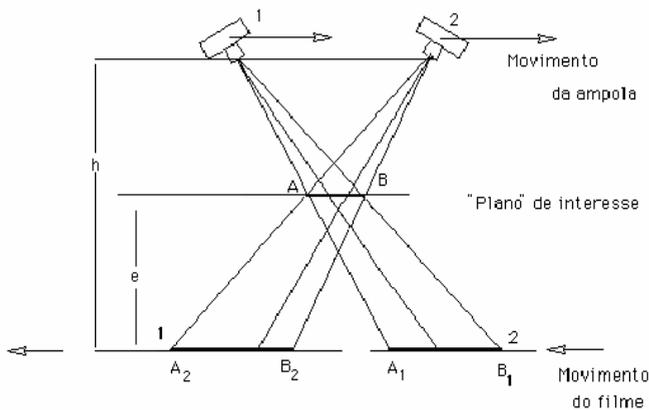


Fig. 10.13 – Ampliação em tomografia linear.

A espessura do plano ou região de interesse é função do ângulo tomográfico, da ampliação e do esbortamento.

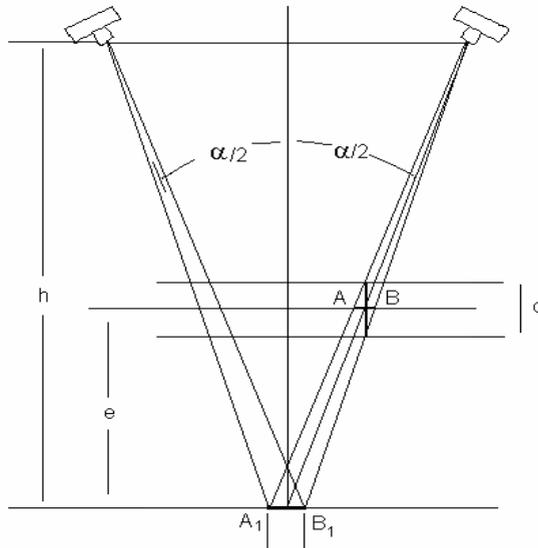


Fig. 10.14 – Espessura do corte d.

Da Fig. 10.14 tira-se

$$\operatorname{tg} \alpha/2 = \frac{\overline{AB}}{d} = \frac{\overline{A_1B_1}}{d \gamma}$$

e

$$d = \frac{f}{\gamma \operatorname{tg} \alpha/2}$$

com γ a ampliação e $f = \overline{A_1B_1}$. No quadro seguinte apresentam-se os valores de d para alguns valores de α supondo f e γ com valores típicos.

Quadro 10.1 – Espessura da região de interesse para diversos valores de α .

a - Âng. tomográfico	d - Esp. da região de interesse
10°	6 mm
35°	2 mm
50°	1 mm

A tomografia de movimento linear era usado sobretudo nos estudos pulmonares pois permitia eliminar as interferências das costelas. O movimento hipocicloidal era usado nas tomografias cerebrais e o movimento circular nas tomografias ósseas em geral.

3 - Inconvenientes

A tomografia convencional não consegue remover por completo a degradação de contraste resultante da sobreposição de estruturas e da presença de radiação dispersa.

Sendo o suporte da imagem da tomografia convencional o filme, as limitações inerentes à vista humana quanto à sensibilidade de contraste que referimos para a radiografia são aqui aplicáveis.

Um inconveniente importante e limitativo da utilização desta técnica é a dose no paciente.

Um artefacto comum em tomografia convencional ocorre quando há estruturas densas paralelas à direcção do movimento, não situadas no plano de interesse, como ossos longos, que geram o aparecimento de riscas nos filmes, paralelas à direcção do movimento.

De acordo com os padrões geralmente aceites, as imagens da tomografia convencional são, na sua maioria, de muito fraca qualidade, contendo numerosos artefactos e sendo de difícil interpretação.

IV. XERORADIOGRAFIA

1 - Generalidades

Em xeroradiografia é formada uma imagem latente numa superfície fotocondutora que é transformada depois em imagem visível após um processamento seco. O termo xero vem de *xeros*, seco em grego.

A xeroradiografia assenta sobretudo no receptor de imagem, ou seja o plano onde a imagem latente é formada. Este componente consiste num prato de alumínio revestido com uma camada de selénio. Este elemento comporta-se como semiconductor, tornando-se bom condutor sob a acção dos raios X ou da luz.

Em termos globais o processo de execução das xeroradiografias consiste em quatro partes: a primeira é o condicionamento, onde o receptor de imagem é preparado para receber os raios X, a segunda é a irradiação, a ter-

ceira o processamento da informação armazenada e, finalmente, a quarta é a transferência da imagem para um suporte apropriado.

No condicionamento, as placas detectoras são aquecidas de modo a remover toda a carga electrostática da superfície, deixadas arrefecer e depois carregadas uniformemente, fazendo passar a superfície da placa muito próximo de um fio condutor com potencial elevado (10 000 V). Este passo do processamento é executado em condições de obscuridade total.

É a descarga de corona que ocorre entre o fio e o prato que origina a distribuição homogénea de carga positiva na placa cuja densidade pode apresentar três valores distintos, seleccionáveis. Depois desta operação, as placas estão prontas para a exposição. Durante a exposição, devido às propriedades do selénio, a camada eléctrica é tanto mais reduzida quanto maior for a intensidade dos raios X que a atingem. Após a exposição as variações locais da densidade de carga constituem uma imagem electrostática latente, réplica da imagem radiante transmitida do paciente.

A placa é então processada (revelada), no escuro, por utilização de um toner, de partículas azuis. Estas são carregadas e ao serem projectadas sobre a placa vão aderir a esta com concentrações locais que traduzem a imagem latente da carga. A distribuição do toner é, finalmente, passada para um papel apropriado, numa operação chamada de transferência, e obtendo-se a imagem xerográfica.

Quando se compara a característica da resposta xerográfica com as curvas características do filme radiológico com e sem ecrã intensificador e com a característica do filme polaroid, verifica-se ser a primeira consideravelmente pior, em termos de contraste, que qualquer das outras (Fig. 10.15).

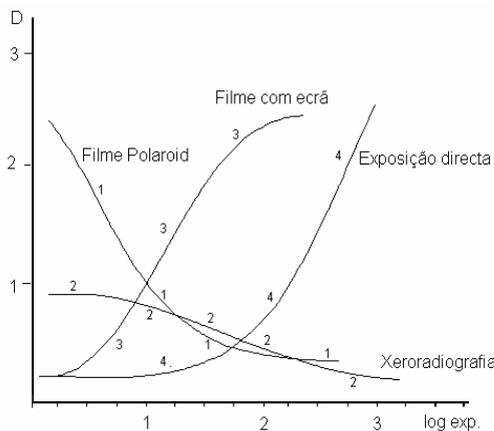


Fig. 10.15 – Curvas características para o filme polaroid (1), para o filme radiológico com (2) e sem ecrã intensificador (4) e para a resposta xerográfica (3).

Na curva 2 da Fig. 10.15 é evidente a compressão de contraste, ou seja, o pequeno intervalo de variação das densidades ópticas. Em compensação a latitude de resposta é grande. A resolução espacial da xeroradiografia é da ordem das 50 linhas por cm. A sensibilidade é intermediária entre a do filme com e sem ecrã intensificador.

A principal característica da xeroradiografia é a de actuar como detector de contornos, ou seja, de aumentar o contraste nas interfaces, também chamado de contraste de detalhe. Este efeito resulta de, na imagem electrostática, nas interfaces, o campo eléctrico das cargas apresentar uma componente transversa que tende a puxar carga para a parte carregada em desfavor da parte menos carregada.

V. TOMOSSÍNTESE

A tomossíntese é uma técnica de reconstrução de cortes, com analogias com a TC, em que é usada uma série de aquisições (11 aquisições em 3 - 5 s) para reconstruir imagens tomográficas, a qualquer nível (Fig. 10.16). É uma técnica tomográfica de baixa dose que lembra as técnicas tomográficas com movimento da fonte de raios X e do filme.

Algumas aplicações potenciais da tomossíntese são a separação de estruturas sobrepostas através da visualização de múltiplos cortes, a identificação de nódulos e a reconstrução 3D de áreas limitadas. Embora se obtenha informação tomográfica com dose reduzida e possa haver alguma vantagem em relação à técnica de filme+ecrã, a tomossíntese é uma alternativa da TC muito pobre no que respeita a qualidade de imagem.

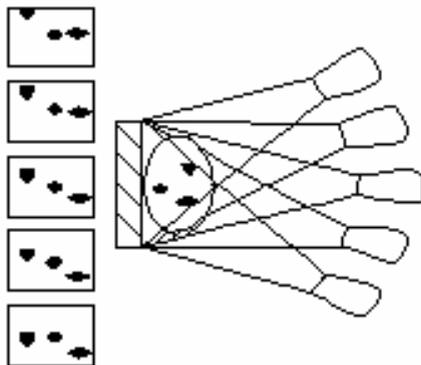


Fig. 10.16 – Representação esquemática do princípio da tomossíntese.

CAPÍTULO • XI

•

MULTIMODALIDADE

(Página deixada propositadamente em branco)

LISTA DE ABREVIACOES UTILISADAS

- TC - Tomografia computadorizada
- fMRI - Ressonância magnética funcional
- MRI – Imagens por ressonância magnética
- ME - Encefalografia magnética
- PET - Tomografia de emissão com positrões
- SPECT - Tomografia de emissão com fóton único
- ¹⁸FDG – Fluoro-desoxi-glucose marcada com ¹⁸F
- PACS – Arquivo de imagens e sistemas de comunicação («Picture archiving and communication system»)
- IMACS – Sistema de tratamento e comunicação de imagens («Image management and communication system»)
- WAN – Rede de grande área («Wide area network»)
- MAN – Rede de área Metropolitana («Metropolitan area network»)
- US - Ultrassons

I. Considerações gerais

O progresso científico e tecnológico das últimas décadas levou a um aumento substancial no número de técnicas de diagnóstico pela imagem, baseadas em propriedades da matéria viva. Cada imagem proveniente destas técnicas é um mapeamento de uma propriedade específica, atômica, molecular, estrutural ou metabólica, de uma região do corpo.

O uso de múltiplas modalidades de imagem para atingir o diagnóstico médico é hoje uma prática comum. Os sistemas biológicos são definidos por múltiplas variáveis e a informação fornecida por uma particular técnica de imagem diz respeito a um parâmetro específico que dificilmente representa a complexidade do sistema biológico. Além disso, as técnicas de diagnóstico pela imagem poderão ter limitações severas na transferência da informação. Estas limitações podem ser intrínsecas (resolução espacial em PET, sensibilidade em MRI), tecnológicas (resolução espacial dos US, resolução em

energia em SPECT) ou determinadas pela protecção do paciente (dimensão do pixel em TC, contraste em medicina nuclear).

Com algumas das técnicas mencionadas acima são obtidas correntemente imagens paramétricas tridimensionais, quer após aquisição directa, quer após reconstrução a partir de imagens bidimensionais. De facto, algumas das imagens médicas 3D são obtidas a partir de cortes 2D (com várias orientações, tipicamente axiais, sagitais ou coronais). Os cortes 2D são, geralmente, reconstruídos por retro projecção filtrada.

Em MRI, PET e TC espiral é, possível proceder à reconstrução directa a partir de aquisições 3D.

É aceite que as imagens 3D destas modalidades permitem ter um conhecimento mais claro das estruturas anatómicas e melhor compreensão das suas interrelações funcionais. Por relações funcionais entendem-se aquelas ligadas ao metabolismo, secreção, excreção e movimentos funcionais.

A certa altura pareceu lógico que poderiam advir vantagens como resultado da integração de conjuntos 3D de elementos de informação paramétrica obtidos a partir de diferentes modalidades, através de técnicas de software genericamente conhecidas por coregisto. Por exemplo, a fusão de informação funcional e morfológica iria oferecer uma dimensão fisiológica às imagens estruturais ou detalhe anatómico seria adicionado às imagens funcionais.

O coregisto é um método totalmente automático que executa o alinhamento, integração e visualização de dados contidos em dois conjuntos volumétricos diferentes.

Dois conjuntos de pontos adquiridos em aquisição 3D ou em imagens tomográficas (2D) são ajustados e colocados na mesma posição no espaço 3D. Estes conjuntos de dados volumétricos podem ser amostragens paramétricas do mesmo órgão, quer de diferentes modalidades, quer da mesma modalidade em tempos ou condições diferentes.

A resolução da imagem final é sobretudo definida pela pior resolução das duas aquisições.

Podem distinguir-se três tipos distintos de coregisto:

- Unimodalidade – quando as imagens são obtidas utilizando uma mesma técnica;
- Multimodalidade – quando as imagens são obtidas utilizando técnicas diferentes e obtidas em sistemas de imagem distantes;
- Multimodalidade integrada – as imagens provêm de técnicas diferentes mas são efectuadas num sistema integrado e mantendo o paciente exactamente na mesma posição.

Coregistros unimodalidade são efectuados com imagens obtidas em séries temporais, em diferentes protocolos e em diferentes indivíduos, utilizando uma mesma técnica. Exemplos são PET-PET e fMRI-MR.

Nos coregistros multimodalidade, em geral, funde-se informação anatómica com informação funcional. São correntemente utilizados para qualquer região anatómica. Exemplos são MRI-PET, MRI-SPECT e PET-TC.

A Multimodalidade integrada começa a ser uma prática generalizada com o PET/TC e PET/MRI.

Deve todavia ser realçado que, em geral, a informação dos estudos funcionais da medicina nuclear não representa a actividade funcional completa de um órgão, mas apenas um aspecto específico da mesma. Seria um erro grosseiro acreditar que, por exemplo, uma integração de um estudo de PET e outro de MRI iriam permitir uma análise completa do cérebro.

É de prever que, no futuro se tendam a fundir todas as imagens: anatómicas, funcionais, moleculares, histológicas, etc., utilizando três ou mais modalidades, sem integração total dos sistemas. A fusão multimodalidade terá assim de ser usada, na maioria dos casos retrospectivamente, com o apoio de software e de recursos de alinhamento.

II. COREGISTO DE IMAGENS MÉDICAS

O coregisto nas imagens médicas é designado por nomes diferentes, tais como sobreposição de imagens, multimodalidade, correlação de imagens, fusão de imagens, integração e ajuste de imagens. É um assunto multidisciplinar, visto englobar conhecimentos da medicina, física, matemática, psicologia, engenharia e informática.

No coregisto de imagens médicas usam-se algoritmos construtivos para definir características identificadas pelo utilizador, ponderadas de acordo com critérios estatísticos orientados para uma reconstrução paramétrica específica.

Na maioria dos casos o coregisto não é uma tarefa fácil. Diversos problemas foram identificados e um grande número de aproximações consideradas.

Os principais problemas técnicos do coregisto, observados no início da disciplina, estavam sobretudo relacionados com dificuldades de manusear grandes quantidades de dados, a inexistência de interfaces dedicadas, bem como de hardware apropriados para processamento de dados 3D, a inexis-

tência de métodos rigorosos e de confiança para estabelecer a correspondência entre conjuntos de dados e com a ausência de esquemas integrados de apresentar as imagens utilizando referências comuns ou unidades de visualização compostas. Graças ao aparecimento no mercado das unidades híbridas (TC/PET e TC/SPECT) algumas destas dificuldades foram ultrapassadas, ou atenuadas, mas é de prever que o assunto constitua um tema importante de pesquisa por muito mais tempo.

Alguns dos erros presentes nos dados das diferentes modalidades são factores de desalinhamento para o coregisto e têm de ser corrigidos. Os factores de desalinhamento mais importantes são diferenças na orientação das imagens, diferenças na geração das imagens (2D/3D), não linearidades dos equipamentos, variações de posição do doente entre os estudos e, em situações especiais, as diferenças naturais entre indivíduos.

Quando dados funcionais da medicina nuclear são integrados com informação estrutural, a má resolução especial, má estatística e dificuldade na detecção de contornos da primeira em comparação com a segunda, são limitações inevitáveis. Nos estudos do corpo ocorrem dificuldades adicionais para se obter uma correcta fusão de imagens pois os órgãos, particularmente os abdominais, sofrem substanciais mudanças de posição. A atribuição a um particular voxel de valores exactos de actividade, ou de coeficiente de atenuação média, quando simultaneamente movimentos e dinâmica biológica estão presentes, não é fácil. A MRI funcional, aparecida recentemente como uma potencial modalidade de imagem funcional, com melhores resolução espacial e temporal, poderá ultrapassar parte destas dificuldades, mas unicamente em algumas situações, dada a relativamente baixa sensibilidade da técnica.

O uso de mapas ou atlas destinados a corrigir o desalinhamento no coregisto de imagens mostrou não ser um método de aplicação geral.

Os artefactos de volume parcial tornam difícil a definição rigorosa dos limites de tecido em particular com as técnicas de baixa resolução.

622

Todavia, o acesso a bases de dados contendo atlas, exemplos típicos e casos de referência são, por regra, úteis apoios de diagnóstico.

Sempre que possível o valor dos diferentes métodos deve ser testado usando fantômas apropriados às situações reais típicas.

Numa aproximação muito geral, a integração multimodal foi classificada em duas metodologias principais:

- fusão primária, consistindo de simples sobreposição de imagens utilizando referências estereotácicas ou marcas fiduciais (máscaras da cabeça, cortes da cabeça, etc.) durante a aquisição, ou depois de transformação matemática e

- fusão secundária, na qual a combinação das imagens é executada depois do ajuste e processamento de dados 3D no computador, usando a identificação automática ou visual de referências previamente colocadas ou escolhidas.

Num domínio mais vasto, podem distinguir-se dois tipos de integração multimodal de informação: (a) combinação de informação morfológica recolhida através de diferentes modalidades de cariz anatómico ou funcional e (b) combinação de informação anatómica e funcional. É esta última situação que mais interessa no presente contexto.

Os campos de potencial interesse de aplicação médica do coregisto são a imagiologia de diagnóstico, planeamento de radioterapia, planeamento cirúrgico, ortopedia, simulação médica, ensino, etc.

Numa aproximação mais profunda, a metodologia completa do coregisto de imagens inclui, em geral, passos como a caracterização e registo dos dados, interpolação, segmentação de volumes de interesse e visualização.

O acesso aos conjuntos de dados é efectuado por sistemas diversificados de PACS/IMACS (Redes de banda larga, hardware de geração de imagens com interfaces ajustadas, hardware de armazenamento, estações de trabalho para visualização/processamento/registo, dispositivos de digitalização, sistemas de informação radiológico-hospitalar e ligações a WANs e MANs.

III. ASPECTOS TÉCNICOS

A caracterização dos dados tem a ver com a amostragem. Esta não é necessariamente uniforme e a distância entre cortes contíguos é frequentemente maior do que o lado do pixel.

O registo é a identificação das relações geométricas entre volumes (conjuntos de voxels) de diferentes modalidades no domínio estereotácico do objecto com detecção de semelhanças entre as duas modalidades.

Também se executa registo de conjuntos 2D. No registo, diversos aspectos têm de ser considerados: diferenças na orientação da aquisição nas modalidades consideradas, diferenças entre as diversas técnicas de imagem (por exemplo, aquisição 3D e 2D), distorções introduzidas pelos diferentes equipamentos e mudanças ocorridas nos pacientes entre os diferentes estudos. As técnicas mais usadas de registo são:

1 - As baseadas em referenciais (ou marcas de referência), («landmarks»), que podem ser de dois tipos, os referenciais artificiais (também

chamados externos ou extrínsecos) e os referenciais naturais (também chamados anatómicos, internos ou intrínsecos);

2 - As baseadas em operadores de transformação, que podem ser rígidos ou elásticos;

3 - As baseadas nas características das imagens. Estas podem subdividir-se nas limitadas ao pixel e nas baseadas em propriedades dependentes da situação em estudo; e

4 - As baseadas no utilizador.

As marcas de referência referidas em 1 são indicadores, ou pontos homólogos, que aparecem nas imagens a coregistar, definindo com rigor as posições relativas e permitindo a aplicação dos respectivos algoritmos.

As marcas de referência externas podem ser armações estereotácicas, marcações na pele e máscaras da estrutura em estudo. Os pacientes terão de manter estas referências entre os exames. São fáceis de introduzir nos algoritmos e permitem grande rigor, mas não são utilizáveis em todas as situações. As técnicas de registo utilizando marcas de referência externas são também chamadas de técnicas prospectivas.

Os referenciais internos podem aplicar-se em todas as situações e a sua aplicação não necessita praticamente de preparação. A introdução no coregisto pode ser complexa e a precisão depende do caso considerado. As técnicas de registo utilizando marcas de referência internas são também chamadas de técnicas retrospectivas.

Os operadores de transformação rígidos, referidos no ponto 2, são, em geral transformações simples, assentes em algoritmos pouco complexos e com um pequeno número de variáveis. São eficientes para o registo de objectos praticamente imóveis como é o caso da cabeça. Não utilizáveis no registo sujeito-sujeito ou registo de objectos deformáveis.

Os operadores de transformação elásticos são, em geral, algoritmos complexos e com muitas variáveis. Podem ser utilizados para o registo entre sujeitos e para registo de objectos deformáveis.

Uma das exigências destes operadores é que requerem métodos eficientes de extracção de características.

A segmentação no sentido mais lato significa identificar e classificar os componentes de uma imagem. Na prática é a selecção pelo utilizador de características anatómicas ou fisiológicas, ou de objectos artificiais, que são de interesse para a visualização ou análise da imagem. Os métodos de segmentação usam algoritmos sofisticados baseados em operadores específicos para a detecção de limites ou regiões e para a comparação com modelos. Os

métodos de segmentação podem ser baseados nos contornos, na região, em modelos ou híbridos. Exemplos de algoritmos usados na segmentação são Boundaries, LOG operator, Marr Hildreth-DOG operator e Canny-DROG operator. Em geral, três tipos fundamentais de fronteiras são considerados na segmentação das imagens médicas: contornos visíveis, fronteiras entre regiões anatómicas e fronteiras artificiais com interesse para o diagnóstico.

Interpolação é a operação de preenchimento de valores, de acordo com uma função de ajuste entre os dados amostrados da imagem. É sempre utilizada no processamento de conjuntos volumétricos de dados. Os métodos de interpolação mais usados são: o trilinear, o «spline» cúbico, o da melhor direcção e o baseado na forma.

Finalmente, a visualização assenta em dois pontos principais: o método de visualização usado e a estratégia de colocação das sombras. Os métodos de visualização podem ser orientados para o objecto ou para a imagem e são baseados numa filosofia de apresentação da imagem. As utilizadas com mais frequência usam a visualização de volumes, cortes, superfícies e projecções. A colocação de sombras geralmente necessita de uma classificação de superfícies em termos de níveis de cinzento, da definição da orientação da superfície e da iluminação e luz reflectida. O produto final é o resultado do método de visualização e da estratégia de colocação de sombras.

Como se referiu atrás, a integração multimodal implica o uso de técnicas de registo seguidas de um processo de fusão da informação. A motivação de integrar e usar simultaneamente dois ou mais conjuntos de resultados é, obviamente, a melhoria das probabilidades de diagnóstico correcto.

A visualização multimodal permite a combinação de informação proveniente de diferentes modalidades e a sua utilização por parte de diversos especialistas, contribuindo para a melhoria da capacidade de diagnóstico, do planeamento cirúrgico e do acompanhamento pós-operatório.

A informação obtida em medicina nuclear caracteriza o estado funcional ou metabólico de um dado órgão ou estrutura. Se dispusermos de uma técnica multimodal capaz de combinar esta informação com a proveniente de um exame morfológico tal com o de ressonância magnética nuclear ou de tomografia computadorizada, poder-se-á dispor de um exame funcional com um enquadramento anatómico mais preciso.

Há situações nas quais as potencialidades do coregisto são óbvias. No diagnóstico do cancro, a informação oferecida pelo PET ou SPECT pode ser muito útil, nomeadamente nos estágios iniciais porque, na sua evolução, os tumores apresentam alterações metabólicas antes de qualquer alteração mor-

fológica. Além disso, as modalidades estruturais (TC e MRI) podem perder a especificidade já que a hiperplasia reactiva origina alterações tecidulares que podem ser confundidas com tecido tumoral e patologias que envolvem tecidos que não os nodos linfáticos podem não ser detectados pelo TC/MRI se não ocorrem alterações estruturais.

É interessante analisar os pontos fracos e os erros inerentes à técnica de integração de dados multimodais.

Acredita-se que, um observador treinado face a um conjunto de imagens multimodais é capaz de integrar mentalmente as imagens através de um processo com algumas semelhanças ao descrito acima. O que fazemos no coregisto é a automação do processo de integração, de outro modo executado pelo cérebro, e na suposição de que pode auxiliar o observador a assimilar a enorme quantidade de informação disponível e melhorar a tomada de decisão. Os erros são inerentes ao processo de avaliação de imagens em qualquer modalidade e acredita-se que a fusão de imagens pode diminuir o erro global de observação.

Algumas questões podem ser levantadas: é o conteúdo de informação da imagem coregistada maior do que a soma dos conteúdos nas duas imagens integradas? É a incerteza de posição associada a uma dada imagem melhorada se lhe sobrepusermos uma segunda imagem, obtida independentemente e com outra técnica, mesmo quando a segunda tem melhor resolução espacial? Ou que, simplesmente, embora seja perdida informação no processamento dos dados, a informação restante está apresentada de tal maneira que a defectibilidade e as possibilidades de interpretação das imagens integradas aumentam? Estudos realizados indicam que a caracterização global das regiões de interesse através dos parâmetros utilizados nas duas técnicas pode ser melhorada nas imagens co-registadas convenientemente.

Foram estudadas simulações no computador utilizando fantasmas para a identificação e localização de marcas e a variância da localização do centróide de conjuntos de pontos, para diversas distribuições e diversos observadores em imagens de PET e MRI que mostraram o interesse do coregisto.

As capacidades da detecção visual de registos 3D deficientes efectuados em cérebros com PET (^{18}FDG) e imagens MRI foram avaliadas em 1996. São detectados 2 mm de erro de registo translacional segundo os eixos dos xx ou yy e 3 mm segundo o eixo dos zz. Quanto a erros de rotação são detectados ângulos de rotação de 2 a 4°.

Todavia, outra perspectiva pode ser menos optimista. Por exemplo, quando SPECT e CT são fundidos, pontos com incerteza de posição de 6-8 mm são combinados com outros com incerteza de 1-1,5 mm. Qual é a incerteza na imagem morfofuncional? Por certo não inferior aos valores referidos. A incerteza da posição de um ponto do SPECT em relação a um ponto do CT terá agora que considerar a propagação do erro sendo de 6,1-8,1 mm. Isto pode ser um ponto importante quando, por exemplo, se pretende a localização correcta de uma pequena área funcional de 1,5 mm.

Os pares de coregisto multimodal que foram já tentadas são: PET(SPECT)/MRI; MRI/fMRI; PET(SPECT)/CT; PET(SPECT)fMRI/US; PET(SPECT)fMRI/ME.

A integração de dados multimodais tem sido usada sobretudo em neurologia e oncologia. O coregisto 3D em estudos de activação utilizando MRI/PET e MRI/fMRI vieram dar uma nova dimensão ao mapeamento cerebral. A avaliação de neuro-transplantes tem sido realizada também usando estas técnicas. Outros exemplos de aplicações bem sucedidas do coregisto são: alinhamento de matrizes em estudos dinâmicos, definição de contornos para a correcção de atenuação em SPECT e no reposicionamento do doente em estudos seriados ou de «follow-up». Os estudos de PET com ^{18}F -FDG e CT ou MRI e SPECT com CT, têm no presente, e de longe, a maior contribuição nos estudos utilizando integração multimodal de dados.

As dificuldades descritas acima poderão ter um impacto menor nos novos sistemas integrando duas modalidades na mesma estrutura física, ou seja, com PET (ou SPECT) e CT, no mesmo referencial. Nestas circunstâncias são, pelo menos, criadas as condições para uma informação correcta das posições relativas das respostas das duas modalidades.

Assunto de um número elevado de publicações, nomeadamente em estudos recentes após o aparecimento de equipamento híbrido integrando PET ou SPECT e CT, o coregisto, como método de integrar, com rigor e através do computador, informação multimodal, é uma metodologia que promete uma grande penetração nas técnicas de diagnóstico pela imagem.

IV. METODOLOGIA

No processo de visualização multimodal, é necessário observar uma metodologia restrita, mas igualmente flexível, que consiste em 1 - registo multimodal dos dados, 2 - interpolação, 3 - segmentação dos volumes de interesse (VOIs) e 4 - visualização.

1- Registo multimodal

O registo multimodal é uma operação fundamental na combinação de imagens provenientes de diferentes técnicas e visa determinar as relações geométricas entre os diferentes conjuntos de dados, quer se tenha seleccionado previamente um volume de interesse, quer se pretenda manipular toda a informação disponível. O registo multimodal pode, como vimos, ser feito recorrendo a referenciais estereotácicos, quando se pretende obter uma orientação bem definida entre 2 exames provenientes de duas modalidades distintas ou, dentro da mesma modalidade, em tempos diferentes, sem para isso ter de utilizar algoritmos de registo complexo. Pode também ser obtido com recurso a marcas externas, através das quais se faz a correspondência entre um conjunto de pontos ‘chave’, visíveis em ambas as técnicas que se desejam combinar. Recorre-se, neste caso, ao método dos mínimos quadrados, com o qual se estabelece um factor de escala, S_c , uma matriz de rotação, R , e um vector de translação, T , que melhor sobrepõem o conjunto de marcas em cada uma das técnicas, por forma a minimizar S^2 .

$$S^2 = \sum_{i=1}^N \left\| p_i^* - S_c (R \cdot p_i + T) \right\|^2$$

A aplicação deste método é diversificada: foi utilizada no registo de informação de SPECT e RMN; a utilização de marcas externas constituídas por um agente líquido iodado de contraste e ^{18}F -fluor-deoxiglucose (^{18}F -FDG) foi proposta para o registo de exames provenientes de TC e PET.

Foi igualmente proposto um método de ajuste de superfícies ou ‘método da cabeça e chapéu’, que consiste num processo iterativo de registo tridimensional, baseado no ajuste de distâncias a uma superfície visível em ambas as modalidades que se pretendem combinar.

É usado, como critério de ajuste, a minimização da raiz quadrada média da distância entre a imagem de estruturas de interesse e a superfície escolhida. Ambas as superfícies são corrigidas tendo em conta a diferença de dimensões dos voxels de cada técnica, a resolução e possíveis erros de aquisição;

Outro método é o da determinação dos momentos geométricos. Este é um método de registo analítico que permite o tratamento das estruturas em estudo como superfícies ou volumes, e no qual é possível achar os parâme-

tros de rotação, translação e escala, de modo a sobrepor os dois exames, ou a gerar secções intermédias comuns; noutra aproximação é utilizado o critério de maximização da informação mútua (IM) para registo multimodal de exames de CT, RMN e PET. Neste método é assumido que, quando os volumes estão geometricamente alinhados, a informação mútua, ou a dependência estatística da intensidade entre voxels correspondentes, é máxima. Uma vez que não são feitas hipóteses sobre o tipo de dependência, o critério de maximização de IM é altamente independente do tipo de informação presente, além de permitir um registo automático, sem ser necessário fazer uma segmentação prévia da zona de interesse, ou outros passos de pre-processamento¹.

2 – Interpolação

A interpolação é uma operação importante na visualização multimodal, quando se pretende obter uma matriz de voxels isotrópica. Outros processos, também ditos de interpolação podem ser usados se desejar modificar as dimensões das imagens tomográficas obtidas por cada modalidade.

A operação de interpolação pode ser implementada em duas situações distintas:

- Depois de segmentado o volume de interesse;
- Utilizando todos os dados disponíveis, produzindo um volume global isotrópico.

A primeira destas situações está vocacionada para a interpolação de secções recorrendo a imagens binárias, que delimitem os contornos de uma região de interesse; a segunda adequa-se melhor a métodos que geram as imagens bidimensionais a partir do volume original. A desvantagem do último método prende-se com o facto de toda a informação ser considerada como necessária, o que exige um volume de dados superior à primeira.

Existem vários métodos de interpolação, nomeadamente, trilinear e spline cúbica. No entanto, um método mais robusto baseia-se na determinação da melhor direcção entre 2 pontos das secções tomográficas existentes.

¹ Alguns autores consideram o processo de interpolação como um dos passos do pre-processamento da informação obtida, tal como com a filtragem, por exemplo.

Considera-se para isso, o cálculo de uma função de semelhança $C(x, y, x', y')$:

$$C(x, y, x', y') = u_1 [I(x, y) - I'(x', y')]i + u_2 [D(x, y) - D'(x', y')]j + u_3 [\mathbf{q}(x, y) - \mathbf{q}'(x', y')]k + u_4 \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} l$$

onde que $I(x, y)$, $D(x, y)$ e $\theta(x, y)$ são, respectivamente, a intensidade, a magnitude do gradiente e a direcção do gradiente no voxel localizado em (x, y) e $I(x', y')$, $D(x', y')$ e $\theta(x', y')$, as mesmas funções no voxel localizado em (x', y') .

O quarto termo da fórmula é usado de modo a favorecer correspondências entre voxels vizinhos na secção de referência e na secção alvo. Os valores u_1 , u_2 , u_3 e u_4 são factores de ponderação, que o utilizador pode definir de maneira a atribuir pesos diferentes aos vários termos da fórmula. O valor de $C(x, y, x', y')$ é calculado para o voxel da secção de referência na posição (x, y) e todos os voxels da secção alvo compreendidos numa vizinhança de centro (x, y) e raio igual a 1,2 vezes o factor anisotrópico. Dentro dessa vizinhança, o voxel que apresentar menor valor de $C(x, y, x', y')$ é o escolhido. Uma vez achado o par de voxels, (x, y) e (x', y') , procede-se à determinação das intensidades dos voxels localizados nas intersecções desta recta com as secções intermédias por interpolação linear.

3 – Segmentação

O processo de segmentação de estruturas anatómicas é complicado e depende fortemente de cada uma das modalidades em presença no registo multimodal e da estrutura que se pretende segmentar. Embora possa ser implementado manualmente, a evolução desejada é a de que possa ser feito semi-automaticamente ou mesmo sem intervenção humana. Para isso, têm sido desenvolvidos algoritmos diversos que, para além de terem em atenção a técnica de diagnóstico e a estrutura em estudo, deverão ainda tomar como variáveis fundamentais a idade, o sexo, e alterações anatómicas e/ou funcionais que possam ser englobadas como variáveis iniciais do algoritmo de segmentação. Existem vários métodos possíveis de segmentação de estruturas biológicas. Os mais comuns são aquelas baseadas na:

- Utilização de atlas anatómicos, nos quais, através de uma série de transformações tridimensionais, rígidas e/ou não rígidas, feitas sobre as estruturas de referência descritas no atlas, se consegue estabelecer uma correspondência entre uma região observada e a estrutura padronizada.

- Análise de histogramas no qual se atribui uma janela de valores aos diferentes órgãos existentes no volume em observação. Em TAC isto faz-se atribuindo uma correspondência entre as unidades Hounsfield e cada estrutura. Em RMN existe um processo semelhante, no qual se estabelecem gamas de valores de T_1 e T_2 para os tecidos em estudo. Pode-se generalizar este conceito e criar intervalos bidimensionais de correspondência entre os dois tempos de relaxação e os vários tecidos orgânicos, o que ajuda a evitar sobreposições que indubitavelmente a uma dimensão aconteceriam com maior frequência.

- Determinação da normal a uma superfície. Para efeitos de segmentação segundo este método, existem operadores de detecção de gradiente que, geralmente abrangem uma vizinhança de cálculo de $3 \times 3 \times 3$ voxels em torno do voxel que está a ser calculado. Entre os operadores geralmente usados destacam-se: o operador 3D de Sobel, o operador de Zucker-Humme, o operador gaussiana e o operador de Tiede (que considera apenas os seis primeiros vizinhos do voxel considerado).

4 – Visualização

Inicialmente, a visualização das diferentes estruturas, quer na perspectiva anatómica, quer funcional, era feita separadamente, obrigando o especialista a associar mentalmente regiões anatómicas com zonas funcionais. Com a evolução dos métodos de visualização conseguiu-se facilitar esta tarefa, dispondo-se hoje de programas capazes de, sobre a imagem bidimensional de um volume anatómico, projectar a informação funcional correspondente.

Uma das metodologias de visualização de volumes visa determinar as superfícies que os limitam, recorrendo a múltiplos processos. Um deles consiste na obtenção das superfícies a partir dos seus contornos em cada uma das secções tomográficas, o que pode ser feito interactivamente ou recorrendo a algoritmos de detecção de fronteiras. A partir daqui, os contornos obtidos em secções contíguas são ligados, de maneira a obter-se uma estrutura 3D. Quando esta ligação é feita recorrendo a triângulos, o processo é denominado de triangulação.

Outro processo consiste na representação de superfícies constituídas por voxels que apresentam em comum a mesma intensidade ou nível de cinzento. Isto implica a perda de detalhes que se manifestam em dimensões da ordem do voxel. Outro método proposto substitui os cubos ou cubóides definidos pelos voxels por um número n (<5) de triângulos, dependendo este número das condições verificadas nos $2 \times 2 \times 2$ voxels vizinhos do voxel considerado. Deste modo obtém-se uma superfície bastante mais detalhada.

Para a visualização de uma destas superfícies, interessa determinar a posição e a orientação da normal em cada triângulo que a compõe ou em cada voxel. Neste último caso, toma-se em conta a característica nos voxels mais próximos. As propriedades de reflexão obtidas em cada um dos triângulos ou voxels são descritas por modelos de iluminação, como o modelo de Phong, por exemplo.

Outra metodologia de visualização tem sido desenvolvida, e baseia-se na ideia de «ray-tracing». A projecção 2D do volume observado faz-se tendo em conta a contribuição de todos os voxels existentes segundo a direcção de observação. A superfície visível de um objecto pode assim ser determinada especificando um valor de intensidade para um ponto sobre essa superfície ou definindo outro atributo, como seja, por exemplo, a opacidade do meio. Modelos de iluminação conjugados com informação sobre gradientes de intensidade são também utilizados neste método de «ray-tracing».

A visualização simultânea da morfologia e estado funcional da região em estudo faz-se recorrendo a vários algoritmos de computação gráfica. Os mais precisos são aqueles que, sem retirarem a percepção de profundidade, como acontece no caso de projecção por máximo de intensidade, permitem a visualização das regiões funcionais como se estas estivessem mergulhadas dentro das estruturas morfológicas, representadas semi-opacamente.

O diagnóstico, estadiamento e reestadiamento do cancro, bem como o planeamento e acompanhamento dos tratamentos do cancro têm tradicionalmente apostado nas imagens anatómicas com TC ou MRI. As modalidades anatómicas oferecem excelente detalhe anatómico e são indispensáveis nomeadamente no apoio de intervenções cirúrgicas. Todavia têm limitações no que se refere à sua capacidade de distinguir com rigor entre massas malignas e benignas. Os tecidos necróticos, de cicatrização e inflamatório não são facilmente diferenciáveis dos tecidos malignos através das imagens

anatômicas. As imagens moleculares obtidas com F¹⁸-deoxiglucose (FDG) baseadas na fixação marcadamente aumentada da glucose nas células tumorais com elevada actividade metabólica, fornecem imagens da distribuição corpo inteiro de FDG fosforilado. A utilização aumentada da glucose e, conseqüentemente, a fixação aumentada do FDG nas células tumorais é facilitada por: 1) Actividade aumentada dos transportadores de glucose das membranas celulares, 2) Aumento da actividade da hexokinase, e 3) Aumento da eficácia nos «shunts» hexose monofosfato.

Alguns estudos mostram que o coregisto PET/CT, quando integrados num sistema único aumenta as potencialidades de diagnóstico quando comparado com os resultados isolados das duas técnicas.

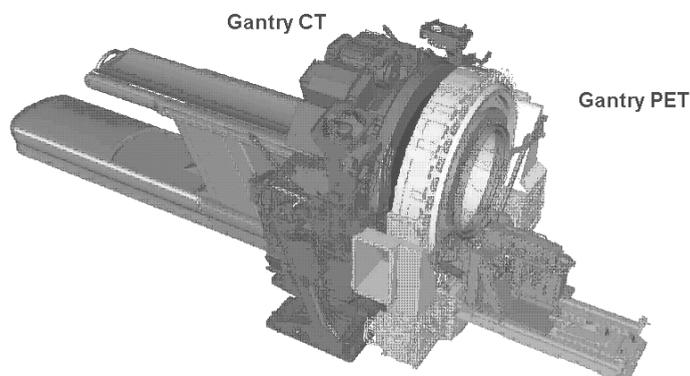


Fig. 11.1 – Sistema integrado PET-CT, mostrando as duas componentes.

VI. PACS

O enorme progresso da tecnologia dos computadores nos tempos recentes tornou possível o armazenamento e transmissão à distância de imagens médicas em formato digital. Um número considerável de sistemas comerciais são já disponíveis e em utilização em cadeias de hospitais, institutos e instituições científicas em numerosos países. Os sistemas PACS são geralmente centralizados num computador dedicado que tem acesso aos dados armazenados nos processadores de imagem digitais das diferentes modalidades de imagem e a capacidade de transferir estes dados, a alta velocidade, para consolas de visualização distantes, para dispositivos de arquivo de dados e para outros sistemas de computador localizados no hospital ou em locais distantes.

O sucesso do PACS é criticamente dependente da padronização e coerência dos protocolos utilizados na troca dos dados das imagens, entre os diferentes sistemas, uma característica que não existe, no presente, entre os diversos fabricantes (e até entre diversos modelos do mesmo fabricante).

As grandes vantagens do PACS estão relacionadas com factores de conveniência, aproveitamento de meios e facilidades de executar tarefas que só os métodos computacionais proporcionam.

CAPÍTULO • XII



**INTERACÇÃO DAS RADIAÇÕES IONIZANTES
COM OS MEIOS BIOLÓGICOS**

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

De um modo geral, chamam-se radiações ionizantes àquelas radiações capazes de produzir ionização em estruturas biológicas.

Os potenciais de ionização mínimos dos elementos existentes, em maior quantidade, nas estruturas biológicas variam entre cerca de 11 eV e cerca de 14 eV. Por exemplo, para o carbono, hidrogénio, oxigénio e azoto, são, respectivamente

$$\text{C} - 11,24 \text{ eV} \quad \text{H} - 13,54 \text{ eV} \quad \text{O} - 13,57 \text{ eV} \quad \text{N} - 14,24 \text{ eV}$$

e para algumas moléculas e radicais orgânicos

$$\begin{array}{lll} \text{CH}_4 - 13,12 \text{ eV} & \text{CH}_3^\bullet - 9,96 \text{ eV} & \text{C}_2\text{H}_4 - 10,56 \text{ eV} \\ \text{C}_2\text{H}_2 - 11,42 \text{ eV} & \text{C}_2\text{H}_6 - 11,62 \text{ eV}. & \end{array}$$

Estes valores são as energias mínimas necessárias para ionizar os átomos, ou estruturas, mencionados.

Como veremos adiante, a energia média cedida pela radiação aos meios biológicos por par de iões produzido ($\approx 34 \text{ eV}$), é bastante maior do que os potenciais de ionização acima indicados. Isto deve-se ao facto deste valor médio incluir, para além da energia dispendida a produzir a ionização, a energia dispendida a provocar excitações atómicas e moleculares.

Partículas carregadas ou neutras, com elevada energia cinética, como as partículas α , β e os neutrões, e radiação electromagnética de pequeno comprimento de onda, como a radiação γ e X, são radiações ionizantes.

A quase totalidade da ionização produzida pela acção dos fotões X e γ é originada por electrões secundários que são libertados nas interacções dos fotões com átomos do meio. Assim, e contrariamente às partículas carregadas, a radiação electromagnética não é directamente ionizante.

No espectro das radiações electromagnéticas os comprimentos de onda e as energias correspondentes aos fotões mais energéticos são:

Quadro 12.1 - Comprimento de onda e energia dos fótons mais energéticos.

Radiação cósmica	$< 10^{-11}$ cm	$< 12,4$ MeV
Radiação g	$10^{-8} - 10^{-11}$ cm	12,4 KeV - 12,4 MeV
Raios X	$10^{-7} - 10^{-11}$ cm	1,24 KeV - 12,4 MeV
Raios U.V.	$4 \times 10^{-5} - 1,4 \times 10^{-6}$ cm	3,1 - 88,7 eV

Os raios ultravioletas (U.V.) de maior energia (~90 eV) possuem já energia suficiente para excitar e ionizar átomos e moléculas nas estruturas biológicas. O comprimento de onda que corresponde a 14 eV, potencial de ionização das moléculas orgânicas é

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad 12.1$$

$$= 6,627 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10} \times (14 \times 1,6 \times 10^{-12})^{-1}$$

$$= 8,87 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

que corresponde a U.V. remoto

Para fins de diagnóstico com raios X, estamos interessados em fótons no intervalo de 20 KeV a 150 KeV, que são, obviamente, radiações ionizantes.

II. ASPECTOS GERAIS DA ACÇÃO DAS RADIAÇÕES

Na substância viva, as interacções físicas dos diversos tipos de radiação com a matéria são o primeiro estágio de uma série de fenómenos que conduzem a alterações biológicas cuja manifestação pode ocorrer muito tempo depois da interacção.

A radiação cede energia aos átomos do meio, desencadeando uma sequência de fenómenos físicos, químicos e biológicos complexos, com consequências diversas, que incluem lesões celulares e tecidulares com possíveis manifestações patológicas.

A parte da biologia que estuda essa cadeia de fenómenos, desde a interacção física inicial até às consequências biológicas extremas, chama-se radiobiologia. É um ramo peculiar da biologia, em que a aquisição de informação, sobretudo nos processos iniciais e intermediários da cadeia, se reveste de grande dificuldade.

Devido à sua complexidade, não se conhecem ainda, em pormenor, alguns dos fenómenos físico-químicos desencadeados nas moléculas biológicas, após a irradiação.

A desproporção entre a energia transferida e as consequências biológicas realça esta complexidade. Quando radiação ionizante produz uma irradiação mortal num animal, a totalidade da energia cedida, se completamente transformada em calor, elevaria a temperatura do animal simplesmente de alguns milésimos de grau. Por exemplo, nestas condições, uma irradiação uniforme de uma massa de água com 10 Gy (10^3 rad ou, ainda, $2,38 \times 10^{-3}$ cal/g), que seria mortal num ser humano, eleva a temperatura da água de $2,38 \times 10^{-3}$ °C.

Embora pequena, a energia transferida por irradiação com radiação ionizante, tem notáveis consequências, pois é libertada a nível molecular. É nesta perspectiva que devemos encarar a energia libertada. Calculemos a elevação de temperatura que sofreria uma molécula isolada, por exemplo de hemoglobina, se a energia libertada, na interacção com radiação ionizante, se transformasse em calor. Suponhamos que ocorre efeito fotoeléctrico com um electrão K do átomo de ferro. A massa molecular da hemoglobina é 64 500 dalton, ou seja, 10^{-19} g, aproximadamente, por molécula. A energia da camada K do átomo de ferro é 1,27 KeV, então,

$$E_{\text{abs}} = \frac{1270 \times 1,6 \times 10^{-19}}{4,18} \quad 12.2$$

$$= 4,86 \times 10^{-17} \text{ cal}$$

Então, considerando 0,8 cal/g/°C o calor específico da hemoglobina¹, vem

$$\mu = E_{\text{abs}}/M\Delta t \quad 12.3$$

e

$$\Delta t = \frac{4,86 \times 10^{-17} \times 0,8}{10^{-19}}$$

$$= 388,8 \text{ °C.}$$

Resultado algo artificial pois, além das outras aproximações, ignora que, nos primeiros passos, transformações de energia sem elevação local de

¹ - O calor específico das hemácias a 15 °C é 0,77 cal/g/°C.

temperatura poderão ocorrer, como emissão de luz de fluorescência. No entanto, este exemplo realça bem a diferença entre os efeitos local e global.

Fundamentalmente, para caracterizar fisicamente as interacções da radiação ionizante com a matéria, interessa conhecer :

- 1- A intensidade do feixe de radiação ou a sua fluência;
- 2- O seu espectro de energia;
- 3- A geometria do feixe;
- 4- A quantidade de energia que é libertada em cada ponto do material irradiado.

Na perspectiva médica é particularmente importante conhecer:

- 1- Os níveis de irradiação susceptíveis de causar dano no homem.
- 2- As doses que, com um risco calculado, os trabalhadores com radiações ionizantes poderão receber.
- 3- Os efeitos da interacção para fins terapêuticos.

O progresso da radiobiologia obriga ao conhecimento exacto da energia cedida, do modo como esta é cedida ao material biológico e dos seus efeitos moleculares e biológicos. A dosimetria das radiações tem a seu cargo os dois primeiros estágios deste processo no que respeita às bases teóricas e aplicações práticas.

III. FENÓMENOS FÍSICO-QUÍMICOS ELEMENTARES DURANTE A IRRADIAÇÃO DO MATERIAL BIOLÓGICO

1 - Aspectos gerais

640

Imediatamente após a acção da radiação ionizante sobre as moléculas constituintes das estruturas biológicas ocorre um conjunto complexo de fenómenos que se seguem à ionização ou à excitação.

A ionização resultante da interacção da radiação sobre a matéria (ionização física) produz iões e radicais altamente instáveis. É um processo radicalmente distinto da ionização que ocorre como resultado da tendência espontânea dos átomos de complementarem a última camada electrónica, por perda ou cedência de electrões (ionização química) e que leva à formação de iões estáveis.

Na ionização física, o átomo atingido passa a um estado energético superior ao fundamental, por aumento da energia potencial de um dos seus electrões, num intervalo de tempo da ordem dos 10^{-17} a 10^{-15} s. Só este tipo de ionização, que produz iões com valências livres, pode desencadear os fenómenos físico-químicos elementares que descreveremos adiante.

Qualquer molécula de uma célula ou de um fluido biológico, com um dos seus átomos atingido pela acção da radiação, pode transformar-se numa molécula excitada, ou num ião, com alta instabilidade e grande reactividade química.

As moléculas nestes estados, que apresentam tempos de vida muito curtos, tendem a adquirir a estabilidade à custa de vários processos, como alterações da própria estrutura molecular, reacções químicas com moléculas ou radicais do meio ou, ainda, captura de electrões livres.

Citemos algumas possibilidades concretas referentes ao comportamento destes iões, ou estruturas moleculares, em estados excitados:

1.1 - Dissociação espontânea

Consideremos o caso do butano. Irradiando este gás ocorre a formação do ião radical $C_4H_{10}^+$, de acordo com a reacção



Um ião ou radical² livre pode sofrer dissociação espontaneamente, em geral, por diversos processos.

No caso da reacção da Eq. 12.4 o ião cinde-se espontaneamente de acordo com a Eq. 12.5



Qualquer dos produtos de reacção formados poderá originar novas reacções.

O radical CH_3^\bullet possui um electrão livre e é muito reactivo. O ião produto de reacção, $C_3H_5^+$ é também instável.

² Chama-se radical, a um átomo ou agrupamento de átomos em que existe uma camada electrónica não saturada, ou um electrão não emparelhado - uma valência livre.

1.2 - Transferência de carga

Considere-se uma molécula A que é transformada no ião A^+ por ionização. Se no meio onde se encontram as moléculas A existem outras B com potencial de ionização menor pode ocorrer a reacção



Após a formação de um ião complexo, a molécula A retira um electrão de B, ficando esta ionizada.

Um exemplo desta reacção é o chamado fenómeno de auto-extinção que ocorre nos tubos de Geiger-Müller. Na mistura gasosa de um tubo G.M. de argon/cloro (2%) são, com grande probabilidade, os átomos de argon os atingidos. No seu percurso para o cátodo ocorre transferência de carga



pois a molécula de Cl_2 tem menor potencial de ionização.

Da colisão dos iões cloro com o cátodo não resulta emissão de radiação que produza descarga contínua no tubo.

1.3 - Reacção com iões negativos

Um ião positivo obtido por ionização física pode capturar um electrão livre ou reagir com um ião negativo. Em qualquer dos casos a quantidade de energia libertada durante a neutralização (que é da ordem de grandeza da energia necessária para produzir a ionização), é, em geral, suficiente para provar a dissociação imediata, da molécula resultante. Formam-se dois radicais livres não carregados que vão originar novas reacções.

642

É o exemplo do buteno ionizado quando reage com um electrão



O radical H^\bullet pode reagir com outra molécula



Outras reacções possíveis impedem a propagação da reacção em cadeia.

1.4 - Reacção com moléculas

O ião positivo exerce uma força de atracção electrostática nas moléculas neutras vizinhas polarizadas.

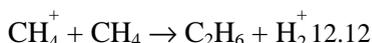
Este facto aumenta a probabilidade da reacção dos iões positivos com moléculas não carregadas.

Estas reacções, cuja descoberta é recente, podem ter bastante importância nos sistemas orgânicos.

Exemplos:



ou



No processo inicial de ionização com formação de um ião positivo, cujas reacções temos estado a estudar, há também a libertação dum electrão. Esse electrão poderá ser suficientemente energético para provocar novas interacções no meio. Poderá ocorrer uma reacção do tipo da última que observámos, quando o electrão é capturado por uma molécula. O ião negativo que se forma sofrerá dissociação ou irá entrar em nova reacção com moléculas vizinhas.

2 - Excitação

É sabido que a energia de ionização média no ar é de 34 eV.

Este valor obtém-se dividindo a energia que a radiação ionizante liberta no ar pelo número de ionizações produzidas.

Para a água e tecido mole, a energia média de ionização é também, aproximadamente, 34 eV.

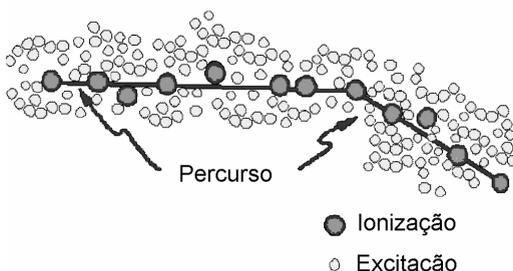


Fig. 12.1 – Esquema do percurso de uma partícula carregada num meio. De salientar o grande número de excitações ocorridas quando comparado com o número de ionizações.

Ora sabe-se que para se ionizar uma molécula de H₂O ou material biológico são necessários cerca de 14 eV. Deste modo, cerca de 20 eV (ou seja, 34 - 14 = 20 eV), mais de metade da energia dissipada por ionização, é utilizada em excitações, isto é, vai originar a passagem de electrões para níveis mais energéticos mas ainda sob a acção do núcleo. Existe disponível um grande número de níveis de excitação atómica e molecular com energia inferior aos potenciais de ionização. O percurso de uma partícula carregada num meio biológico deve assemelhar-se ao esquema apresentado na Fig. 12.1.

Quando um átomo de uma molécula fica excitado, as distâncias inter-nucleares não variam de modo apreciável, mas, o facto de um electrão passar do estado fundamental para um nível de maior energia, modifica a configuração electrónica da molécula.

Esta modificação pode, em certos casos, fragilizar as ligações e ter efeitos consideráveis sobre as moléculas.

Noutros casos, a excitação é a origem de reacções químicas das quais a energia é total, ou parcialmente, utilizada.

Numa molécula, ao dar-se o reajustamento dos níveis electrónicos, não ocorre, em regra, a emissão de fotões, sendo a energia absorvida transformada em energia de vibração e rotação moleculares que vai, ou distribuir-se pelas diversas ligações interatómicas e originar a fractura da molécula, Eq. 12.12, ou ser comunicada a outra molécula, produzindo a sua dissociação, Eq. 12.13.

Quando a energia de excitação da molécula A é superior à diferença entre as energias de ligação de AB e BC pode ocorrer a reacção da Eq. 12.14.



Poderá ocorrer uma simples transferência de energia de excitação



Se a energia da excitação de A* é superior ao potencial de ionização de B, poderá ocorrer a ionização desta



Em resumo, a excitação molecular produzida pela radiação ionizante ocorre com maior probabilidade que a ionização e pode desencadear processos que apresentam semelhanças com os que ocorrem na ionização.

3 – Interação e cedência de energia

Os mecanismos de interação acima estudados envolvem a cedência de energia ao meio. A probabilidade de ocorrência de um particular tipo de interação, bem como a fracção da energia absorvida pelo meio e o modo como é aí dispersa, dependem do tipo e energia da radiação assim como das características do próprio meio.

Numa colisão pode ser produzida, de início, um só par de iões, como na interação com fotões, mas o electrão ejectado tem, em geral, energia cinética suficiente para produzir um rasto de novas ionizações ao longo de um percurso que se estende, muitas vezes, até distâncias consideráveis.

Ionização específica é o número de pares de iões gerados por unidade de comprimento de percurso de uma partícula, num dado meio.

Quando a atenção é focada no meio absorvente, como nos casos da radiobiologia e da protecção contra as radiações, interessa sobretudo conhecer a densidade de absorção de energia pelo meio durante o percurso das partículas. A transferência linear de energia (TLE) é uma medida da densidade espacial de absorção de energia. É a energia média transferida pela partícula como resultado de colisões com electrões (ionizações e excitações) por unidade de distância percorrida. Em dosimetria das radiações a TLE é a quantidade física que especifica a qualidade da radiação em termos de eficiência biológica relativa.

IV. EFEITOS BIOLÓGICOS DAS RADIAÇÕES

Quando falamos de efeitos biológicos das radiações referimo-nos, em especial, aos mecanismos básicos de dano sobre os seres vivos. A ocorrência dos danos que associamos, muitas vezes, a alterações no código genético das células, resultam de processos que sucedem em simultâneo com outros com consequências biológicas menos importantes mas bastante mais prováveis.

Quando a radiação incide sobre um sistemas biológico pode atravessar o sistema sem ceder energia, não tendo quaisquer consequências biológicas, ou ser total ou parcialmente absorvida, produzindo, ou não, dano.

Ainda, no caso de ser produzido dano, este pode ser reparado ou, com forte probabilidade, originar a morte da célula que será posteriormente substituída.

Em termos gerais, os fenómenos elementares primários que estudamos, podem desencadear alterações, após tempos mais ou menos longos, que se situam quer ao nível celular quer ao nível dos órgãos ou mesmo de todo o organismo. Estas alterações podem ser funcionais ou morfológicas.

As alterações funcionais caracterizam-se por uma diminuição na actividade da matéria viva: diminuição na secreção de uma glândula, perda da contractilidade muscular, esclerose do tecido conjuntivo, etc. Estas constituem as primeiras reacções do organismo à acção da radiação e começam a surgir, geralmente, para doses pouco elevadas.

As alterações morfológicas atingem a estrutura íntima da substância viva. Ao nível celular, o protoplasma, o núcleo ou os diversos organelos banhados no citoplasma, podem ser lesados. As alterações estruturais podem ser mais ou menos graves; em geral, deixam traços e podem provocar, por inibição de certas funções essenciais, a morte imediata ou à distância, da célula.

As funções metabólicas podem ser modificadas ao ponto de a célula se tornar incapaz de efectuar as sínteses que são necessárias à sua vida própria, originando-lhe a morte após um prazo mais ou menos longo.

Uma agressão menos severa destas mesmas funções pode cancelar os processos de síntese que procedem à divisão celular, fazendo-a perder toda a sua capacidade de reprodução.

À escala do organismo, as alterações que se manifestam são o somatório das lesões elementares bem como das modificações que surgem ao nível das substâncias intercelulares.

1 - Características fundamentais dos efeitos biológicos das radiações

Interessa considerar as características mais importantes dos efeitos biológicos das radiações ionizantes. Podemos considerar que estas características são: a) Polimorfismo; b) Não especificidade; c) Tempo de latência; d) Possível reversibilidade/irreversibilidade; e) Transmissibilidade / intransmissibilidade; f) Existência ou não de limiar.

1.1 - Polimorfismo

Os efeitos biológicos induzidos pela radiação ionizante são de natureza extremamente variável, e dependentes do órgão atingido, da dose administrada, das condições de irradiação, etc.

1.2 - Não especificidade

Os efeitos biológicos induzidos pela radiação ionizante podem ser provocadas por outras causas, para além das radiações.

Critérios etiológicos e estatísticos permitem estabelecer relações de causa e efeito entre irradiação, ou acção de outros agentes de agressão, e as mesmas lesões. Isto aplica-se sobretudo para doses elevadas.

Tratando-se de pequenas doses de radiação ionizante, esta relação não pode ser estabelecida.

Esta não especificidade é geral quer se trate de efeitos somáticos ou de efeitos genéticos.

1.3 - Tempo de latência

Decorre sempre um certo tempo de latência entre o momento da irradiação e o do aparecimento das lesões.

Os «tempos de latência» são variáveis, mas são sempre muito superiores às ínfimas fracções de segundo, no decurso das quais se desenrolam os fenómenos físicos e bioquímicos imediatos à irradiação.

Quando a acção da radiação é maciça e instantânea, este tempo de latência pode reduzir-se a alguns minutos ou algumas horas, no que respeita ao aparecimento dos primeiros efeitos, podendo advir a morte em alguns dias ou semanas.

As lesões que se seguem às irradiações de intensidade média e às irradiações crónicas apresentam, geralmente, tempos de latência longos: vários meses para a anemia, anos para a indução de outras afecções cancerosas.

A título de exemplo, as estatísticas que se referem aos irradiados de Hiroshima e Nagasaki mostram uma frequência anormal de leucemias entre o sexto e o décimo segundo anos após as explosões atómicas.

1.4 - Possível reversibilidade/irreversibilidade

Em certos casos, os efeitos biológicos produzidos por radiação ionizante, apresentam características de reversibilidade. Quando são induzidas alterações funcionais, verifica-se serem temporárias, sendo seguidas de uma restauração mais ou menos total.

A nível celular, este poder de restauração parece relacionado com a faculdade da célula poder reformar certos edifícios moleculares que entram na sua estrutura.

Outras estruturas são, segundo parece, demasiado complexas e especializadas para que a célula possa ressintetizá-las e o seu dano determina efeitos irreversíveis.

Deste modo, a restauração intervém em todas as escalas, havendo lesões susceptíveis de restauração parcial, outras de restauração total e ainda outras, como a necrose e as afecções cancerosas, totalmente irreversíveis.

1.5 - Intransmissibilidade/Transmissibilidade

A maior parte das lesões devidas à acção das radiações afectam uma célula ou um organismo mas não se transmitem às células ou organismos que deles derivam por divisão ou reprodução assexuada.

É necessário, portanto, destacar e considerar como particularmente graves, certos danos da estrutura celular que são transmissíveis de célula a célula e se manifestam pela anarquia da função reprodutora (afecções cancerosas) assim como as lesões do património hereditário, transportado pelas células reprodutoras, que propagam as anomalias na descendência do ser irradiado.

Assim e de um modo geral, os efeitos da radiação podem ser classificados em duas grandes categorias os efeitos somáticos e os efeitos genéticos. Os primeiros dizem respeito a acções sobre células do soma e os segundos sobre as células responsáveis pela transmissão das características da espécie. No primeiro grupo, a indução de cancro é o processo mais importante.

1.6 - Existência ou não existência de limiar

Quando se estudam as relações entre doses de radiação e efeitos biológicos, constata-se que certos efeitos, para aparecerem, exigem que a dose seja superior a um certo limiar (dose limiar). Abaixo da dose limiar existe um risco mínimo de aparecimento deste efeito.

Um eritema só se manifesta na palma da mão a partir de determinadas doses, naturalmente variáveis de indivíduo para indivíduo, mas que se situam sempre acima de 2 Sv (200 rem). A irradiação total do organismo só pode provocar a morte, com uma probabilidade significativa, para doses superiores a 2 Sv.

Para provocar uma anemia por diminuição do número de glóbulos vermelhos do sangue é necessário uma dose superior a 1 Sv (100 rem).

A existência de um limiar para um dado efeito não significa que não ocorram acções nocivas, para outros efeitos, quando a dose seja inferior a esse limiar. O eritema transitório tem como limiar 2 Sv na pele, mas poderá ocorrer a formação de opacidades no cristalino para doses de 500 mSv.

Por outro lado, doses muito acima do limiar poderão desencadear efeitos muito mais severos. Com 20 Sv na pele pode ocorrer ulceração secundária.

Mesmo para doses muito pequenas há sempre fenómenos de ionização, com as suas consequências químicas e biológicas. Nestes casos os efeitos biológicos não se manifestam, ou porque a restauração no próprio seio da célula actua com intensidade bastante para que nenhum dano na vida celular se manifeste, ou porque as células que morrem são substituídas por células jovens, formadas por divisão celular. Os efeitos produzidos pela ocorrência de morte celular são fisiológicos desde que não seja excedido um certo limite correspondente à capacidade de reposição.

Estes efeitos onde é claramente definido um limiar são chamados efeitos determinísticos. São efeitos que se tornam aparentes pouco tempo depois da irradiação e incluem morte, indução de cataratas, eritema, síndrome da radiação, esterilidade, epilação (perda de cabelo), etc.

Há outros efeitos, os chamados efeitos estocásticos para os quais, pelo contrário, não é fácil afirmar ou negar a existência de limiar. São os mais importantes no que respeita à gravidade dos efeitos e incluem a indução de cancro, as alterações genéticas e o encurtamento do tempo de vida.

Admite-se que estes efeitos possam ocorrer com a aplicação de doses muito pequenas, ser iniciados por uma única célula modificada e ter uma probabilidade de ocorrência que aumenta com o aumento da dose.

É contudo muito difícil obter informações absolutamente seguras quando se experimenta com doses muito pequenas, porque muitas outras causas podem provocar efeitos idênticos aos da radiação aplicada e com uma frequência que é da mesma ordem de grandeza. Nestas condições a estatística dificilmente conduz a resultados significativos.

Quando é possível estabelecer-se a curva que relaciona a frequência de aparecimento de um dado efeito com a dose, para um domínio de valores suficientemente grande, pode, em certos casos, tentar obter-se por extrapolação indicações sobre a existência ou não de limiar.

Quando a curva é simples (uma recta, por exemplo), o facto de seu prolongamento cortar o eixo das abcissas (dose administrada) na origem ou num ponto de valor positivo, tornaria no primeiro caso possível a ausência de limiar e no segundo caso a sua existência (Fig. 12.2).

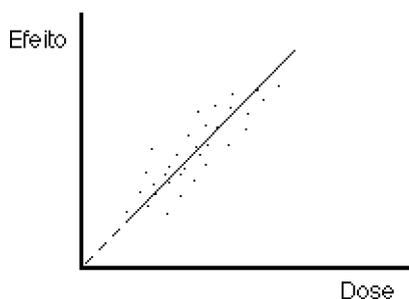


Fig. 12.2 – Curva efeito-dose. A tracejado, a parte extrapolada da curva.

No presente, a hipótese de que os efeitos genéticos se produzem sem limiar ganhou algum terreno. As opiniões são muito mais cautelosas no que respeita à indução de leucemias ou de cancros pelas radiações, pois nenhuma observação permite afirmar com segurança suficiente a existência, ou não, de um limiar para esses efeitos.

É de grande interesse saber se dada lesão pode ser ou não devida a irradiação inferior a uma dada dose. Quando se tem este conhecimento, pode ser estabelecida uma relação de causa-efeito para doses superiores ao limiar.

Acidentes cutâneos, por exemplo, não podem ser devidos a uma dose de 0,2 Sv (20 rem) administrados na pele. Quando, pelo contrário, são administradas doses superiores a este valor e nenhuma outra causa pode ser razoavelmente evocada, é lógico atribuir a lesão à acção das radiações ionizantes.

É necessário notar também que os efeitos que se supõem ser sem limiar são afecções que aparecem com uma certa frequência natural em toda a população que não é atingida por nenhuma irradiação artificial.

Se todos os elementos de uma população são irradiados com uma certa dose e se verifica que a frequência de aparecimento do efeito aumenta com significado estatístico, pode-se concluir que, para um indivíduo irradiado a probabilidade de ser atingido cresce com a dose, mas pode ser difícil estabelecer no plano individual uma relação de causa e efeito e afirmar que a afecção de que sofre é devida à radiação.

Como vimos, as radiações podem atingir as células que constituem o nosso corpo individualmente, o soma, ou as células que são destinadas à reprodução.

No primeiro caso desencadeiam danos que constituem os efeitos somáticos, no segundo as lesões só se manifestam na descendência do indivíduo irradiado, constituindo os efeitos genéticos.

Os efeitos somáticos podem revestir-se de toda a espécie de formas porque as radiações podem atingir todos os órgãos e todas as funções do organismo. Há contudo alguns dentre eles que apresentam um maior interesse, devido à importância e à radiosensibilidade dos tecidos lesados.

No sangue circulante só os linfócitos são sensíveis a doses pequenas ou médias de radiação. Tipicamente não são observadas alterações no sangue para doses inferiores a 0,5 Sv. Os órgãos sanguiformadores, pelo contrário, são facilmente lesáveis, quer por destruição quer por dano nas estruturas que regem o ritmo da divisão celular.

No primeiro caso segue-se uma diminuição temporária ou definitiva da formação dos glóbulos que deveriam chegar regularmente ao sangue circulante originando-se anemia e leucopenia.

No caso de lesão de certas estruturas, pode surgir proliferação anormal de glóbulos brancos, ou seja leucemia, que pode ser comparada a um cancro dos órgãos hematopoiéticos.

Ao nível da pele, as radiações podem provocar simples modificações funcionais, tais como o eritema. Quando surgem modificações estruturais, a epiderme ou a derme são atingidas, como no caso das queimaduras térmicas. Em geral, estas lesões só se manifestam depois de um tempo de latência que, consoante os casos, varia de alguns dias a semanas.

Muitas vezes, necroses comparáveis às que aparecem nas queimaduras por ácidos surgem e a cicatrização só é possível após eliminação dos tecidos mortos.

Podem ocorrer lesões cancerosas nas superfícies cutâneas anteriormente irradiadas. Os tempos de latência são sempre muito longos, geralmente dezenas de anos.

As mucosas e o pulmão constituem juntamente com as gónadas e embrião outros tecidos de grande radiosensibilidade.

Ainda assim a radiação pode ser considerada um carcinogéneo pouco potente, pelo menos quando comparado com alguns agentes químicos.

A probabilidade de indução de cancro é função da dose. Não há evidência de quaisquer efeitos cancerígenos abaixo de 0,1 Sv (10 rem).

2 - Modos de acção elementares

Na perspectiva de um modelo de agressão celular pela radiação ionizante, as células dos mamíferos podem considerar-se como suspensões aquosas diluídas. Deste modo, as lesões celulares podem ser determinadas

por dois mecanismos distintos: uma acção directa da radiação ionizante sobre moléculas, grupos de moléculas ou estruturas intracelulares de grande importância biológica; uma acção indirecta, ligada aos fenómenos físico-químicos que são consequência mais ou menos imediata da acção da radiação ionizante sobre outras moléculas do meio intra e extra celular, particularmente a água.

Os efeitos da radiação, directos ou indirectos, são aleatórios, devendo, em princípio, poder ser analisados pelas leis da probabilidade.

Os efeitos biológicos da radiação podem, no entanto, ser estudados a vários níveis da organização biológica como se observa no Quadro 12.2.

Quadro 12.2 - Nível de organização biológica/dano

Nível	Dano
Molecular	ADN, Proteínas (Enzimas), etc
Submolecular	Membranas celulares, Cromossomas
Celular	Inibição da divisão celular, Perda de função
Tecido/Órgão	GI, Hematopoietico, SNC
Animal total	Morte , Cancro
População	Genético

Como vimos (Quadro 5.1, Cap. V) a escala de tempo da acção da radiação ionizante, a nível dos fenómenos físico-químicos elementares, incluindo absorção de energia, ionização ou excitação e alterações moleculares (por acção directa e indirecta) situa-se entre 10^{-17} e 10^{-5} segundos. A acção biológica iniciada neste intervalo de tempo continua-se com o aparecimento de lesões moleculares precoces e alterações a nível da célula, com duração de segundos a horas e efeitos observáveis como morte celular, cancro, efeitos genéticos e morte do organismo com duração de horas a anos.

2.1 - Acção directa

A acção directa refere-se aos efeitos que ocorrem quando a radiação atinge directamente moléculas ou microestruturas de importância vital para as células. É normalmente descrita com base na teoria do alvo.

A teoria do alvo é o desenvolvimento matemático da acção directa, com alguma base experimental, mas sem tomar em consideração os mecanismos biológicos da destruição celular. A teoria do alvo assenta em dois postulados:

- A natureza estatística da deposição da energia e
- A existência de uma relação directa entre o número de lesões e o efeito biológico final.

Uma dificuldade inerente a este método é relacionar os efeitos biológicos com causas físicas ou químicas específicas.

Segundo a teoria do alvo, a probabilidade de aparecimento de determinados fenómenos radiobiológicos é função da probabilidade de que o acontecimento físico primário tenha ocorrido em determinadas zonas da célula. Cai-se na definição de zonas sensíveis na célula, que correspondem, afinal, às estruturas vitais já referidas.

O número de moléculas atingido, relativamente ao total existente na célula é, em geral, muito pequeno, mas os seus efeitos poderão ser importantes tratando-se de enzimas ou moléculas constituintes de genes ou cromossomas.

É sabido, por exemplo, que para alguns enzimas celulares, o número de moléculas numa célula é mínimo, limitado a algumas unidades, sendo, no entanto, decisiva a sua acção. A inactivação das moléculas do enzima poderá afectar irremediavelmente a função em que estas participam. A probabilidade de uma determinada molécula ou estrutura ser atingida aumenta com o seu volume.

O ácido ribonucleico, com massa molecular de 6 a 8×10^6 u.a. e um papel primordial na vida celular é, assim, um alvo crítico.

A teoria do alvo começou a ter base experimental com Latargé, biólogo francês. Este irradiou bacilos da disenteria em suspensão aquosa suficientemente diluída para que as interacções celulares fossem desprezáveis. Por colheitas de amostras e observação das alterações, verificou que, diminuindo a intensidade da radiação mas mantendo a sua qualidade, as lesões observadas não eram menos graves mas sim em menor número.

O que acabámos de referir aplica-se a lesões que ocorrem devido a um simples impacto. Contudo, há efeitos que poderão ocorrer se um segundo fóton colide com uma molécula, 10^{-8} a 10^{-4} segundos após o primeiro impacto, e antes da molécula libertar a energia de excitação recebida.

O tratamento estatístico dos resultados experimentais e a sua interpretação sistemática permitem saber qual é a energia mínima necessária para lesar uma dada região sensível e conhecer o seu volume. A capacidade das células se multiplicarem por divisão celular é de capital importância em qualquer sistema biológico. A perturbação desta capacidade devido à acção da radiação interessa fundamentalmente à radioterapia e à radioprotecção.

Na ausência de radiação e um modo geral, os agentes que limitam a capacidade de divisão celular nas células integras, em meio apropriado, são a privação de nutrientes, o aumento da densidade celular e a acção de factores regulatórios sistémicos.

A inactivação de entidades biológicas individuais por acção da radiação é um postulado nos modelos desenvolvidos para o estudo dos efeitos da radiação sobre as células. Nestes modelos devem sobressair as duas possibilidades de interacção da radiação ionizante com moléculas importantes nas funções celulares: acções directas da radiação e acções indirectas, resultantes da intervenção de produtos intermediários.

Para uma mesma fluência da radiação a probabilidade de uma determinada molécula, ou estrutura, se encontrar no trajecto da radiação e ser afectada por acção directa, aumenta com as dimensões da molécula.

As radiações directamente ionizantes, de elevado TLE (partículas α , iões pesados e neutrões) produzem a maior parte do dano biológico por acção directa. Porém, para qualquer tipo de radiação e, em particular, os fotões, ocorrem interacções com moléculas de água e produção quer de radicais, quer de outras estruturas quimicamente activas.

A nível molecular, os efeitos biológicos da radiação, directos e indirectos, são acontecimentos raros, independentes entre si e aleatórios, abrangidos assim pela estatística de Poisson. É de notar que, apesar de se admitir que o ADN é o alvo crítico para os efeitos que implicam alterações na integridade dos processos de divisão celular, não há provas cabais de que seja exclusivamente este tipo de acção a responsável.

Células cuja integridade na capacidade de se dividirem foi afectada podem dividir-se uma ou mais vezes, até todos os seus descendentes surgirem como incapazes de multiplicação.

As células, após irradiação podem morrer ao tentar iniciar o processo de divisão celular. Podem dividir-se originando formas aberrantes. Podem ficar incapazes de se dividirem, apesar de fisiologicamente funcionais e de se comportarem como células normais, mantendo-se vivas por longos períodos. Podem ainda dividir-se de modo aparentemente normal até uma ou mais gerações de células filhas estéreis ocorrerem. Podem, finalmente, dividir-se normalmente ou com pequenas alterações no processo de divisão, tais como ciclos com tempos diferentes dos normais.

O tratamento estatístico dos resultados experimentais e a sua interpretação sistemática permitem saber qual é a energia mínima necessária para lesar uma dada região sensível e conhecer o seu volume.

Embora se saiba hoje que a teoria do alvo não é inteiramente apropriada para explicar o que ocorre num sistema tão complexo como é uma célula, ela é importante no estudo das situações em que os mecanismos de recuperação não modificam os danos iniciais de maneira significativa.

2.2 - Acção indirecta

Além do mecanismo anterior, consideram-se também efeitos indirectos igualmente desencadeadores de alterações moleculares, que ocorrem entre os fenómenos físicos e os biológicos.

A radiação pode actuar sobre o ambiente extracelular, originando radicais activos que podem, por sua vez, actuar sobre células.

A água constitui cerca de 70% da massa dos organismos vivos, podendo atingir mais de 80% nos tecidos jovens e embrionários e é o principal interveniente na acção indirecta.

Os danos biológicos produzidos pela radiação de baixo TLE são sobretudo por acção indirecta. Cerca de dois terços dos danos biológicos produzidos pelos raios X são devidos a acção indirecta³. Tem, portanto, interesse relevante considerar os produtos que resultam da acção das radiações ionizantes sobre a água. O processo de formação destas estruturas intermediárias designa-se por radiólise da água.

A reacção



traduz a ionização da molécula da água, sendo a recombinação dos iões obtidos, em geral, muito improvável. Estes iões vão originar novas reacções



enquanto o electrão livre se vai combinar com outra molécula de água.



Os radicais H^\bullet e OH^\bullet podem difundir e reagir entre si ou ir desencadear reacções de oxiredução com outras moléculas do meio.

³ - Supondo baixos níveis de irradiação crónica proveniente de fontes externas, existem fortes probabilidades de reparação, sem erros, destes danos biológicos.

No caso dos radicais reagirem entre si, há as seguintes possibilidades



possuindo os dois primeiros actividade química.

Resumindo, em torno do percurso de uma partícula na água e cerca de 10^{-7} s após a sua passagem, encontram-se H^\bullet , OH^\bullet , H_2O_2 e H_2 . As proporções relativas destes produtos intermediários de reacção dependem da TLE de radiação.

O que se passa a seguir (de 10^{-7} a 10^{-13} s) depende de numerosos factores, tais como a pureza da água.

Tem especial interesse a presença de oxigénio dissolvido na água. Quando tal sucede, o electrão livre pode reagir com a molécula de O_2 .



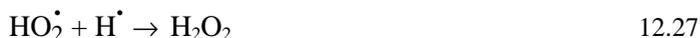
que, reagindo com uma molécula de água leva a



Poderá ocorrer também a reacção do radical H^\bullet com a molécula de O_2 .



este pode reagir com outro HO_2^\bullet ou com um H^\bullet



O radical HO_2^\bullet é um oxidante menos activo que o OH^\bullet , mas pode difundir a distâncias maiores. O aparecimento deste radical e uma maior quantidade de H_2O_2 são as principais consequências da presença de O_2 .

Outras reacções são possíveis por combinação dos radicais obtidos em presença do oxigénio.

O conjunto dos fenómenos que constituem a acção de potenciação dos efeitos da radiação devida à presença de O₂ é designado de Efeito Oxigénio.

Este efeito é quantificável, para uma dada acção biológica, através da OER («Oxygen enhancement ratio» - relação de potenciação do oxigénio) que se define como a relação entre as doses absorvidas em anóxia (D₁) e em boas condições de oxigenação (D₂), necessárias para se ter um mesmo efeito biológico, ou seja

$$\text{OER} = \frac{D_1}{D_2} \quad 12.28$$

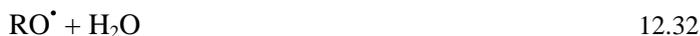
a) Efeitos sobre soluções aquosas

Consideremos uma solução aquosa de moléculas RH e que, por radiólise, surgem na solução os radicais H[•], OH[•] e O₂H[•].

Poderão ocorrer as reacções seguintes:



ou



Se a concentração de O₂ no meio for elevada, poderá dar-se uma reacção com o radical R[•], com formação de um radical peróxido.



o qual poderá reagir com uma molécula RH



O radical R[•] pode ir, por sua vez, reagir com O₂, originando de novo o radical peróxido, repetindo-se o processo em cadeia.

Outras reacções são possíveis, em particular na presença de oxigénio.

V. A AGRESSÃO BIOLÓGICA PELA RADIAÇÃO IONIZANTE

1 – O ciclo celular

Para se compreender melhor o dano da radiação sobre o ADN celular, que se encontra organizado em cromossomas, devemos lembrar o ciclo da divisão celular.

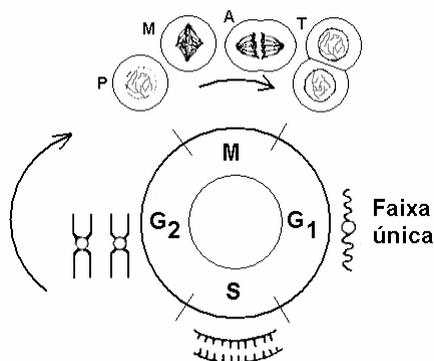


Fig. 12.3 – Ciclo da divisão celular para células somáticas de mamíferos.

O ciclo de divisão celular das células somáticas está dividido em duas partes a mitose e a interfase. Durante a interfase que ocupa a maior parte do tempo do ciclo celular, a quantidade de ADN celular é duplicada pois são sintetizadas réplicas dos cromossomas existentes. A interfase é subdividida em três partes: G1, S e G2. O processo de síntese S está separado da mitose pelas fases intermediárias G1 e G2, durante as quais é mantida a actividade normal da célula. Assim, na Fig. 12.3, estão assinaladas:

M - Mitose. É a divisão celular, que inclui não só a divisão do núcleo (que é verdadeiramente a mitose) como a divisão do citoplasma (citoquinese). A mitose dura de uma a duas horas

G1 - Primeira fase intermediária. Aqui a célula procede à síntese de numerosas proteínas. A duração de G1 determina a frequência da divisão celular, variando de horas a mais de uma centena de dias, consoante o tipo de célula.

S - Síntese. Nesta fase é produzida uma nova cópia de toda a molécula de ADN antes da divisão celular. Dura cerca de 8 horas.

G2 - Segunda fase intermediária. É testada a integridade do cromossoma antes da mitose. Dura cerca de 4 horas.

A mitose, por sua vez, é dividida em quatro partes: a profase (P), durante a qual desaparece a membrana nuclear; a metafase (M), durante a qual se forma o fuso mitótico, onde se encaixam os cromossomas; a anafase (A), durante a qual os cromossomas migram ao longo do fuso até partes opostas da célula; e a telofase (T) em que reaparecem as membranas nuclear e celular, contribuindo esta para o aparecimento de duas células distintas.

A sensibilidade celular à radiação varia durante as diversas fases do ciclo celular. As células dos mamíferos são mais resistentes à radiação na parte final da fase S e mais sensíveis na parte final de G2 e mitose.

A aptidão das células proliferarem através da divisão celular é essencial nos sistemas biológicos. O conhecimento das alterações introduzidas nesta capacidade, no seguimento a irradiação, é de fundamental interesse em radioterapia e radioprotecção.

2 - Processos de agressão celular

Na ausência de radiação ou outro agente activo e em termos muito gerais, os factores que poderão limitar a capacidade de divisão celular em células normais são a falta de nutrientes, o aumento da concentração celular e a presença de factores sistémicos de regulação. A possibilidade de inactivação de estruturas biológicas individuais intracelulares pela acção de acções externas, incluindo a radiação, é um dos postulados no desenvolvimento de modelos para o estudo dos efeitos da radiação sobre as células. Nestes modelos são consideradas as duas possibilidades, que já conhecemos, de interacção da radiação ionizante com estruturas moleculares relevantes nas funções celulares, (Fig. 12.4): a acção directa e a acção indirecta, a última resultante da participação de produtos intermediários no processo.

Como primeira aproximação no desenvolvimento de modelos para simular os efeitos da radiação como soluções ionizante, os tecidos biológicos podem ser considerados como soluções diluídas (suspensões) devido à grande quantidade de água na sua composição. É de esperar, conseqüentemente, a ocorrência de efeitos indirectos.

Para um dado campo de radiação caracterizado por uma dada fluência a probabilidade que um particular alvo (molécula ou estrutura) esteja no percurso da radiação e seja afectado por uma acção directa aumenta com o aumento das dimensões do alvo. O ADN com massa molecular de $6 \text{ a } 8 \times 10^6$ ua e um papel fundamental na vida celular é, obviamente um alvo crítico. Há

forte evidência circunstancial que indica que o ADN é o alvo principal nos efeitos biológicos da radiação incluindo morte celular, mutações e carcinogénese. Isto pode ser observado e registado em função da dose se o ADN é desnaturado e liberto da estrutura de suporte.

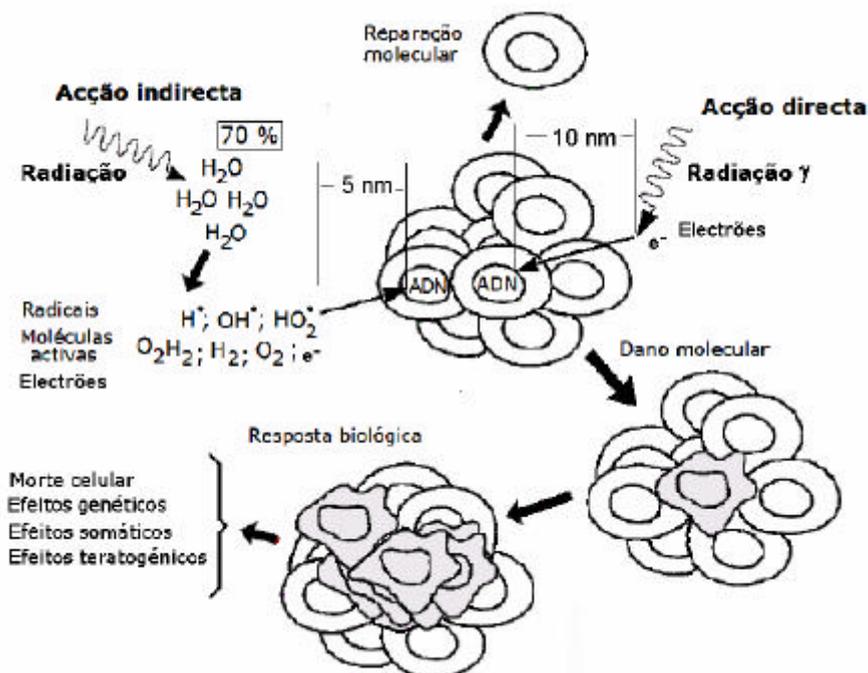


Fig. 12.4 – As duas possibilidades de interacção da radiação ionizante com estruturas moleculares relevantes para a função celular: acção directa e acção indirecta, esta resultante da participação de produtos intermediários (radicais, iões e moléculas quimicamente activos). Os acontecimentos possíveis que poderão seguir-se são a reparação, a morte celular e os efeitos genéticos, somáticos ou teratogénicos).

A acção directa é o processo mais importante para radiação de elevado TLE. Todavia, para qualquer tipo de radiação e, em particular, com fótons de alta energia, ocorre uma forte probabilidade de interacção com moléculas de água, que leva à produção de iões, radicais e outras estruturas quimicamente activas.

Os processos que levam ao dano celular inicial ocorrem em tempos da ordem de 10^{-17} a 10^{-5} s. Os passos seguintes possíveis na cadeia dos eventos que ocorrem após a irradiação, numa escala de tempo desde minutos a décadas são reparação de danos, morte celular e efeitos somáticos, genéticos e teratogénicos, Fig. 12.4

A molécula do ácido desoxiribonucleíco (ADN) é uma grande molécula que apresenta a bem conhecida estrutura em dupla hélice, Fig. 12.5.

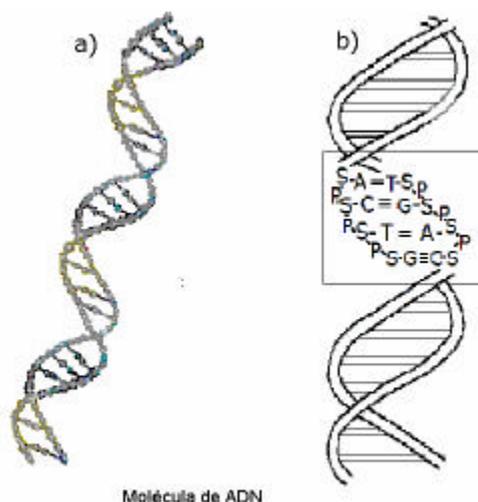


Fig. 12.5 – A estrutura em dupla hélice do ADN. Os nucleótidos, as faixas da dupla hélice, consistem de unidades de desoxiribose (S) e fosfato (P) dispostas alternadamente. Dois pares de bases complementares, adenina (A) e timina (T), e guanina (G) e citosina (C), juntam as duas cadeias de nucleótidos.

Os nucleótidos, as faixas (ou cadeias) da dupla hélice, consistem de unidades alternadas de desoxiribose (S) e fosfato (P). As duas longas cadeias enroladas em paralelo estão ligadas pelas bases, que formam ligações cruzadas entre as faixas, do mesmo modo que os degraus de uma escada. Há quatro bases distintas, duas purinas: adenina (A) e guanina (G), e duas pirimidinas: citosina (C) e timina (T). As ligações cruzadas ocorrem entre duas bases de faixas opostas. As ligações cruzadas são específicas, com adenina a ligar unicamente com timina (A-T) e citosina a ligar unicamente com guanina (C-G). Os bits de informação estão codificados em tripletos de várias combinações de ligações cruzadas A-T e C-G e a sequência destes tripletos determina a informação genética contida na molécula de ADN (Fig. 12.5 b)).

As células do corpo humano podem ser divididas em dois tipos muito gerais: as células somáticas e as células germinativas. As segundas são os agentes directos da reprodução da espécie e as primeiras são todas as outras. Cada célula contém um conjunto completo de cromossomas que são constituídos por ADN e contêm os «moldes» dos seres humanos.

Nos humanos, as células somáticas contêm vinte e três pares de cromossomas. As células germinativas (células espermáticas e óvulos) contêm 23 cromossomas simples, metade do conteúdo das células somáticas.

A informação genética pode ser alterada por agentes físicos e químicos chamados agentes mutagénicos que quebram a sequência de bases na molécula de ADN, como se mostra muito esquematicamente na Fig. 12.6.

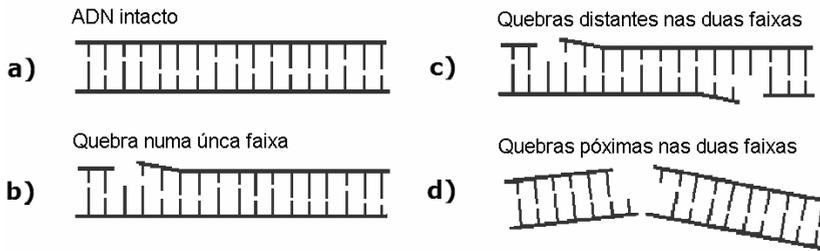


Fig. 12.6 – Quebras simples e dupla nas faixas da molécula de ADN.

Se o conteúdo de informação de uma célula somática é alterado como se representa esquematicamente na Fig. 12.7, então as suas descendentes poderão mostrar algum tipo de anormalidade. Se esta informação modificada se encontra numa célula germinativa que é posteriormente fertilizada então o novo indivíduo pode ser portador de um defeito genético ou de uma mutação.

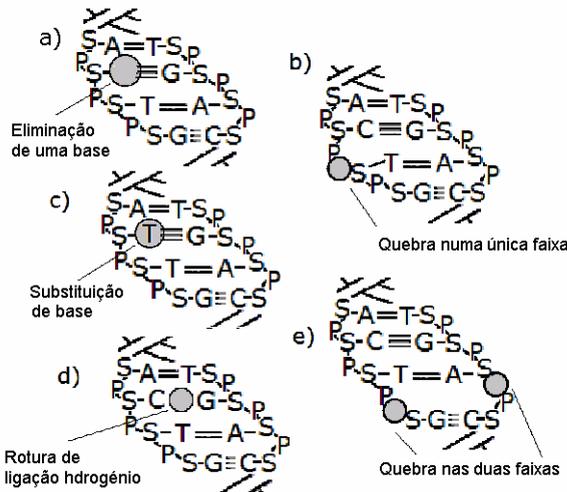


Fig. 12.7 – Mecanismos de dano do ADN produzido pela radiação: a) Eliminação de uma base. b) Substituição de base. c) Rotura de ligação hidrogénio. d) Quebra de faixa simples e) Quebra de dupla faixa.

Uma mutação resultante de alterações como as verificadas nas condições da Fig. 12.7 a), b), c) e d) respectivamente eliminação de base, substituição de base, rotura de ligação hidrogénio e quebra de faixa simples é chamada de mutação pontual, visto resultar de alterações num só ponto de um gene. Em ADN intacto, as lesões numa única faixa têm consequências biológicas menores, no que respeita a morte celular, visto serem reparadas no decurso de algumas horas, sendo a faixa oposta utilizada como molde (Fig. 12.7 b)).

Todavia se a reparação se faz incorrectamente, pode resultar numa mutação. Se as duas faixas do ADN são quebrados em posições distantes e bem separadas (Fig. 12.7 c)), a reparação completa pode também ser feita, visto serem processos de reparação independentes. Pelo contrário, se as cisões nas duas faixas são opostas ou separadas unicamente por um pequeno número de pares de bases (Fig. 12.7 d)), ocorre aquilo a que chamaremos dupla quebra. A maioria dos mais importantes efeitos biológicos das radiações ionizantes é consequência directa de duplas quebras.

Quando ocorre uma dupla quebra pode vir a ocorrer dano genético permanente, na próxima divisão celular, na forma de aberração cromosómica. Na maioria destas duplas quebras, os fragmentos voltam a ligar-se com a configuração original e os efeitos serão, quanto muito, alterações nos locais de rotura. Numa pequena fracção, contudo, os fragmentos não voltam a ligar-se dando origem a uma aberração. De facto, quando isto sucede, um dos fragmentos pode perder-se de modo que, quando a célula se divide, a célula filha não recebe a informação genética contida no fragmento perdido. Outra consequência grave da dupla quebra, especialmente se dois ou mais cromossomas foram quebrados, é permuta na ligação dos fragmentos de cromossomas, com produção de cromossomas aberrantes. As células com cromossomas aberrantes têm, geralmente, as suas capacidades reprodutivas alteradas, bem como outras funções, com graves consequências na próxima mitose. Diversas formas de cromossoma anormal são possíveis, dependendo do local ao longo da faixa onde ocorreu o dano e do modo como as partes danificadas se juntaram aos outros fragmentos cromosómicos, ou se não se ligaram de todo. Muitas destas anormalidades cromosómicas são letais: a célula ou se mostra incapaz de completar a mitose na próxima vez que tenta dividir-se, ou falha nas próximas divisões. Outras aberrações permitem que a célula se divida, podendo vir as células resultantes a participar na cadeia de processos que desencadeiam o aparecimento de cancro, muitas gerações depois.

A Fig. 12.8 mostra dois processos através dos quais dois fragmentos resultantes de quebras em cromossomas diferentes se podem associar. Na parte superior ocorre a translocação gerando-se cromossomas aberrantes. Este processo não é, necessariamente letal, mas pode gerar células promotoras de cancro. Na metade inferior da figura, as duas partes de cromossoma juntam-se formando um fragmento dicêntrico e dois acêntricos. Este tipo de alteração é letal; o cromossoma aberrante, com dois centrómeros, não tornará possível a mitose e os fragmentos sem centrómero perdem-se durante a tentativa de divisão celular.

Nas células dos mamíferos as quebras das duas faixas do ADN são reparadas sobretudo por junção de partes terminais não homólogas.

Os danos que não são reparados ou que são mal reparados nas fases anteriores à replicação (G0-G1) podem levar à ocorrência de aberrações cromossómicas.

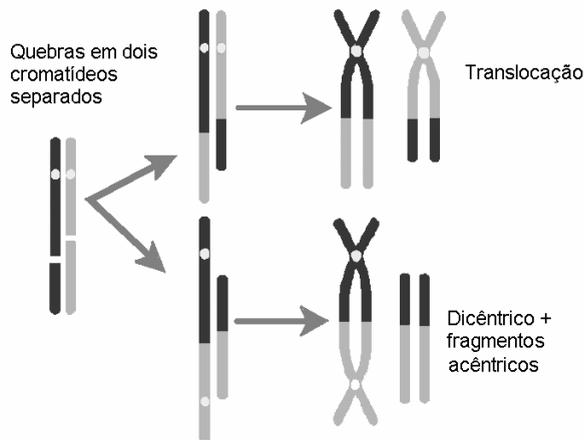


Fig. 12.8 – Aberrações cromossómicas. A translocação não é necessariamente letal, mas pode gerar células promotoras de cancro. Os fragmentos dicêntricos são letais.

Os danos que não são reparados ou que são mal reparados nas fases posteriores à replicação (parte final de S e G2) podem levar à ocorrência de aberrações nos cromatídeos.

As aberrações resultantes de transposições assimétricas (dicêntricos e anéis) são geralmente letais.

As aberrações resultantes de transposições simétricas (translocações e eliminações) resultantes de danos mal reparados do ADN podem levar a carcinogénese.

As técnicas disponíveis para o estudo das quebras duplas do ADN não são suficientemente sensíveis para serem usadas como dosímetros biológicos em casos de acidentes de radiação.

Embora se saiba hoje que a teoria do alvo não é inteiramente apropriada para explicar o que ocorre num sistema tão complexo como é uma célula, ela é importante nas situações em que os mecanismos de recuperação não modificam os danos iniciais de maneira significativa.

A sobrevivência celular é avaliada pela capacidade das células formarem colónias macroscópicas. Utilizam-se técnicas como se mostra esquematicamente na Fig. 12.9.

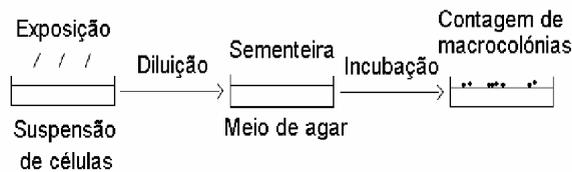


Fig. 12.9 – Passos dos estudos de sobrevivência celular.

Uma vez irradiada a suspensão de células é feita uma diluição, após o que as células são incluídas num meio nutriente gelificado, incubadas e determinada a sua capacidade de formação de colónias.

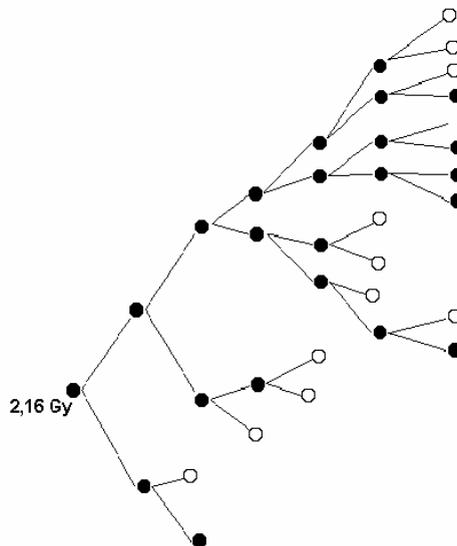


Fig. 12.10 – Análise de pedigree de células de mamífero expostas a raios X. • - célula viva. o - paragem da divisão celular.

A avaliação dos efeitos é efectuada utilizando análise de pedigree, com esquemas como se observa na Fig. 12.10.

As perdas da capacidade de formar colónias nas culturas *in vitro* são consideradas morte celular (ou morte reprodutiva) e a sobrevivência celular avaliada através da manutenção desta capacidade.

Os estudos que vimos referindo reforçam a ideia que os efeitos biológicos mais significativos da radiação ionizante ocorrem quando o dano é muito extenso ou quando a reparação biológica é imperfeita e replicável.

VI. MODELOS MATEMÁTICOS DE SOBREVIVÊNCIA CELULAR EM CAMPOS DE RADIAÇÃO IONIZANTE.

As curvas de sobrevivência celular, em campos de radiação ionizante, são representações gráficas da fracção das células sobreviventes em função da dose absorvida.

As curvas de sobrevivência apresentam formas diferentes para diferentes células e diferentes tipos de radiação.

O interesse último destas curvas é o conhecimento das leis da sobrevivência celular para as diversas situações, permitindo o desenvolvimento de modelos matemáticos, com intenções de previsão e explicação de eventuais situações de irradiação em protecção, terapêutica e outras aplicações.

Em regra as células irradiadas com radiação de TLE elevado apresentam curvas lineares de sobrevivência, em escala semilogarítmica (Fig. 12.11, curva 1).

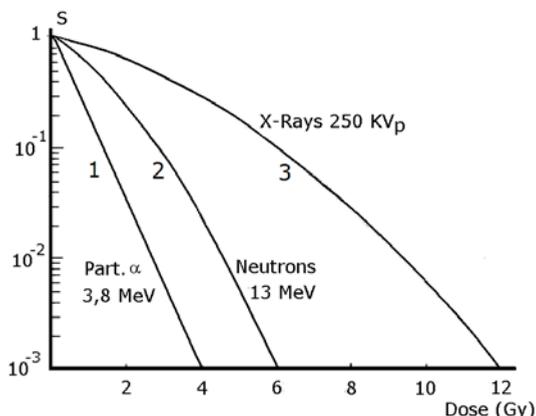


Fig. 12.11 – As curves de sobrevivência são lineares para radiação de elevado TLE (1), ou apresentam as formas (2) e (3) para baixos TLEs.

As células irradiadas com radiação de TLE baixo apresentam ou curvas com uma porção inicial, não linear, menos inclinada, seguida de uma segunda porção linear de maior inclinação ou então curvas não lineares de inclinação crescente com a dose (Fig. 12.11, curvas 2 e 3). É possível obter equações que se ajustam a estas curvas.

A inativação de estruturas biológicas individuais pela radiação ionizante é um dos postulados aceites no desenvolvimento de modelos destinados a estudar os efeitos da radiação na matéria viva.

Ao nível dos acontecimentos que ocorrem nas regiões sensíveis de células, por acção directa ou indirecta da radiação, os eventuais efeitos biológicos da radiação resultam de transferências discretas de energia, correspondendo a eventos raros (ou toques)⁴, aleatórios e independentes entre si. Uma célula para ser lesada necessita de receber pelo menos um toque, mas inúmeras possibilidades podem ser consideradas.

Como decorre das características estes acontecimentos estão sujeitos à estatística de Poisson.

Duas abordagens distintas têm sido utilizadas para desenvolvimento de equações de sobrevivência; uma com génese na teoria do alvo, com vários modelos, e outra baseada no modelo linear quadrático.

1 - Modelos dos alvos múltiplos ou modelos da teoria do alvo

1.1 - Uma região sensível n toques

Se m é o número médio de toques que ocorrem na região sensível de uma célula de uma população sujeita a irradiação, a probabilidade de ocorrerem n toques na referida região (estatística de Poisson) é:

$$P(n) = \frac{(m)^n e^{-m}}{n!} \quad 12.35$$

667

O número m é proporcional à dose absorvida D , ($m = aD$ onde a é uma constante), pelo que

$$P(n) = \frac{(aD)^n e^{-aD}}{n!} \quad 12.36$$

⁴ O número de átomos/cc de tecido é cerca de 10^{23} , valor muito maior do que o número de átomos atingidos pela radiação.

Se n é o número de toques necessário para inactivar uma célula, todas as células que recebam menos de n toques vão sobreviver. Então a probabilidade de sobrevivência é

$$P(s) = P(0) + P(1) + P(2) + \dots + P(n-1) \quad 12.37$$

A probabilidade de sobrevivência $P(s)$ é a relação entre o número de células N que sobrevive (mantém a capacidade de se reproduzir) para uma dada dose e o número inicial de células N_0 , ou seja $P(s) = N/N_0$, pelo que

$$N/N_0 = P(0) + P(1) + P(2) + \dots + P(n-1) \quad 12.38$$

Aplicando a Eq. 12.36 às parcelas do segundo membro da Eq. 12.39 temos

$$N = N_0 e^{-aD} \left(1 + aD + \frac{(aD)^2}{2!} + \dots + \frac{(aD)^{n-1}}{(n-1)!} \right) \quad 12.39$$

$$= N_0 e^{-aD} \sum_0^{n-1} \frac{(aD)^k}{k!} \quad 12.40$$

se $n = 1$, vem

$$N = N_0 e^{-aD} \quad 12.41$$

A Eq. 12.41 é uma equação exponencial decrescente, aliás a função de sobrevivência celular mais simples. Ocorre quando se irradiam células isoladas no vivo ou em cultura (vírus, bactérias, células animais, etc.) com radiação de elevado TLE. Neste caso, os dados experimentais são ajustáveis por rectas em gráfico semilogarítmico. A constante a tem dimensões do inverso da dose absorvida.

Podemos escrever a Eq. 12.41 na forma

$$S = \frac{N}{N_0} = e^{-D/D_0} \quad 12.42$$

onde S é a fracção das células vivas para a dose D .

$D_0 = 1/a$ é a dose letal média, ou seja, a dose média recebida pela população celular, suposta de vida biológica infinita, e que morre devido exclusivamente à acção da radiação. D_0 é um indicador da radiosensibilidade: aumenta quando a radiosensibilidade diminui. D_0 é também a dose que reduz a população inicial do factor $1/e = 0,37$. Esta relação só precisa de um parâmetro para ficar caracterizada, nomeadamente a dose letal média.

Em gráfico semilogarítmico ($\ln S$ vs. D) a Eq. 12.42 é uma recta com inclinação $-1/D_0 = -a$.

No caso presente, onde supusemos a inactivação produzida por um só toque, D_0 é a dose que cria a certeza de ocorrer um toque por região sensível. O número de toques será igual ao número total de regiões sensíveis, ou seja, de células irradiadas.

D_0 varia de alguns Gy, em células de mamíferos, até valores da ordem dos milhares de Gy em vírus.

É também utilizada a D_{50} que é a dose para a qual $S = 0,5$. Facilmente se mostra que

$$D_{50} = \frac{0,693}{D_0} \quad 12.43$$

Suponhamos que um toque corresponde a uma ionização e que w é a energia média por ionização. Para uma dose absorvida D , a energia média libertada na região sensível, de volume V e massa específica ρ , é

$$D V \rho \quad 12.44$$

Para a dose D_0 é

$$D_0 V \rho = w$$

ou seja, o volume da região sensível é

$$V = \frac{w}{D_0 \rho} \quad 12.45$$

São conhecidos valores de V para vários tecidos e células. Para tecidos de mamíferos V é da ordem de 10^{-23} m^3 .

O valor de w pode ser difícil de conhecer, visto depender do TLE da radiação e das secções eficazes para as diferentes interações com os átomos do meio.

Quando os iões produzidos se encontram muito separados entre si e se trata da situação de morte celular com único toque (ionização), então um modelo possível é o da ionização num gás com número atómico próximo do tecido ou suspensão irradiados. É o caso do ar e alguns tecidos biológicos para os quais $w = 34 \text{ eV}$.

Quando analisámos a situação de uma única região sensível e um único toque, caso da Eq. 12.42, podíamos ter obtido o mesmo resultado partindo da igualdade

$$dN = - a N dD \quad 12.46$$

ou seja, a simples constatação de que o número de toques dN , que se espera que ocorra para a dose dD , aumenta quando N e dD aumentam.

1.2 - Modelo multizonas sensíveis subletais/um só toque

A maior parte das células dos mamíferos possuem diversas zonas sensíveis. Nestas condições, para que ocorra morte celular, terão que ser atingidas todas as zonas sensíveis (zonas subletais). Estamos a supor que as zonas sensíveis não resistem a mais do que um toque.

A probabilidade de uma zona sensível não ser atingida, é dada pela equação da sobrevivência para uma zona, um toque (Eq. 12.42).

A probabilidade de uma zona ser atingida é então

$$p = 1 - e^{-aD} \quad 12.47$$

A probabilidade de serem atingidas h zonas sensíveis é

$$p_h = (1 - e^{-aD})^h \quad 12.48$$

A probabilidade de sobrevivência da célula com h zonas sensíveis subletais é

$$S_h = 1 - (1 - e^{-aD})^h \quad 12.49$$

equação que, em coordenadas cartesianas, é uma sigmóide.

670

Expandindo a equação anterior por aplicação do teorema do binómio⁵ e considerando valores de D elevados vem

$$S_h = h e^{-aD} = h e^{-D/D_h} \quad 12.50$$

onde $D_h = 1/a$. Verificamos assim que, em gráfico semilogarítmico, a curva de sobrevivência se torna linear para doses elevadas.

⁵ O binómio de grau n pode expandir-se de acordo com a fórmula $(x+a)^n = a^p C_p^n x^{n-p}$, com n e p inteiros e $0 \leq p \leq n$.

A extrapolação desta parte linear até ao eixo das ordenadas dá o valor de h , número de zonas sensíveis subletais por célula, Fig. 12.12.

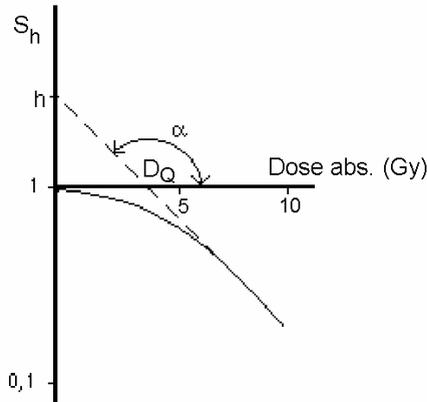


Fig. 12.12 – Representação gráfica de Eq. 12.30

O valor D_Q é a dose absorvida que corresponde a $S = 1$ na recta extrapolada. D_Q é chamada de dose limiar e é uma medida do patamar que precede a porção linear da curva de sobrevivência na situação de múltiplo alvo um só toque. Este coeficiente está relacionado com a capacidade das células recuperarem dos danos subletais e dá uma indicação do dano que tem de ser acumulado antes da morte celular ocorrer. Aplicando logaritmos à Eq. 12.50 tem-se

$$\ln S_h = - D/D_h + \ln h \quad 12.51$$

ou em logaritmos decimais

$$\log_{10} S_h = - 2,304 D/D_h + \log_{10} h \quad 12.52$$

Então

$$\log_{10} 1 = - 2,304 D_Q/D_h + \log_{10} h \quad 12.53$$

ou

$$D_Q = D_h \log_{10} h / 2,304 \quad 12.54$$

ou ainda

$$D_Q = D_h \ln h \quad 12.55$$

Usando as Eqs. 12.52 e 12.54 tem-se para a expressão da parte linear da Eq. 12.49

$$\log_{10} S_h = - 2,304 (D-D_0)/D_h \quad 12.56$$

O coeficiente angular da tangente à curva da Eq. 12.49, para a dose D, é

$$\frac{dS_h}{dD} = - a h e^{-aD} (1 - e^{-aD})^{h-1} \quad 12.57$$

Para $D = 0$ o valor de $\frac{dS_h}{dD}$ é nulo. Para este valor, a curva $S(D)$ é paralela ao eixo dos D's o que significa ausência de efeito para doses muito pequenas.

Algumas das sigmóides experimentais diferem da anterior justamente porque o coeficiente angular da tangente não é nulo na origem das doses.

3 - Modelo misto

O modelo misto aproxima-se da situação experimental referida. Neste modelo considera-se uma região sensível, dita letal e n regiões sensíveis subletais.

A morte celular ocorrerá ou por toque único na região letal ou por toques acumulados nas n regiões subletais.

A probabilidade de sobrevivência de uma célula é a probabilidade de sobrevivência da zona letal vezes a probabilidade de sobrevivência do conjunto das n zonas subletais, ou seja

$$S_n = \frac{N}{N_0} = e^{-D/D_0} [1 - (1 - e^{-D/D_n})^n] \quad 12.58$$

D_0 é a dose letal média para a zona letal e D_n a dose média para o toque nas regiões subletais. O coeficiente angular desta função para qualquer valor de D, é

$$\frac{dS_n}{dD} = - 1/D_0 e^{-D/D_0} - n/D_n e^{-D/D_n} (1 - e^{-D/D_n})^{n-1} \quad 12.59$$

Para $D = 0$

$$\frac{dS_n}{dD} = - 1/D_0. \quad 12.60$$

A curva $\log S_n$ vs. D é do tipo da Fig. 12.13.

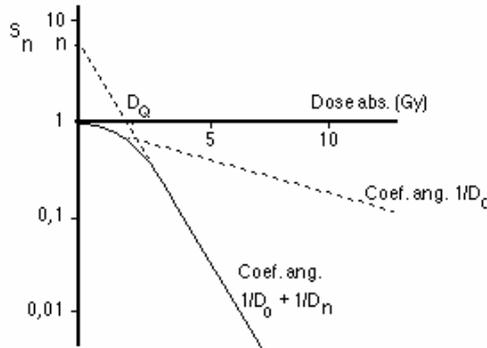


Fig. 12.13 – Curva de sobrevivência para o modelo misto da Eq. 12.39

Para valores de D elevados a inclinação da curva passa a ser constante e de valor $-(1/D_0 + 1/D_n)$. A inclinação inicial $-1/D_0$ caracteriza a acção de morte imediata por toque na região sensível letal. A intersecção com as ordenadas da extrapolação da porção linear dá o valor de n , número de regiões subletais.

Considerando duas amostras com populações celulares distintas, satisfazendo o modelo traduzido pela Eq. 12.58, mas com números de zonas subletais diferentes, por exemplo 6 e 9, as curvas de sobrevivência a e b correspondentes teriam intersecções no eixo das ordenadas nos pontos 6 e 9, Fig. 12.14.

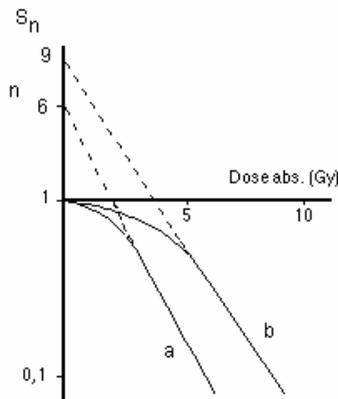


Fig. 12.14 – Curvas de sobrevivência para duas populações celulares distintas, satisfazendo o modelo traduzido pela Eq. 12.58.

Em populações celulares de mamíferos irradiadas com radiação de pequeno TLE, o modelo misto é frequente. Valores típicos para D_0 (morte súbita) são de 4,5 a 5 Gy e, para D_n (alvos subletais) 1 a 2 Gy. Para radiação de TLE elevado como as partículas α , neutrões, deuterões, etc. é frequente ocorrerem curvas de sobrevivência exponenciais simples.

Numa amostra com duas populações subletais distintas, a curva de sobrevivência, supondo prevalecer o modelo misto dos mamíferos, será do tipo observado na Fig. 12.15.

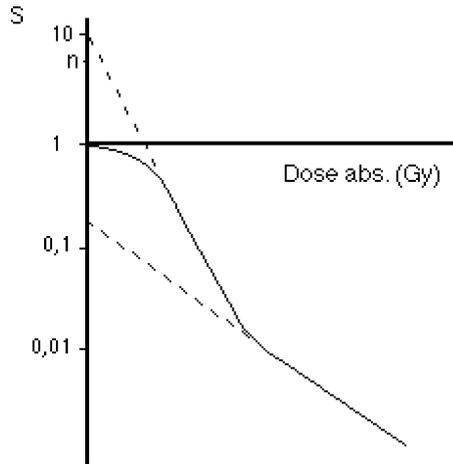


Fig. 12.15 – Curva de sobrevivência para o modelo misto com duas populações subletais distintas.

Finalmente, tratando-se de situações em que, para além de diversas zonas sensíveis letais e não letais seja necessário um número de toques variável para ocorrer a morte celular, a curva poderá não apresentar qualquer porção linear para as doses com interesse (Fig. 12.16).

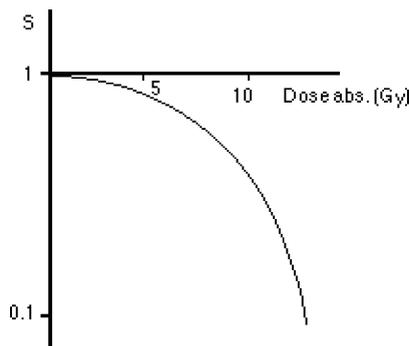


Fig. 12.16 – Curva de sobrevivência sem porção linear para as doses com interesse.

O problema maior com os modelos alvo único, único toque ou múltiplo alvo, único toque, é que três são demasiados parâmetros para manusear nas situações práticas.

Um modelo matemático mais simples com menos parâmetros desconhecidos é desejável.

2 - Modelo linear quadrático

Visto haver uma forte evidência de que a maioria dos efeitos biológicos das radiações ionizantes são consequência directa ou indirecta de quebras de dupla faixa do ADN, faz sentido que, para se analisarem os efeitos das radiações sobre células, se tenha desenvolvido um modelo baseado na avaliação directa dos danos cromosómicos. O desenvolvimento de modelos para simular este dano, e as suas consequências, é uma alternativa ao estudo das curvas de sobrevivência baseadas nos modelos da teoria do alvo. A probabilidade de ocorrerem quebras de dupla faixa do ADN depende fortemente do poder ionizante da radiação em estudo como se representa na Fig. 12.17. Por exemplo, a probabilidade de ocorrer uma dupla quebra com electrões é muito menor do que com partículas α , de igual energia.

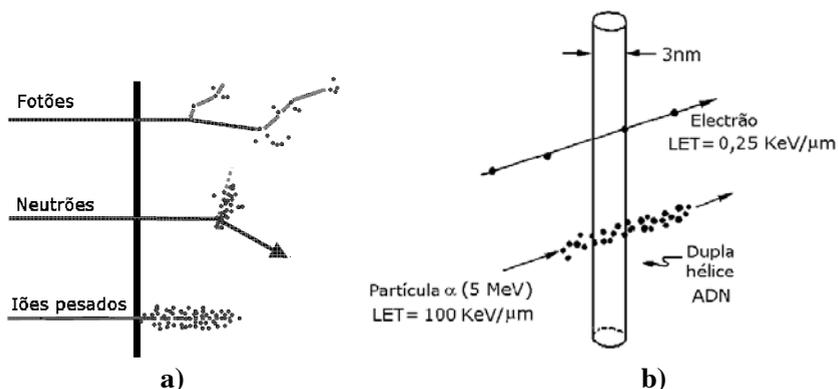


Fig. 12.17 – a) Ionização produzida por fótons, neutrões e iões pesados. b) Esquema das dimensões relativas do ADN e do percurso ionizante de uma partícula α de 5 MeV.

O modelo simplificado para o dano do ADN resultante da acção de radiação ionizante, apresentado na Fig. 12.18, distingue dois tipos de danos. No dano tipo B, uma única partícula parte uma única faixa do ADN, Fig. 12.6 b). Só se uma outra partícula quebra a outra faixa, próxima do primeiro

dano e antes de ocorrer reparação, o cromossoma sofrerá rotura com dupla quebra (que não é o caso da Fig. 12.6 c)). No dano tipo A, a partícula ionizante, com uma única agressão, quebra os dois braços do ADN, e o cromossoma é partido em dois fragmentos Fig. 12.6 d).

A probabilidade do dano tipo A é proporcional à dose. O número médio de células com dano tipo A, após uma dose D , é $m = \alpha D = D/D_0$, e a probabilidade de sobrevivência (sem qualquer dano) é a probabilidade de Poisson $P(0) = e^{-m} = e^{-\alpha D}$.

No dano tipo B um braço é danificado por uma partícula ionizante e o outro por uma segunda partícula. A probabilidade de fragmentar a molécula de ADN através dos dois toques é, portanto, proporcional ao quadrado da dose. O número médio de moléculas com dano do tipo B, após uma dose D , é então βD^2 , e a equação de sobrevivência, somente para dano do tipo B, é $e^{-\beta D^2}$.

A constante α representa a probabilidade de dano do tipo A que é irreparável. A constante β representa a probabilidade de que danos reparáveis e independentes do tipo β se combinem de modo a produzir eventos letais, ou seja, duplas quebras de cromossomas.

Este modelo considera a curva de sobrevivência como a soma das duas componentes a produzir morte celular. Em representação semilogarítmica:

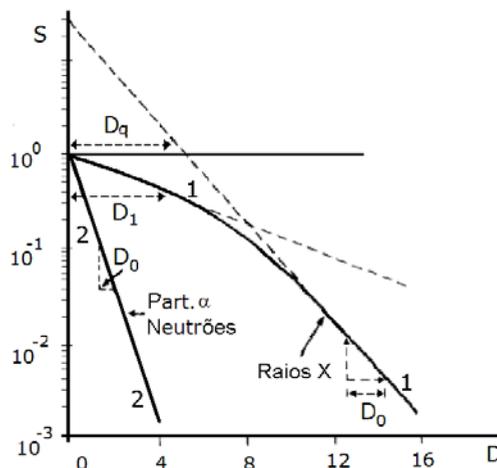


Fig. 12.18 – Os parâmetros importantes nas curvas LQ. A curva é descrita pela inclinação inicial (D_1), a inclinação final (D_0), e um parâmetro que representa a largura do patamar D_q . Curva 1 – Sobrevivência celular sob a acção dos raios X ou γ (danos do tipos A e B). Curva 2 – Dano do tipo A para radiação de alto TLE.

Para pequenas doses de raios X ou γ , as duplas quebras são resultantes da acção de um único electrão secundário e são representados pela linha recta a tracejado na Fig. 12.18 e correspondem a dano do tipo A. Para doses maiores, as duplas rupturas de cromossoma resultam de dois electrões independentes. A curva de sobrevivência dobra-se para baixo quando a componente quadrática do dano tipo B predomina, como se vê na Fig. 12.18.

Para os raios X ou γ o modelo linear-quadrático da sobrevivência celular inclui os danos dos tipos A e B, é

$$S = e^{-(\alpha D + \beta D^2)} \quad 12.61$$

onde S é a fracção das células que sobrevivem à dose D, e α e β são constantes. Este modelo supõe que estão presentes duas componentes de morte celular devida a radiação, uma proporcional à dose e a segunda proporcional ao quadrado da dose.

Então para igual participação de danos dos componentes A e B é

$$e^{-\alpha D} = e^{-\beta D^2} \quad 12.62$$

$$\text{donde } D = \alpha/\beta \quad 12.63$$

A relação α/β é a dose para a qual as componentes linear e quadrática de morte celular se igualam⁶.

Para radiação densamente ionizante (elevado TLE), como as partículas alfa, ou os neutrões de baixa energia, a curva de sobrevivência celular é uma linha recta que passa pela origem; ou seja a sobrevivência, aproxima-se de uma função exponencial da dose. Quanto maior for o TLE maior o valor da constante α , ou seja, maior a inclinação da linha recta. Neste caso a curva de sobrevivência pode ser descrita por um único parâmetro, a inclinação da recta.

A curva linear-quadrática para doses elevadas curva continuamente mas ajusta-se bem aos dados experimentais na primeira parte da curva de sobrevivência. A curva é caracterizada por uma inclinação inicial (D_1), o parâmetro da inclinação final (D_0) e um parâmetro que representa a largura do patamar D_q ou dose limiar (ou n, o número de extrapolação). D_0 e D_1 são os inversos das inclinações das partes inicial e final da curva. Para cada um dos casos é também a dose requerida para reduzir a fracção sobrevivente a 37 % do valor antes da aplicação da dose.

⁶ - α tem as dimensões do inverso de uma dose; β tem as dimensões do inverso do quadrado de uma dose.

O modelo linear quadrático é correntemente o modelo escolhido de sobrevivência celular num número substancial de situações.

Esta é uma curva com curvatura constante que não é o caso dos dados experimentais, mas é, no presente, o modelo mais usado.

As curvas de sobrevivência para as células dos mamíferos e algumas bactérias expostas a radiação ionizante de baixo TLE:

- Para baixas doses, em gráfico semilogarítmico, ocorre uma porção linear com inclinação não nula

- Para doses maiores (até alguns Gy) ocorre uma curvatura

3 - Comparação dos modelos L-Q e teoria do alvo

Culturas de células de diferentes tecidos e tumores mostram uma larga variação nas formas das curvas de sobrevivência. Frequentemente os dados não são suficientemente precisos para permitir a comparação dos ajustes aos modelos L-Q e teoria do alvo.

As curvas de sobrevivência radiação de elevado TLE como as partículas α , neutrões e electrões muito lentos são lineares nos dois modelos (o dano irreparável domina). Para radiação de baixo TLE as curvas L-Q mantêm a curvatura mesmo para doses muito elevadas enquanto que as curvas da teoria do alvo se tornam lineares para estas doses.

Para os raios X e γ e outras radiações ionizantes de baixo TLE, as curvas de sobrevivência apresentam um patamar para baixas doses com uma inclinação inicial característica. Para doses maiores estas curvas tendem ou a ficar rectas ou continuar curvas e os dados de sobrevivência podem ser ajustados aos modelos da teoria do alvo ou linear-quadrático.

A vantagem do modelo L-Q é sobretudo o facto de utilizar dois parâmetros, α e β , quando comparado com os 3 parâmetros necessários para o caso da teoria do alvo. A inclinação inicial da curva de sobrevivência é representada ou por $1/D_0$ ou α . A reparação é representada ou por D_q (teoria do alvo) ou por b (modelo L-Q). A relação α/β é a dose para a qual o dano α iguala o dano β .

VII. EFICIÊNCIA BIOLÓGICA RELATIVA

A experiência mostra que, para uma mesma quantidade de energia absorvida, os efeitos radioquímicos e radiobiológicos variam com a qualida-

de da radiação ionizante incidente. Por exemplo, as partículas α produzem determinados efeitos biológicos com um número de Gy 10 a 20 vezes menor que o necessário para desencadear os mesmos efeitos com raios X de 200 KeV. Para esses efeitos, as partículas α são 20 vezes mais eficientes que os raios X.

Sabemos que uma dose absorvida de 1 Gy corresponde à absorção de 1 Joule por quilograma de tecido. Contudo, nesta definição não está especificado o modo como essa energia é libertada na referida massa.

As partículas α têm uma TLE elevada e a sua energia é totalmente cedida num percurso muito pequeno quando comparado com o dos fotões.

A densidade de ionização dos raios X de 200 KeV é muito menor. Em cada grama de tecido a energia de 100 erg é libertada de modo muito mais disperso (Fig. 12.17 a) e b). A eficiência biológica aumenta pois com o poder ionizante.

Quando nos queremos referir a efeitos biológicos, o efeito produzido por uma dada dose absorvida só ficará caracterizada se introduzirmos um coeficiente relacionado com o tipo de radiação.

A eficiência biológica de uma radiação qualquer pode ser estabelecida em relação à eficiência de uma outra radiação que se toma como padrão - os raios X de 200 KeV ou mais exactamente radiação com TLE de 3 KeV/ μm com uma velocidade de dose de 0,1 Gy/min.

A escolha dos raios X de 200 KeV deve-se ao facto de haver uma larga experiência na utilização desta radiação em radioterapia com um consequente conhecimento dos seus efeitos biológicos.

Esta radiação serve assim de referência para uma medida dos efeitos biológicos das outras radiações ionizantes.

Define-se eficiência biológica relativa, de uma dada radiação e para um dado efeito biológico, considerando amostras do material biológico em estudo irradiadas separadamente pela radiação considerada e pela radiação padrão e administrando, nos dois casos, igual número de Gy. A eficiência biológica relativa (EBR) é:

$$\text{EBR} = \frac{\text{Efeito biológico da radiação em estudo}}{\text{Efeito biológico da radiação padrão}} \quad (\text{para igual n}^\circ \text{ de Gy}) \quad 12.64$$

O efeito biológico terá de ser algo mensurável como por exemplo o número de células mortas ou alteradas.

A EBR não tem dimensões e apresenta valor unitário para a radiação padrão. A EBR pode ainda ser definido a partir da relação entre as doses em Gy da radiação padrão, D_0 e da radiação em estudo D , necessárias para se

obter determinado efeito biológico (por exemplo morte de 10% das células), ou seja

$$EBR = \frac{D(\text{Dose da radiação padrão})}{D(\text{Dose da radiação estudo})} \quad (\text{para igual efeito biológico}) \quad 12.65$$

Para uma dada radiação, a EBR poderá variar com o efeito biológico em estudo. A Fig. 12.8 mostra a fracção das células sobreviventes em função da dose absorvida em Gy, para radiações com diversos TLE, desde 12 KeV/μm até 200 KeV/μm supondo condições bem definidas de irradiação no que respeita à velocidade de dose, fraccionamento da dose e oxigenação.

Nas curvas da Fig. 12.19 as doses necessárias para se ter uma dada fracção de células sobreviventes são tanto menores quanto maior for o TLE, com a excepção das curvas para 100 e 180 KeV/μm, o que explicaremos mais tarde.

Tomando como base os efeitos biológicos podemos considerar uma nova grandeza: o equivalente de dose. Um equivalente de dose de dada radiação produz o mesmo efeito biológico que a mesma dose equivalente de radiação com TLE de 3 KeV/μm (TLE raios X de diagnóstico) com uma velocidade de dose de 0,1 Gy/min ou de qualquer outra radiação.

Um determinado efeito biológico, para um dado equivalente de dose, é constante qualquer que seja a radiação utilizada. Para uma dose absorvida D de uma dada radiação ionizante de eficiência biológica relativa EBR o equivalente de dose é

$$H = D \times EBR \quad 12.66$$

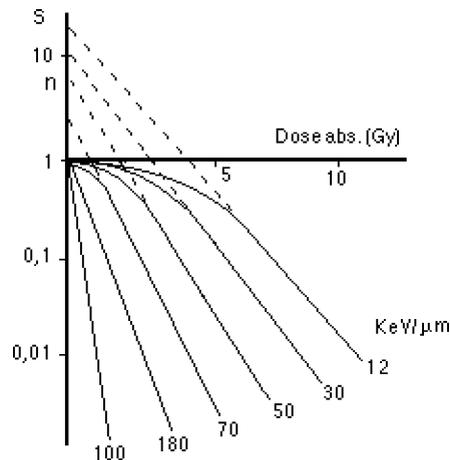


Fig. 12.19 – Sobrevivência celular vs. dose para radiações com diferentes TLEs

Um facto verificado em sistemas biológicos simples onde é aplicável o modelo de uma única zona sensível e um só toque é que as radiações de elevada TLE são pouco eficazes, apresentando valores de EBR inferiores aos das radiações de baixo TLE. Uma só ionização é suficiente para matar a célula, de modo que o grande número de ionizações produzido, no interior da célula, pela radiação de elevado TLE é desperdiçado. A radiação de baixo TLE, com percurso maior, distribui a ionização por um maior número de células apresentando uma maior EBR. A curva EBR vs. TLE é decrescente, Fig. 12.20.

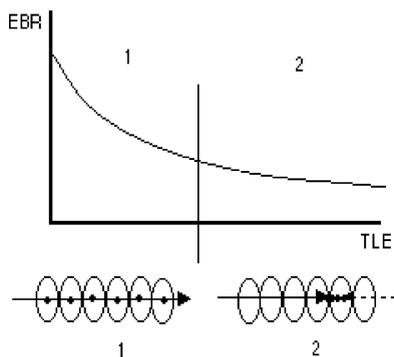


Fig. 12.20 – Curva EBR vs. TLE para um sistema regido pelo modelo de uma única zona sensível e um só toque .

Supondo que é aplicável o modelo de uma só zona sensível e dois toques, a curva EBR vs. TLE modifica-se, apresentando um máximo para valores médios de TLE.

Há um valor óptimo de TLE para a qual a probabilidade de ocorrerem dois toques efectivos por célula é máximo, Fig. 12.21.

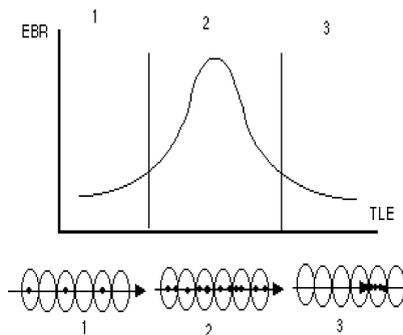


Fig. 12.21 – Curva EBR vs. TLE para um sistema regido pelo modelo de uma única zona sensível e dois toques.

1 - Efeitos do fraccionamento e da velocidade de dose na acção biológica

De um modo geral, a mesma dose administrada numa irradiação única ou distribuída no tempo em irradiações separadas, produz efeitos biológicos distintos, menos intensos no último caso.

Do mesmo modo, uma dose única administrada com uma elevada velocidade de dose produz efeitos biológicos mais acentuados do que no caso de uma pequena velocidade de dose.

A explicação destas diferenças assenta na existência de fenómenos de reparação celular que actuam tanto mais eficazmente quanto menor é a dose.

São já conhecidos diversos mecanismos enzimáticos de restauração molecular dos ácidos nucleicos irradiados.

A reparação celular incide sobre as lesões subletais produzindo alterações na curva de sobrevivência. Da reparação celular resulta um aumento da dose limiar D_0 e diminuição da inclinação da parte final da curva de sobrevivência. Por exemplo, as curvas de sobrevivência da Fig. 11.5 poderiam ser o resultado da irradiação de uma espécie celular com as doses ministradas numa única sessão (curva a, $n=6$) ou com as doses fraccionadas em três parcelas separadas de algumas horas (curva b, $n=9$). A recuperação, mais eficaz nos intervalos sem irradiação, torna necessários mais toques para ocorrer a morte celular por lesão simultânea de todas as regiões subletais. Logo, aumenta o valor de h .

Quando se trata de diminuição da velocidade de dose o efeito é semelhante já que para as menores velocidades e para compensar o aumento da restauração, vão ser necessários mais toques para inactivar as células por lesão nas regiões subletais.

VIII. ACÇÃO TERAPÊUTICA DA RADIAÇÃO IONIZANTE

682

De um modo geral para determinado tecido de um dado indivíduo o efeito biológico e radioterapêutico é tanto maior quanto maior for a dose absorvida. Por outro lado, a mesma dose absorvida por tecidos diferentes do mesmo indivíduo ou por tecidos correspondentes de indivíduos diferentes, pode originar efeitos desiguais, traduzindo uma diferença de radiosensibilidade.

Sabe-se hoje que as radiações ionizantes agem com maior intensidade sobre os tecidos se: a) a sua actividade reprodutora for maior, b) o seu futuro cariocinético, índice de divisão celular, for mais provável; c) a sua morfologia e função estiverem menos definitivamente fixadas.

Estas premissas, são as leis de Bergonié-Tribondeau da radiosensibilidade, que constituem, afinal as regras que determinam o emprego terapêutico das radiações e em particular dos radioisótopos. Assim, conforme as referidas leis, os tecidos do organismo que são mais afectados pelas radiações são: a base do epitélio de revestimento, o tecido hematopoiético, os tecidos fundamentais das gónadas e do embrião e, no campo da patologia, os tecidos cancerosos.

(Página deixada propositadamente em branco)

CAPÍTULO • XIII



PROTECÇÃO EM RADIOLOGIA

(Página deixada propositadamente em branco)

I. IRRADIAÇÃO DA ESPÉCIE HUMANA

1 - Aspectos gerais

As radiações ionizantes são uma parte da energia radiante que os seres vivos trocam com o exterior, durante toda a sua existência. Estes recebem e, em menor escala, emitem as mais diversas formas de energia radiante, como radiação térmica, radiação gama, ondas electromagnéticas consequência da sua actividade bioeléctrica, etc.

As radiações ionizantes, emitidas pelos seres vivos, resultam da existência de isótopos radioactivos na sua constituição, como o ^{40}K , o ^{14}C e elementos das famílias radioactivas naturais.

A radiação ionizante natural que, em qualquer instante, atinge os seres vivos é responsabilizada pela ocorrência de parte das deformações congénitas e é também, provavelmente, causa de evolução das espécies, mas tudo leva a crer que, em termos globais, os seus efeitos nefastos são neutralizados por mecanismos biológicos compensatórios naturais.

Pelo menos para doses de irradiação acima de certos níveis, (da ordem dos 0,5 Sv (50 rem)), as radiações ionizantes têm acção comprovadamente lesiva e capaz de produzir alterações somáticas e genéticas.

Este facto torna importante o estudo das consequências de qualquer forma de irradiação com radiação ionizante, seja esta artificial ou natural.

Como veremos, as aplicações médicas constituem a maior contribuição para a irradiação artificial do homem com radiação ionizante.

A protecção contra as radiações ionizantes constitui uma importante aplicação da física à radiologia e traduz-se no estudo das regras e no desenvolvimento e optimização dos métodos que permitem controlar a irradiação da espécie humana. Uma das suas tarefas é tornar mínimos os riscos associados às doses de radiação recebidos pelos profissionais e pelos doentes, durante o diagnóstico médico com radiação ionizante.

As doses recebidas pelos pacientes durante o diagnóstico radiológico, nas suas diversas modalidades, têm a maior contribuição para a irradiação artificial do homem, devido ao elevadíssimo número de exames efectuados¹.

¹ - O número total de exames de diagnóstico com radiação ionizante, a nível mundial, estimados no ano 2000, foi de cerca de 2 000 milhões para os exames radiológicos e de cerca de 32 milhões para os estudos de Medicina Nuclear.

Como resultado da segurança do equipamento actual de raios X e da divulgação de normas de protecção pessoal, as doses profissionais são pequenas na grande maioria dos exames correntemente realizados em radiologia.

Por outro lado, um conjunto de regras pode minimizar a dose nos pacientes com diminuição dos riscos inerentes.

Tanto quanto possível, vamos reportar-nos às recomendações da ICRP de 1990, tendo em conta que deverão sair novas recomendações em 2005 cujas diferenças, em relação às anteriores, são conhecidas.

Qualquer filosofia de utilização da radiação ionizante terá de situar-se, necessariamente, entre duas certezas:

1. A certeza da aceitação biológica da irradiação natural média;
2. A certeza da acção destrutiva dos tecidos para doses elevadas.

Dados da investigação científica permitem afirmar que a acção dos diversos tipos de radiação ionizante, em doses elevadas, tem efeitos de degradação sobre a saúde pública e, possivelmente, sobre o património biológico do homem. Aliás, o facto de ocorrer acção biológica a partir de um certo limiar não é específico desta forma de energia. Todas as formas de energia, acima de determinados valores, têm acção lesiva sobre os seres vivos, através de diversos processos de agressão.

Por outro lado, os estudos epidemiológicos começam a permitir obter elementos para ponderação dos efeitos das baixas doses de exposição no homem. No entanto, a probabilidade de efeitos para doses muito baixas, tais como as recebidas da radiação basal natural, é tão pequena que poderá não ser nunca possível provar ou desaprovar a validade do modelo LNT «linear non threshold dose response model». Este modelo defende a inexistência de limiar e uma relação linear entre dose e efeito, para certos efeitos.

Deve ser constante a preocupação de aproximar, tanto quanto possível, das doses da irradiação natural as doses recebidas pelos intervenientes nas aplicações médicas da radiação ionizante.

2 - Irradiação externa

No que respeita à irradiação natural, recebemos energia de fotões e partículas provenientes quer da radiação cósmica, quer de radionúclidos naturais. Como vimos, alguns destes radionúclidos fazem parte da nossa própria constituição.

A irradiação natural média, corpo inteiro, no homem, referente à radiação cósmica² e radioactividade natural, em zonas sem características especiais, excluindo todos os processos de irradiação produzidos artificialmente, é de cerca de 1,2 mSv/ano (120 mrem/ano).

Há, contudo, enormes variações. Em regiões de areias monásticas, ricas em elementos radioactivos naturais, na Índia, foram já registadas doses de 802 mrem/ano e, no Brasil, em regiões semelhantes, de 287 mrem/ano.

A radiação cósmica tem, na sua constituição³ partículas e fotões de elevada energia, provenientes do espaço exterior e da atmosfera.

A radiação cósmica pode ser primária ou secundária. A radiação cósmica primária é constituída principalmente por protões altamente energéticos provenientes dos espaços interestelares (perto dos 90 %).

Cerca de 9 % das partículas cósmicas são iões de He e o restante, uma pequena percentagem, de iões pesados, electrões e neutrinos. O espectro de energia da radiação cósmica primária estende-se de 1 a 10^{14} MeV com um pico de energia a cerca de 300 KeV.

A radiação cósmica secundária resulta de interacções da radiação cósmica primária com a atmosfera terrestre.

Ocorrem reacções nucleares entre as partículas cósmicas e átomos da atmosfera terrestre, que resultam na formação de novos radionúclidos, partículas energéticas e fotões. Parte das partículas e fotões produzidos atingem a superfície da terra onde se detectam fotões, neutrões, piões e kaões, para além de um grande conjunto de nuclídeos cosmogénicos, como o ^{14}C , ^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{22}Na e ^{24}Na .

A irradiação originada pelos radionúclidos naturais presentes nos solos, nas paredes interiores das habitações e na atmosfera, constitui parte da irradiação externa.

Por exemplo, nas casas graníticas, a libertação das paredes de ^{222}Rn (radão) e ^{222}Th (torão), gases radioactivos das famílias do urânio e tório, pode ser um factor de irradiação importante do tecido pulmonar.

À irradiação natural há que acrescentar a resultante das fontes de irradiação produzidas pelo homem.

² - A dose devida à radiação cósmica varia com a altitude: 0,2 mSv/ano ao nível do mar, 1mSv/ano a 3 000 m de altitude.

³ - Muitas vezes quando se fala de radiação cósmica está a considerar-se a componente de micro-ondas (Fig1.2) de baixíssima energia ($\sim 10^{-5}$ eV) que atinge a terra vinda do espaço. Aqui estamos interessados em partículas carregadas com elevada energia cinética.

3 - Fontes artificiais de radiação ionizante

A acrescentar às formas de irradiação natural, o homem é sujeito a radiação ionizante proveniente de fontes que ele próprio desenvolveu, para os mais diversos fins.

As principais origens de radiação ionizante produzida pelo homem são os aparelhos de raios X destinados a diagnóstico, terapêutica, indústria ou investigação, os radionúclidos artificiais localizados ou produzidos em reactores nucleares, aceleradores de partículas, centrais nucleares, navios de propulsão nuclear, armas ou desperdícios nucleares e as lâmpadas de radiação ultravioleta.

De todas estas causas de radiação ionizante artificial, o maior agente de irradiação da espécie humana são os raios X para fins diagnósticos, cuja contribuição em relação ao total ultrapassa os 90%, participando a contaminação devido a centrais nucleares com menos de 1%, para a irradiação global e as aplicações médicas dos radionúclidos com menos de 2%.

Dado o contexto da presente obra, é exactamente a protecção face às fontes de raios X para uso em diagnóstico clínico que nos interessam. Observamos na Fig. 13.1 que há alguma sobreposição entre as doses de diagnóstico e a irradiação natural anual. Os maiores valores da radiação natural resultam da presença de níveis elevados de radioactividade em certas zonas do planeta e do aumento da radiação basal nos voos de longo curso⁴.

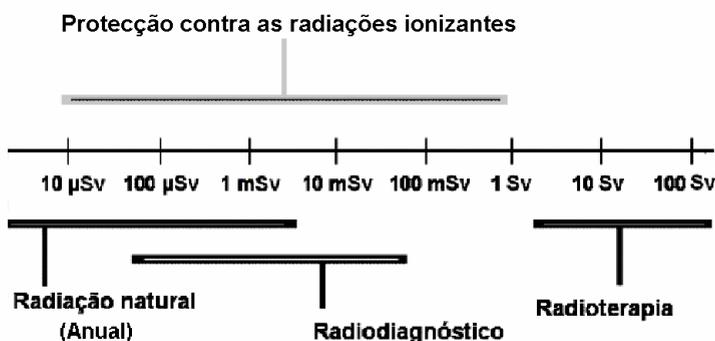


Fig. 13.1 – Níveis de radiação associados a diversas causas e intervalo onde se exerce a protecção contra as radiações ionizantes.

⁴ - Uma viagem de avião de 4 h corresponde a uma irradiação de cerca de 0,02 mSv.

4 - Classificação das pessoas sujeitas a irradiação

As normas de protecção da saúde das pessoas contra os perigos resultantes das radiações ionizantes têm aplicação nas seguintes exposições radiológicas médicas: exposição de pacientes no contexto do diagnóstico ou tratamento médico e exposição de pessoas num contexto profissional.

Outras possibilidades como exposição de pessoas em programas de rastreio médico, participantes como voluntários em programas de investigação médica e de procedimentos médico-legais são também consideradas pelas entidades reguladoras, mas encontram-se fora dos nossos interesses actuais.

Entende-se por pessoas profissionalmente expostas, aqueles trabalhadores que, pelas circunstâncias em que se desenvolve o seu trabalho, quer da forma habitual, quer de forma ocasional, estão submetidos a um risco de exposição às radiações ionizantes susceptível de conduzir a doses anuais superiores a um décimo dos limites da dose anual fixados para os trabalhadores;

Nas pessoas profissionalmente expostos distinguem-se duas categorias:

Categoria A – aquelas que são susceptíveis de receber doses superiores a 30% dos limites de dose anual fixados para a pele e extremidades dos membros.

Categoria B – Os trabalhadores expostos não incluídos na categoria A.

Entende-se por membros do público as pessoas da população isoladamente, com exclusão daquelas profissionalmente expostas durante o seu horário de trabalho, incluindo os estudantes e estagiários;

A população em geral é a colectividade formada pelos dois grupos anteriores.

II. QUANTIFICAÇÃO DOS EFEITOS DA IRRADIAÇÃO HUMANA

1 - Dose absorvida. Equivalente de dose H_T

A dose absorvida, indicando a energia libertada no meio biológico, por unidade de massa, é a quantidade fundamental em protecção contra as radiações. Todavia, quando se pretende avaliar o efeito da exposição de material biológico à radiação ionizante são também importantes o tipo de tecido envolvido e a qualidade da radiação, para além doutros factores.

Referimos no Cap. XII o conceito de eficiência biológica relativa de uma dada radiação, ou seja, a sua capacidade de induzir alterações biológicas quando comparada com uma radiação padrão.

Posteriormente a EBR foi chamada de factor de qualidade (Q) e usada na definição de uma grandeza que contempla a acção biológica da radiação ionizante em pontos específicos do tecido.

Para radiação de um certo tipo com uma dada energia, o Q varia com o tecido em estudo, podendo variar também, para o mesmo tecido, com o efeito específico em análise.

Tomando como base os efeitos biológicos, foi inicialmente definida uma nova grandeza, o equivalente de dose H, referida a um ponto no tecido

$$H = D Q \quad 13.1$$

Um equivalente de dose de uma radiação de qualquer tipo, num dado tecido, produz o mesmo efeito biológico que o mesmo equivalente de dose de raios X de 200 keV (TLE de 3 KeV/ μ m) com uma velocidade de dose de 0,1 Gy/min .

O efeito biológico para um dado valor de equivalente de dose administrado é assim constante, qualquer que seja a radiação utilizada.

Assim, 1 Sv de uma qualquer radiação produz o mesmo efeito biológico que 1 Gy da radiação padrão.

A unidade de equivalente de dose é o $J \text{ kg}^{-1}$, que se designa de Sievert (Sv).

Para a radiação padrão (RX de 200 keV), para a qual $Q = 1$, 1 Sv = 1 Gy.

Uma outra unidade de equivalente de dose, hoje obsoleta, é o rem. O equivalente de dose de 1 rem de uma qualquer radiação produz o mesmo efeito biológico que 1 rad de raios X de 200 keV.

O equivalente de dose de 1 Sv é igual a 100 rem.

Sendo assim, a partir da definição de Q, vem, para qualquer tipo de radiação

$$1 \text{ Sv} = \frac{1 \text{ Gy}}{Q} \quad 13.2$$

e também

$$1 \text{ rem} = \frac{1 \text{ rad}}{Q} \quad 13.3$$

Para os efeitos que citamos, em que as partículas α são 20 vezes mais eficientes do que os raios X, o Q será, de acordo com a definição, igual a 20.

Para as partículas α , em termos da energia posta em jogo, o Sv é 20 vezes menor do que o Gy.

2 - Dose equivalente

Em 1991 foi considerado que o efeito biológico ficaria melhor caracterizado definindo uma dose absorvida ponderada, considerada em termos médios, para um tecido ou órgão e para o particular tipo de radiação em causa. Foram assim definidos pela ICRP factores de ponderação w_R obtidos matematicamente tendo em conta o TLE (coeficiente de transferência linear de energia) da radiação, em KeV/mm, na água e nas vizinhanças da região de interesse e valorizando factores biológicos dependentes do tecido em estudo. Para o caso dos fotões de qualquer energia, onde $w_R = 1$ o valor do TLE é $\leq 3,5$ KeV/mm. Posteriormente foram considerados factores que contemplavam o modo como a radiação era administrada, ou seja, se fraccionada ou numa única dose e a própria velocidade de dose, durante a administração.

Modernamente usa-se um factor que contempla todos estes aspectos: o factor de ponderação w_R cujo valor é determinado pelo tipo e energia da radiação incidente no corpo e pelas características da irradiação. A dose absorvida ponderada por introdução de w_R é a dose equivalente H_T .

$$H_T = w_R D_T \quad 13.4$$

onde D_T é a dose absorvida média no tecido ou órgão T.

Em protecção radiológica, para o caso de um órgão, ou tecido, irradiado por radiações de diversos tipos, a definição de dose equivalente H_T num órgão T, pode ser generalizada.

$$H_T = \sum_R w_R D_{TR} \quad 13.5$$

representando a soma das doses absorvidas num órgão ou tecido multiplicadas pelos factores de ponderação das diferentes radiações, sendo D_{TR} a dose devida à radiação R recebida pelo órgão T e w_R o factor de ponderação da radiação R para aquele órgão.

Em resumo, dose equivalente é uma dose de radiação ionizante medida em mSv absorvida por uma parte específica do corpo e ajustada para o nível de energia e tipo de radiação em jogo.

3 - Dose efectiva

Em qualquer irradiação diversos órgãos ou tecidos recebem energia.

Estes órgãos têm diferentes radiosensibilidades e os factores de risco envolvidos também variam. A dose efectiva E é a grandeza da protecção radiológica que toma em consideração estes factos e representa a soma das doses equivalentes H_T , resultantes de irradiação interna e externa, ponderada para todos os tecidos e órgãos, através de factores de ponderação

$$E = \sum_T W_T H_T = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R} \quad 13.6$$

onde W_R são os factores de ponderação da radiação e W_T os factores de ponderação contabilizando o detrimento para efeitos estocásticos referentes ao órgão T , como fracção do detrimento total para uma irradiação uniforme (Quadro 13.1).

A dose efectiva representa assim uma dose de radiação ionizante, medida em mSv, absorvida pela totalidade do corpo da pessoa irradiada ajustada para a energia e tipo de radiação e para as diferentes sensibilidades dos órgãos e tecidos irradiados, e se só uma parte do corpo é irradiada a dose efectiva é a soma das doses equivalentes ponderadas em todos os órgãos e tecidos irradiados.

A unidade de dose efectiva é o Sievert.

Quadro 13.1 - Factores de ponderação W_T recomendados pela ICRP (1990)

Tecidos e órgãos	Factor de ponderação W_T	Total
Gónadas	0,20	0,20
Mama, bexiga, fígado, esófago, tiróide, restantes	0,05	0,3
Medula óssea, pulmão, cólon, estômago	0,12	0,48
Ossos (superfície), pele	0,01	0,02

A dose efectiva é usada para comparar o risco potencial para níveis de irradiação baixos (inferiores ao limiar determinístico de 1 a 2 Sv, como é o caso do CT), tomando em consideração a sensibilidade à radiação dos diversos órgãos.

O objectivo da dosimetria das radiações é fornecer conceitos, quantidades, processos e técnicas para a especificação e determinação de uma quantidade de radiação ionizante que seja quantitativamente relacionada com um particular efeito produzido num sistema biológico.

No campo das aplicações médicas dos raios X para fins de diagnóstico tem sido efectuado um considerável esforço para limitar a irradiação dos pacientes e trabalhadores a níveis tão baixos quanto possível, tomando como referência os níveis da irradiação basal.

Na Fig. 13.2 encontram-se as doses efectivas em mSv e a correspondente equivalência em anos de irradiação natural média para alguns exames radiológicos.

É interessante reparar nas grandes diferenças existentes, com exames cuja equivalência ultrapassa os quatro anos de irradiação e outros que correspondem a semanas.

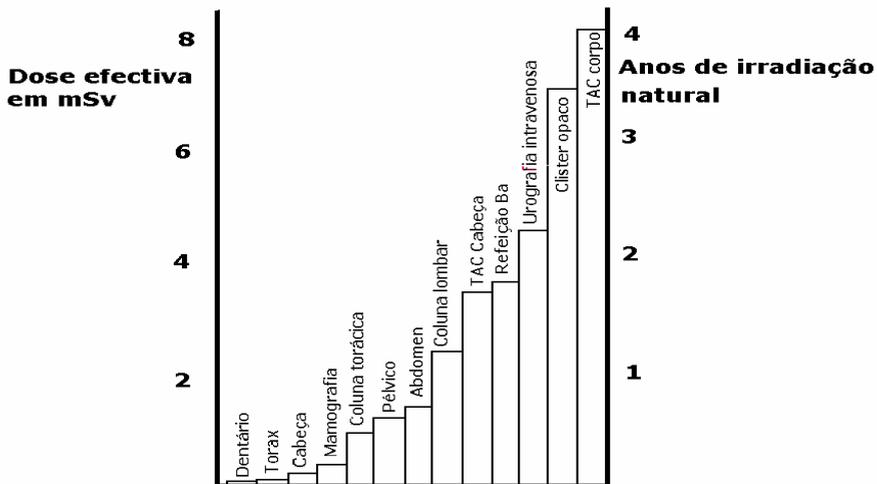


Fig. 13.2 – Dose efectiva em mSv e equivalência em anos de irradiação natural para alguns exames radiológicos.

Uma característica da irradiação por fontes externas é que a energia correspondente a uma dada dose é absorvida em curtos intervalos de tempo.

Quando são administrados radionúclidos a energia é libertada sobre os tecidos ao longo do tempo (horas, dias ou mais) num processo que depende dos períodos físico e biológico dos materiais em jogo. Para entrar em conta com esta situação foram definidas as doses comprometidas equivalente e efectiva e a dose equivalente anual. Estas grandezas estão fora do contexto do nosso livro não sendo consideradas.

4 - Doses colectivas

As quantidades dosimétricas discutidas até aqui são todas relacionadas com exposição individual. Para a determinação de doses no contexto da protecção do ambiente, há uma necessidade de novas quantidades visando a exposição de grupos ou populações às radiações. A grandeza essencial na determinação de doses colectivas é a dose efectiva colectiva. A dose efectiva colectiva deve ser sempre acompanhada dum indicação rigorosa do período de tempo em que foi acumulada. Com frequência, o período considerado é de um ano. Esta quantidade toma em consideração o número de pessoas irradiadas e as suas doses individuais.

Pode ser expressa como soma de doses individuais ou como produto do número de indivíduos expostos pela dose efectiva média. A dose efectiva colectiva pode ser considerada como representativa das consequências totais da exposição de uma população ou grupo, mas o seu uso deve ser limitado às situações em que as consequências sejam verdadeiramente proporcionais à dose efectiva e ao número de pessoas expostas.

A dose colectiva é sobretudo um conceito ligado à fonte de radiação que permite a avaliação sistemática das consequências da irradiação de grupos críticos ou de grandes populações dando informações sobre o prejuízo total associado a uma prática ou informação para optimização de medidas de protecção. A unidade de dose colectiva é o homem-sievert exprimindo a associação de um número de pessoas com as respectivas doses efectivas.

5 - Grandezas operacionais para irradiação externa

As doses equivalente e efectiva não são mensuráveis na prática e a ICRU definiu as chamadas doses operacionais com a finalidade de possibilitar a avaliação da irradiação externa. É prática comum usar para a monitorização as grandezas operacionais a seguir mencionadas:

- Para a monitorização individual:

Equivalente de dose individual $H_p(d)$ que é o equivalente de dose em tecidos moles, a uma profundidade d abaixo de um dado ponto do corpo.

- Para a monitorização de área:

Equivalente de dose ambiental $H^*(d)$ que é o equivalente de dose num ponto de um campo de radiação que seria produzido pelo campo expandido e alinhado correspondente na esfera ICRU⁵ a uma profundidade d no raio oposto ao sentido do campo alinhado. Entende-se por campo expandido o campo derivado do campo real cuja fluência e respectivas distribuições direccionais e energética têm idênticos valores, através do volume considerado, aos do campo real no ponto de referência. Um campo de radiação expandido e alinhado é um campo de radiação cuja fluência e respectivas distribuições direccionais e energética são iguais às do campo expandido, mas de fluência unidireccional.

O equivalente de dose ambiental define a dose equivalente que existiria num ponto na esfera no campo alinhado e expandido e especifica os valores que os dosímetros devem indicar.

Equivalente de dose direccional $H'(d, \Omega)$ é o equivalente de dose num ponto de um campo de radiação que seria produzido pelo campo expandido correspondente na esfera ICRU a uma profundidade d num raio com direcção específica Ω (com d a distância em mm abaixo da superfície de uma esfera com centro em A e Ω o ângulo de incidência). O equivalente de dose direccional é uma medida conveniente da dose equivalente no tecido superficial.

Recomenda-se, para radiação muito penetrante, uma valor d de 10 mm e, para uma radiação fracamente penetrante, uma profundidade d de 0,07 mm para a pele e de 3 mm para os olhos.

6 - Execução da dosimetria (métodos de controlo)

697

Como os trabalhadores apresentam zonas com diferentes tipos de protecção, desde descoberto a completamente coberto, a dosimetria pessoal pode apresentar diferentes protocolos.

⁵ - Corpo criado pela ICRU (Comissão Internacional das Unidades e Medidas de Radiação) para representar a absorção de energia das radiações ionizantes pelo corpo humano e que consiste numa esfera de um material equivalente a tecido, com 30 cm de diâmetro, uma densidade de 1 g cm^{-3} e uma massa composta por 76,2% de O, 11,1% de C, 10,1% de H e 2,6% de N.

Quando existem razões para se considerar que o campo de radiação é sensivelmente uniforme e não se considera justificável o uso de aventais de protecção, é suficiente usar um dosímetro para o corpo inteiro.

A colocação do dosímetro de corpo inteiro deve ser ao nível do tronco, sobre o peito ou sobre o abdómen. As mulheres grávidas devem usá-lo ao nível do abdómen.

Quando o valor de dose indicado por um só dosímetro não é representativo devido à heterogeneidade do campo de radiações, as pessoas controladas devem usar vários dosímetros. A dose efectiva pode ser calculada com base nos valores das doses parciais.

Poderá ainda ser útil a utilização de dosímetros de leitura directa com vista a confirmar as medições e de dosímetros de extremidades, quando a dose aí ultrapasse 25 mSv por ano. O dosímetro de extremidades deve ser colocado na área onde se espera que a dose seja mais elevada

Quando são utilizados aventais de protecção o dosímetro deve ser colocado sob o avental de protecção. Sempre que os trabalhos impliquem doses elevadas devem ser usados dois dosímetros, com o segundo dosímetro a ser colocado sobre o avental, em geral, à altura do pescoço.

A dose individual total com dois dosímetros (H_t) deve ser calculada utilizando a relação

$$H_t(d) = H_{psu}(d) + a \times H_{pso}(d) \quad 13.7$$

onde $H_{psu}(d)$ é a dose no dosímetro colocado sob o anteparo, $H_{pso}(d)$ a dose no dosímetro colocado sobre o mesmo, $a = 0,1$ quando não é usada protecção para a glândula tiróide e $a = 0,05$ quando é usado anteparo. Os valores geralmente usados para d são 0,07 e 10 cm.

Existem tabelas com coeficientes de conversão do kerma no ar para a dose individual em profundidade, $H_p(10)$, e para a dose individual à superfície, $H_p(0,07)$, aplicáveis a um dosímetro individual colocado sobre um fantoma paralelipédico⁶.

⁶ - Decreto-Lei nº 167/2002 de 18 de Julho – Transposição da Directiva nº 96/29/EURATOM, do Conselho, de 13 de Maio de 1996.

7 - Grandezas em protecção radiológica

Podemos ordenar as grandezas da protecção radiológica de acordo com as suas definições e objectivos e referindo o modos de obtenção:

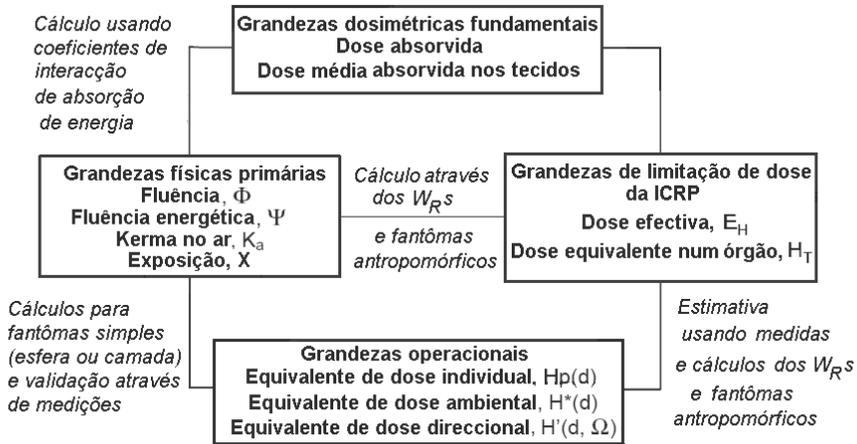


Fig. 13.3 – Diagrama com a indicação das grandezas da protecção radiológica referindo objectivos e modos de obtenção.

III. PRINCÍPIOS BÁSICOS DA PROTECÇÃO CONTRA FONTES EXTERNAS DE RADIAÇÃO IONIZANTE

1 – Introdução

Os fenómenos elementares primários que estudamos, podem desencadear, após tempo mais ou menos longo, alterações que se situam, quer ao nível celular, quer ao nível do organismo. Estas alterações podem ser funcionais ou morfológicas. As alterações funcionais caracterizam-se por uma diminuição na actividade da matéria viva: diminuição na secreção de uma glândula, perda da contractilidade muscular, esclerose do tecido conjuntivo, etc. Estas constituem as primeiras reacções do organismo à acção da radiação e surgem geralmente para doses pouco elevadas.

As alterações morfológicas atingem a estrutura íntima da substância viva. Ao nível celular, o protoplasma, o núcleo ou os diversos «organitos»

banhados no citoplasma, podem ser lesados. Estas alterações estruturais podem ser mais ou menos graves; em geral, deixam traços e podem provocar, por inibição de certas funções essenciais da célula, a morte imediata ou após um prazo mais ou menos longo. As funções metabólicas podem ser modificadas ao ponto da célula se tornar incapaz de efectuar as sínteses que são necessárias à sua vida própria, originando, posteriormente, a sua morte. Uma agressão menos severa destas mesmas funções pode cancelar os processos de síntese que procedem à divisão celular, fazendo-a perder toda a sua capacidade de reprodução.

À escala do organismo, as alterações que se manifestam são o somatório das lesões elementares, bem como das modificações que surgem ao nível das substâncias intercelulares.

As regras gerais que, sem quaisquer outras condicionantes, é possível utilizar para reduzir o mais possível a exposição a fontes externas de radiação são:

- 1 - minimizar o tempo de exposição;
- 2 - maximizar a distância à fonte;
- 3 - otimizar a protecção.

A importância da minimização do tempo de exposição pode ser entendida se considerarmos a relação

$$v_e \times t = D \qquad 13.8$$

onde v_e é a velocidade de dose, t o tempo de exposição e D a dose recebida. Embora existam efeitos biológicos dependentes da velocidade de dose, estes podem ser considerados desprezíveis para o caso dos raios X de diagnóstico.

A segunda regra está relacionada com a lei do inverso do quadrado da distância. Já considerámos a exposição a uma distância r produzida por uma ampola com eficácia E_f (ver Cap. I).

Por fim quando se considera a protecção contra os raios X de diagnóstico, referem-se a dois tipos de protecção: a da fonte e a estrutural.

O material mais frequentemente utilizado na protecção contra os raios X, independentemente do tipo de protecção, é o chumbo. Alguns valores da espessura de semi-atenuação em chumbo para diversas energias dos raios X encontram-se na Quadro 13.2.

Quadro 13.2 - HVL para a água e chumbo para diversas energias dos fótons.

Energia dos fótons (KeV)	$x_{1/2}$ H ₂ O,mm	$x_{1/2}$ Pb,mm
10	1,4	0,008
20	11,6	0,008
40	27,7	0,07
100	38,5	0,12
120	43,6	0,18
140	45,6	0,28

No que respeita à protecção contra a radiação proveniente da fonte, os tubos de raios X usados para diagnóstico, devem estar encerrados numa cúpula de protecção tal que, a Kerma no ar devida à radiação de fuga («leakage radiation») medida à distância de 1 m do foco, não exceda 1 mGy/h, para quaisquer condições das especificadas pelo fabricante para aquele tubo, naquela cúpula.

Os princípios e as normas de segurança básicos destinados à protecção da população e trabalhadores contra as radiações ionizantes foram objecto de harmonização legislativa na comunidade europeia e transpostas para a nossa legislação⁷.

Vamos resumir, adaptando ao nosso caso, uma parte do texto sobre grandezas operacionais propostas pela Euratom para caracterização da irradiação externa, para fins de protecção contra radiações. Não foi mantida a numeração original dos assuntos.

2 - Doses permitidas

Os efeitos biológicos da radiação dependem dos níveis da irradiação. Doses absorvidas superiores ao limiar determinístico (>1-2 Gy) podem produzir danos agudos nos tecidos (queimaduras e necrose para doses >3-5 Gy). As doses absorvidas inferiores ao limiar determinístico aumentam, no entanto, o risco de aparecimento de cancro ou mutações (risco estocástico).

⁷ - Decreto-Lei nº 167/2002 de 18 de Julho – Transposição da Directiva n.º 96/29/ EURATOM, do Conselho, de 13 de Maio de 1996 .

O risco para níveis baixos de irradiação (estocásticos) só depende da dose colectiva recebida pela população. Abaixo do limiar determinístico não é possível determinar um risco individual relacionado com a irradiação.

A maioria dos dados experimentais nestes níveis de radiação resulta da extrapolação de dados com elevados níveis de irradiações (na maioria estudos sobre os sobreviventes de Hiroshima e Nagasaki) onde as condições foram extremamente diferentes (irradiação do corpo inteiro com velocidades de dose muito elevadas).

Em radioprotecção é usada a «hipótese linear»: Toma as mesmas precauções que seriam tomadas se a probabilidade de serem produzidas patologias em adição ao risco espontâneo fosse proporcional à dose recebida.

O risco colectivo para uma população é proporcional ao integral das doses recebidas por todos os indivíduos nesta população, medido em «Pessoa × Sievert».

O risco de vir a sofrer das patologias associadas a estas irradiações aumenta com o tempo de vida disponível. O risco é portanto menor para os pacientes mais idosos, e maior para os pacientes mais jovens.

A finalidade da protecção contra as radiações ionizantes é o controlo da utilização das fontes de radiação de modo a que utilizadores e população em geral não sejam irradiadas acima de níveis supostos aceitáveis. Os níveis de radiação ionizante considerados admissíveis, são recomendados pela ICRP (International Commission on Radiological Protection) com base nos conhecimentos mais actuais em radiobiologia e nos outros ramos da ciência que tratam das interacções entre radiação e material biológico. Ao longo dos anos, a compreensão dos processos de interacção da radiação com os seres vivos e, em particular com o homem, melhorou, tendo as recomendações referidas sido constantemente actualizadas.

A ICRP faz a distinção entre efeitos determinísticos e efeitos estocásticos. Nos efeitos determinísticos a severidade do efeito varia com a dose e pode ocorrer limiar. Nos efeitos estocásticos, a probabilidade de ocorrência do efeito, e não a sua gravidade, é uma função linear da dose, não apresentando limiar. O conceito de efeito estocástico implica que mesmo pequenas doses estejam associadas a um certo risco.

No domínio de valores de dose normalmente com interesse em protecção contra as radiações, os efeitos genéticos e alguns efeitos somáticos, nomeadamente a indução de cancro, são considerados estocásticos.

Os principais objectivos da protecção contra as radiações são evitar a ocorrência de efeitos determinísticos e limitar a ocorrência dos efeitos estocásticos a níveis aceitáveis.

De um modo geral a prática recomendada pela ICRP com a finalidade de redução da dose é baseada nos princípios de que:

a) qualquer exame com radiação ionizante só deve ser efectuado se não houver alternativas sem a utilização de radiação ionizante e;

b) qualquer exame com radiação ionizante só deve ser realizado se oferecer um benefício que justifique o risco, devendo ao mesmo tempo todas as exposições ser mantidas tão baixas quanto possível.

O decréscimo na irradiação com raios X diagnóstico e a evolução nos conhecimentos sobre os efeitos biológicos da radiação levou a uma alteração quanto às preocupações e à filosofia de protecção neste campo. A uma preocupação inicial virada para a espécie, focando os efeitos genéticos e a irradiação das populações, seguiu-se a filosofia de minimizar os riscos somáticos, limitando os efeitos sobre o indivíduo. Podemos dizer que, embora haja outros riscos associados, a grande preocupação da protecção radiológica hoje, é a possibilidade de indução de cancro.

Já dissemos que qualquer que seja a perspectiva, a lógica da utilização das radiações ionizantes e da respectiva protecção tem de situar-se entre duas certezas: a primeira é a certeza estatística de que doses de radiação ionizante, a partir de certos valores, produzem efeitos destrutivos nos tecidos. A segunda é a certeza de que a espécie humana sobrevive a níveis de irradiação correspondentes à irradiação basal.

Dada a aparente aceitação, pelos seres vivos, da irradiação natural e da ausência de efeitos resultantes das suas variações locais, há tendência em utilizar como referência os níveis naturais médios ao avaliarem-se os possíveis riscos de irradiação artificial.

Quadro 13.3 - Limites de dose equivalente para trabalhadores e público em geral.

Limite de Dose Equivalente	Trabalhadores Profissionais Expostos	Membros Individuais do Público
Efeitos determinísticos (excepto o cristalino)	0,50 Sv (50 rem/ano)	0,05 Sv (5 rem/ano)
Cristalino	0,15 Sv (15 rem/ano)	0,015 Sv (15 rem/ano)
Efeitos estocásticos; Irradiação uniforme do corpo inteiro	0,05 Sv (5 rem/ano)	
Efeitos estocásticos; Irradiação não uniforme do corpo inteiro	0,05 Sv/ano	

Um dos objectivos a conseguir em todas as aplicações médicas das radiações ionizantes é que o benefício resultante para o paciente seja incomparavelmente superior ao risco da irradiação. Este objectivo é, aliás, em coerência com a recomendação da ICRP, complementar com o facto de ser injustificável a administração de qualquer radiação ionizante em indivíduos quando existirem métodos alternativos igualmente informativos não utilizando radiação ionizante. Sendo a radiação ionizante a alternativa, deve ser usada dentro dos limites adoptados pela ICRP a que correspondem doses para as quais o risco envolvido é mínimo e aceitável.

No que respeita às doses ocupacionais, os seus limites são estabelecidos para níveis tais que, se forem recebidos quer de forma aguda quer crónica, a probabilidade de serem observados efeitos somáticos ou genéticos corresponde a um risco aceitável, mesmo quando comparado com os riscos de trabalhadores de indústrias sem radiação ionizante.

IV - MEDIDAS DE PROTECÇÃO

Os princípios da protecção e segurança contra as radiações ionizantes dizem respeito a todas as actividades que envolvam exposição àquelas e deverão processar-se por forma a:

a) que os diferentes tipos de actividade que impliquem uma exposição a radiações ionizantes sejam justificados pelas vantagens que proporcionam e não apresentem processos alternativos sem a referida exposição;

b) que seja evitada toda a exposição desnecessária de pessoas e do meio ambiente;

c) que os níveis de exposição sejam sempre tão baixos quanto possível em cada instante e sempre inferiores aos limites fixados pela ICRP.

Analisaremos separadamente os dois tipos de protecção: a do trabalhador e a do doente:

1 - Protecção do paciente

Uma fracção considerável das decisões médicas passam pela utilização de radiação ionizante e, em particular, de raios X. O facto de ser uma decisão corrente e frequente justifica a sua participação em mais de 90% da irradiação artificial do homem e, simultaneamente, cria a obrigatoriedade de um controlo rigoroso e generalizado no sentido de minimizar a dose libertada nos pacientes. Consideremos algumas propriedades com interesse prático nesta área.

1.1 - Distância

A variação da intensidade do feixe de raios X com o inverso do quadrado da distância permite obter a relação entre exposições no paciente, para uma mesma exposição no detector mas diferentes distâncias foco-detector (por ex. o filme). Podemos escrever

$$\frac{X_p}{X_d} = \left(\frac{d_{f-d}}{d_{f-p}}\right)^2 = A^2 \quad 13.9$$

onde X_p e X_d são respectivamente as doses no paciente (à superfície) e no detector, d_{f-d} , d_{f-p} e d_{p-d} respectivamente as distâncias foco-detector, foco-paciente e paciente-detector e, por fim, A a ampliação. Podemos escrever a Eq. 13.9 na forma

$$X_p = \left(\frac{d_{f-p}}{d_{f-p} + d_{p-d}}\right)^2 X_d$$

e

$$X_p = \left(\frac{1}{1 + d_{p-d}/d_{f-p}}\right)^2 X_d \quad 13.10$$

Da Eq. 13.10 concluímos que, para uma mesma exposição no filme e para um mesmo valor de d_{p-d} (distância paciente-detector), quanto maior for d_{f-p} (distância foco-superfície do paciente), menor é X_p . O mesmo é dizer que, para o mesmo valor de d_{p-d} , a dose no paciente diminui se aumentarmos a distância foco-detector.

1.2 – Filtragem

Uma filtragem insuficiente pode originar aumento de dose no paciente por ser mantida uma fracção desnecessária das baixas energias do feixe.

A filtração total do feixe útil, para trabalho de diagnóstico corrente, deve ser equivalente a não menos do que 3 mm Al, dos quais 1,5 mm Al devem ser permanentes. São feitas excepções para os aparelhos de raios X dentários com voltagem máxima não excedendo os 70 KV e para certas técnicas especiais. Por exemplo a mamografia exigindo radiação muito mole exige uma filtragem de 100 µm de molibdénio (Mo) para ânodos de Mo.

A Fig. 13.4 indica o efeito da filtragem na exposição por mAs e à distância de 1 m para o caso de um aparelho de raios X de uso geral.

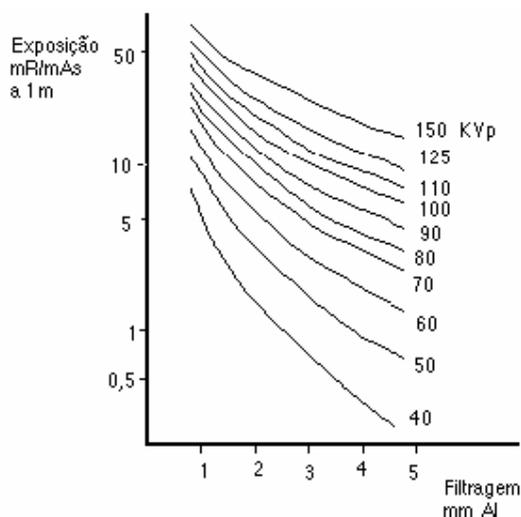


Fig. 13.4 – Dose na pele em função da filtragem. A filtragem actua como protecção.

O parâmetro é a tensão anódica. Como seria de esperar o efeito da filtragem é mais nítido nas baixas tensões.

1.3 - Dose nas gónadas

A dose nas gónadas dos pacientes pode ser substancialmente reduzida se alguns cuidados não forem esquecidos. As Figs. 13.5 e 13.6 são dois exemplos disso. As exposições foram calculadas utilizando condições de trabalho possíveis nos exames em causa. O primeiro exame mostra que a redução da área do campo conduziu a uma redução da exposição por um factor de 0,043.



Fig. 13.5 – A utilização de feixes com áreas desnecessariamente elevadas pode aumentar consideravelmente a dose nas gónadas.

Na Fig. 13.6 observa-se como a má posição do doente numa radiografia da mão pode aumentar a dose nas gónadas consideravelmente.



Fig. 13.6 – Exposição nas gónadas para diversas posições de um paciente numa radiografia da mão.

Devem usar-se protecções com espessura mínima equivalente a 0,5 mm nas gónadas dos doentes e em especial naqueles que não ultrapassaram a idade reprodutiva. A utilização sistemática de protecções nas gónadas nos exames onde a sua colocação reduz a dose de modo significativo, como é o caso destas se encontrarem no feixe directo, é uma prática que deve ser seguida. Em pediatria e, de um modo geral em jovens, esta prática não deve ser nunca esquecida. Na Fig. 13.7 mostram-se protecções em chumbo para as gónadas de dois tipos correntemente utilizados. Devem ser consideradas as dimensões das protecções para crianças do sexo feminino, de modo a garantirem, em todas elas e não obstante variações anatómicas, a protecção da região dos ovários. Obviamente, as protecções não são utilizadas quando a sua presença possa perturbar a informação procurada nas imagens.

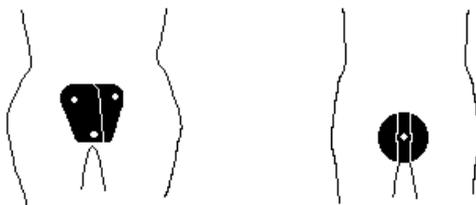


Fig. 13.7 – Protecções em Pb, para as gónadas, de dois tipos correntemente utilizados.

A Fig. 13.8 mostra como pode variar a dose com a distância do bordo do campo às gónadas, com e sem protecção. As medições foram feitas num

fantôma de um indivíduo do sexo masculino, numa projecção antero-posterior, com as condições de trabalho indicadas na figura.

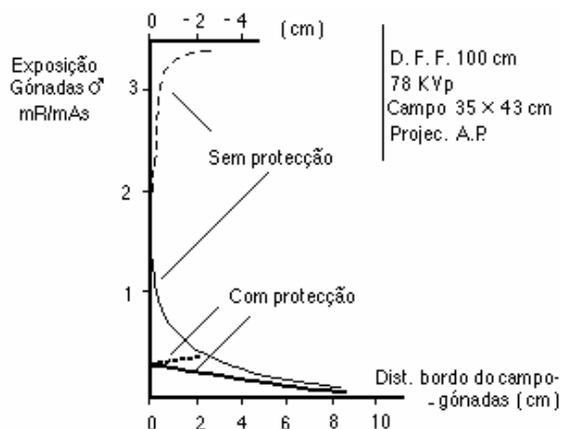


Fig. 13.8 – Exposição em função da distância do bordo do campo ao limite da região das gónadas, num modelo de adulto do sexo masculino.

As porções das curvas a tracejado correspondem às abcissas negativas, indicadas na parte superior, e dizem respeito a valores obtidos com o bordo do campo sobre a região das gónadas. Como se observa, os valores da exposição, quando o campo apanha a região das gónadas e não está colocada a protecção, são muito elevados. Com campos com bordos próximos das gónadas e ainda sem protecção a dose, embora menor, é desnecessariamente elevada. O interesse da utilização da protecção nas gónadas é bem evidenciado pelas curvas da Fig. 13.8.

É possível, em geral, determinar a dose na pele do paciente, com razoável rigor, para condições de trabalho típicas, utilizando dados fornecidos pelos fabricantes ou curvas que permitem obter estes valores com aproximação. Como é de esperar pela lei do inverso do quadrado da distância, pequenas distâncias foco-filme originam doses na pele consideravelmente superiores às obtidas para grandes distâncias. Na Fig. 13.9 está representada a dose relativa na pele em função da distância foco-filme e foco-pele. A referência é a dose na pele para uma distância foco-filme de 100 cm. Se reduzirmos para metade esta distância a dose na pele é aumentada de cerca de quatro vezes. A dose na pele dos pacientes pode ser minimizada se o cuidado elementar de utilizar distâncias foco-filme tão grandes quanto possível for tomado em consideração.

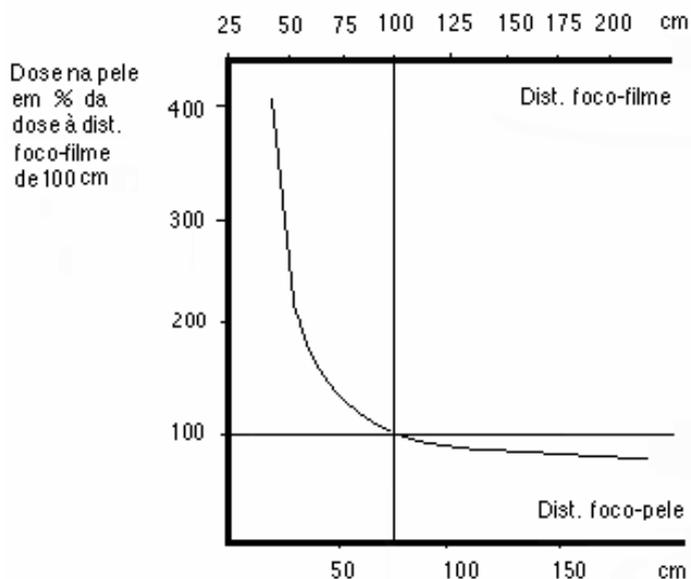


Fig. 13.9 – Dose relativa na pele em função da distância foco-filme e foco-pele. A referência é a dose na pele para uma distância foco-filme de 100 cm

A exposição no filme pode ser controlada rigorosamente, como vimos, utilizando um sistema de controlo automático de dose (AEC), dispondo, por exemplo, de uma câmara de ionização, situado entre o paciente e o filme. A duração do disparo é controlado pela exposição, não sendo prefixada. Esta abordagem permite garantir, com alguma segurança, a qualidade da imagem final, em termos da correcção da densidade no filme. São evitados erros resultantes da dificuldade em estimar as melhores condições para situações diferentes da média, como extrema magreza ou obesidade, obrigando a repetições desnecessárias.

2 - Protecção dos trabalhadores

As gerações modernas de equipamento e as novas técnicas utilizadas são concebidas com a consciência dos efeitos das radiações. Há recomendações técnicas dirigidas aos fabricantes de equipamento radiológico que limitem algumas das formas de irradiação, não útil, durante a execução das

técnicas radiológicas. Por outro lado, a sofisticação das técnicas obrigou a uma melhor preparação dos utentes com melhoria nas condições de execução, na protecção e nos resultados obtidos.

Em princípio, o pessoal pode ser sujeito a exposição da radiação primária ou da radiação dispersa mas, nos raios X de diagnóstico, a última, tem a principal quota na irradiação dos trabalhadores.

Para que esta afirmação se verifique sem quaisquer dúvidas é mandatório que o equipamento esteja perfeitamente ajustado e as diferentes técnicas sejam executadas em rigoroso acordo com as normas aceites.

O feixe de raios X deve ser correctamente alinhado com o paciente e o receptor de imagem.

A principal fonte de radiação dispersa é a massa do paciente que recebe o feixe primário, mas radiação de fuga, proveniente da cúpula da ampola pode também participar.

Para o caso da radiação dispersa do paciente, já vimos que, para os mesmos parâmetros da ampola e o mesmo objecto, a fracção da radiação dispersa aumenta com a área do campo (ver Fig. 2.40).

Também, para os mesmos parâmetros da ampola e a mesma área de campo, o aumento da espessura dos pacientes produz uma variação da dose no mesmo sentido (ver Fig. 2.41).

De um modo geral, os parâmetros de que depende a intensidade relativa da radiação dispersa são a energia dos fotões, a área do campo, a espessura do objecto e o ângulo de dispersão.

Os dispositivos limitadores do feixe (diafragmas com indicação luminosa, cones e colimadores) devem ser usados sempre que possível para limitar o feixe à área de interesse clínico. Deve dar-se preferência aos diafragmas com indicação luminosa.

Quando apetrechado com dispositivos limitadores do feixe, o conjunto destes com a cúpula deve obedecer às limitações de Kerma atrás referidas.

Os cones e os colimadores não ajustáveis, devem ter indicações bem nítidas dos parâmetros de utilização, tais como área do campo, etc.

A diminuição da espessura do paciente, por acção de compressão deve ser realizada sempre que não existam factores que o desaconselhem.

É importante os técnicos saberem qual é a distribuição radial mais provável da radiação difusa (Fig.13.10 a), b) e c)) para as diversas posições do paciente.

Na Fig. 13.10, o comprimento dos segmentos vectoriais é suposto proporcional à intensidade da radiação dispersa.

Durante a exposição o operador deve permanecer protegido por uma barreira de protecção apropriada e com janela de vidro plúmbico.

Ninguém deve, por rotina, segurar os pacientes durante exames. Quando os pacientes têm de ser mantidos em posição para executar radiografias, se possível, devem ser usados suportes mecânicos ou outros dispositivos.

Se, em situação especial, um doente tem de ser seguro por um trabalhador para executar um exame, este deve estar convenientemente protegido com avental e luvas. A posição do trabalhador deve ser tal que este se mantenha o mais afastado possível da área do feixe e tal que nenhuma parte do seu corpo receba o feixe directo, mesmo se protegida pelo avental.

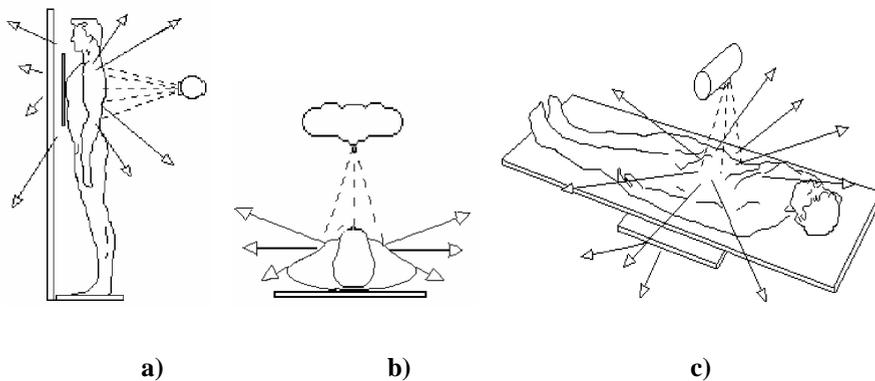


Fig. 13.10 – a), b) e c) Direcções de emissão da radiação dispersa. Maior módulo dos vectores significa maior intensidade da radiação dispersa.

Filmes radiológicos fora do prazo de utilização aconselhado não devem ser utilizados, pois poderão obrigar a repetições de exposição nos pacientes. Os filmes em armazém na instalação radiológica devem estar adequadamente protegidos de alguma radiação ionizante.

Por outro lado, devem poder ser analisadas as curvas de isodose do equipamento utilizado, que são obrigatoriamente fornecidas pelos fabricantes, juntamente com os aparelhos.

Estas curvas são lugares geométricos de pontos onde ocorre a mesma velocidade de exposição (mSv/h ou mR/h) e fornecem valores quantitativos desta grandeza para diversas distâncias à ampola (Fig. 13.11 a) e b)).

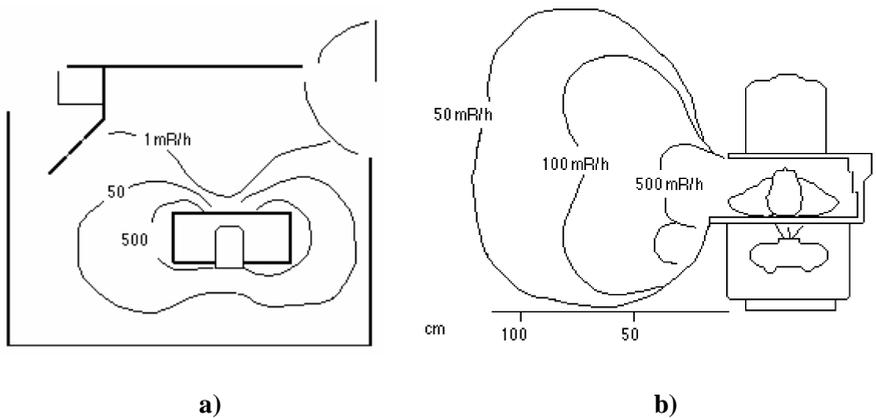


Fig. 13.11 – a) e b) Curvas possíveis de isodose para a radiação dispersa para um sistema de fluorografia.

Devem existir barreiras protectoras apropriadas para protecção dos profissionais durante os disparos em radiografia, apresentando uma janela de vidro plúmbico para observação dos doentes durante os exames (Fig. 13.12).

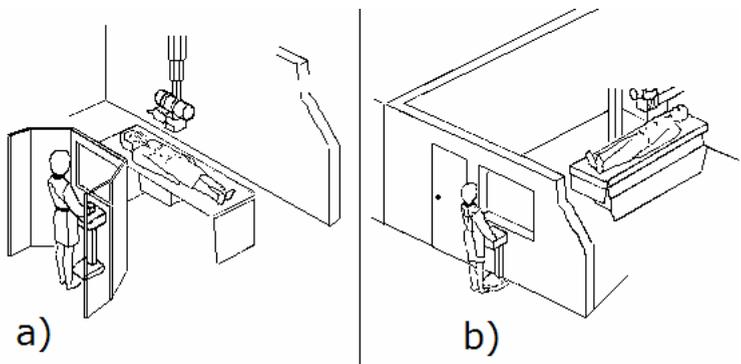


Fig. 13.12 – Protecções apresentando uma janela de vidro plumbico para observação dos doentes durante os disparos em radiografia.

Também em tomografia axial computadorizada é possível ter conhecimento dos níveis de radiação dispersa nas proximidades do tomógrafo (Fig. 13.13).

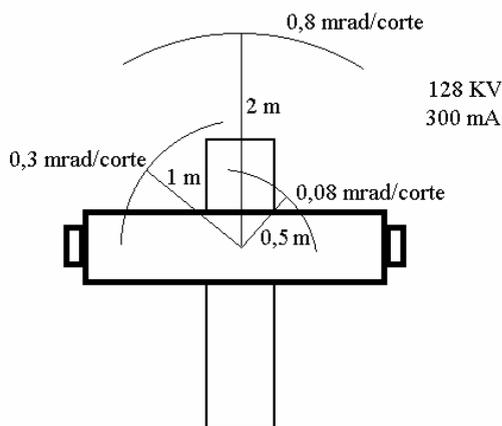


Fig. 13.13 – a) e b) Curvas possíveis de isodose para a radiação dispersa num sistema de TC.

Outras recomendações importantes devem ainda ser tidas em conta, como:

- antes de fazer qualquer disparo de raios X devem ser fechadas as portas da sala de raios X;
- o feixe de raios X não deve ser dirigido directamente para zonas sem protecção primária;
- não deve ser facilitada qualquer manipulação sob o feixe sem a protecção apropriada.

Seguindo um número reduzido de normas de protecção pode diminuir-se consideravelmente a irradiação profissional em radiologia. Poderá mesmo eliminar-se quase por completo, com um conhecimento técnico rigoroso e com o desenvolvimento da consciência e da ciência do risco.

V. CÁLCULO DAS BARREIRAS DE PROTECÇÃO EM INSTALAÇÕES DE RADIODIAGNÓSTICO

No planeamento das barreiras de protecção devem ser usados como valores limite de dose 0,4 mSv/semana para áreas ocupadas por trabalhadores profissionalmente expostos e 0,02 mSv/semana para áreas ocupadas por membros do público.

O planeamento das barreiras de protecção para instalações de radiodiagnóstico deve ter em conta a carga de trabalho semanal máxima prevista para o funcionamento da instalação.

Consideram-se dois tipos de barreiras de protecção contra os raios X: as barreiras intrínsecas (colocadas na fonte) e as barreiras estruturais (colocadas no exterior).

As primeiras são constituídas pela cúpula e pelas outras protecções fornecidas pelos fabricantes de aparelhos de raios X.

Para aparelhos de diagnóstico quando o tubo está no máximo de carga permanente e no máximo de tensão aceleradora, à distância de 1 m do foco, a radiação de fuga da cúpula da ampola máxima permitida é 1 mSv/h.

As barreiras estruturais destinam-se a proteger de todas as formas de radiação produzidas nas instalações de raios X, ou seja, do feixe primário, da radiação dispersa e da radiação de fuga. As barreiras estruturais são chamadas de primárias se podem incluir radiação primária e de secundárias no caso contrário (Fig. 13.14).

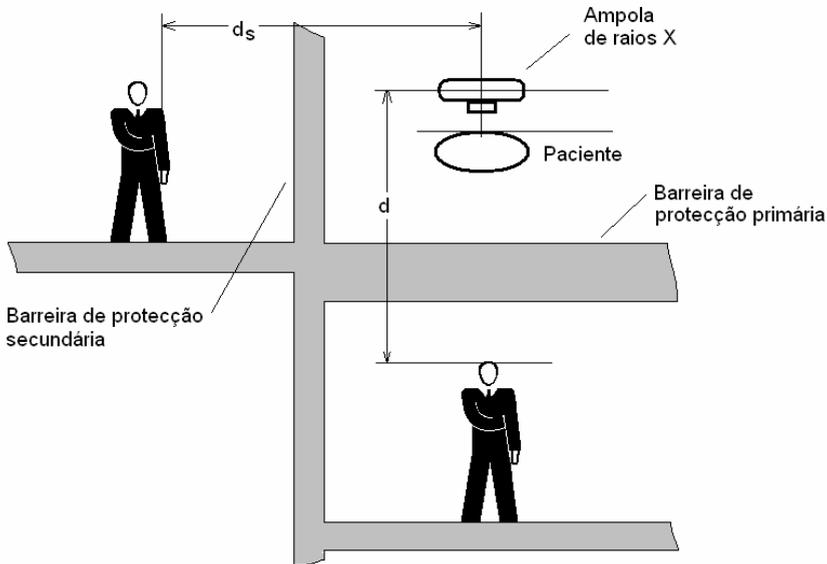


Fig. 13.14 – Num corte hipotético de uma instalação de raios X diagnóstico é indicado um esquema da localização das barreiras de protecção primária e secundária.

As barreiras de protecções nas salas onde são realizadas as técnicas de radiodiagnóstico devem obedecer a requisitos bem estabelecidos:

- Para uma instalação só de radioscopia, a barreira primária deve estar incorporada no sistema de imagem, constituindo as paredes barreiras secundárias;

- Para uma instalação com radiografia e radioscopia, a blindagem é determinada pelo uso da sala em radiografia;

- O cálculo para a blindagem de uma instalação de fotofluoroscopia é igual ao de uma instalação de radiografia, considerando-se como barreira primária a parede situada por trás da câmara na direcção do feixe primário, sendo o factor de utilização para esta área máximo, e as restantes paredes, chão e tecto, barreiras secundárias.

Para o cálculo das barreiras de protecção estruturais devem ser tidos em conta os seguintes factores:

- a) Energia da radiação;
- b) Carga semanal de funcionamento;
- c) Direcção do feixe útil da radiação;
- d) Tipo de ocupação das áreas a proteger.

Têm ainda de ser consideradas:

A classificação da área a proteger, ou seja, se se trata de uma área controlada (ocupada por trabalhadores profissionalmente expostos) ou área não controlada (ocupada por membros do público);

A tensão máxima em kVp a aplicar à ampola;

A carga semanal ponderada pelo factor de uso U da barreira que indica a fracção de W utilizada segundo a direcção de interesse, constante do Quadro 13.5 (Factores de utilização U para barreiras primárias) e pelo factor de ocupação T da zona a proteger, constante do Quadro 13.6 (Factores de ocupação T para diversos tipos de áreas);

A distância da ampola ao local a proteger, no caso das barreiras primárias;

A distância do objecto difusor (em geral, o corpo do paciente) ao local a proteger, no caso das barreiras secundárias.

Para o cálculo da espessura de uma barreira primária é necessário:

a) Saber a carga semanal de funcionamento W , da unidade em estudo, «workload», que é dada pelo produto $W = REG$ em mA min/sem com R o número de exames efectuados por dia, G o número de dias de funcionamento por semana e E a carga média dos exames em mA min;

b) Calcular a velocidade de dose semanal, Q_{sd} , para uma distância d do foco à área a proteger.

Conhecendo Q_u a velocidade de dose medida no feixe útil a 1m da ampola em mGy/(mA min), a velocidade de dose por semana a 1 m da ampola será: $Q_s = Q_u W$ em mGy/sem. A velocidade de dose à distância d é, portanto: $Q_{sd} = Q_u W/d^2$ mGy/sem.

Assim, tendo em conta os factores de ocupação da área a proteger T e o factor de uso da barreira em estudo U, vem:

$$Q_{sd} = \frac{Q_u WUT}{d^2} \text{ mGy/sem} \quad 13.11$$

c) Para se obterem as espessuras redutoras de modo a respeitar os valores de dose admissíveis D, de 0,4 mSv/sem em áreas controladas e 0,02 mSv/sem em áreas não controladas, Q_{sd} tem de ser dividido por D, ou seja,

$$F = \frac{Q_{sd}}{D} \quad 13.12$$

O factor F indica o que teremos de atenuar para ter os níveis permitidos à distância d e nas condições utilizadas.

Recorrendo ao Quadro 13.7 (Fracção da velocidade de dose F vs. número de HVLs da camada absorvente), ou à Fig. 13.15 (Gráfico semi-logarítmico correspondente ao Quadro 13.7 obtém-se o número de HVLs que corresponde ao factor F.

Finalmente, através da Quadro 13.8 (Espessuras semi-redutora e deciredutora) para a tensão de pico, kVp, da ampola da instalação em estudo, obtém-se as espessuras correspondentes em mm de chumbo ou cm de betão.

A intensidade da radiação dispersa depende do ângulo de dispersão, da energia do feixe primário e da área do campo.

Assumindo como aproximação que a velocidade de dose da radiação dispersa varia inversamente com o quadrado da distância e directamente com a área do campo, a velocidade de dose resultante da radiação dispersa vem

$$Q_{ad} = \frac{a Q_u A}{d_a^2} \text{ mGy/sem} \quad 13.13$$

com Q_u velocidade de dose a incidir sobre o meio dispersor em mGy/sem, a a fracção de radiação dispersa em relação à incidente, d_a distância do dispersor ao ponto de interesse e A área do campo de dispersão em cm^2 .

Na prática de radiologia médica aceita-se a simplificação de considerar a radiação difundida segundo um ângulo de 90° para efectuar os cálculos de protecção. De modo empírico admite-se frequentemente que a intensidade da radiação difusa segundo um ângulo de 90° , a 1 m do objecto difusor (o paciente), é 1/1000 do feixe primário ao nível da superfície difusora.

Para obter a espessura final requerida para cada barreira de protecção, tendo em consideração os valores atrás obtidos, deve proceder-se da seguinte forma:

a) Se os valores obtidos para as barreiras primárias e secundárias forem aproximadamente os mesmos, deve adicionar-se um HVL ao maior valor;

b) Se os valores obtidos diferirem, pelo menos, de um TVL, o mais elevado será o adequado.

As barreiras de protecção das instalações de tomografia axial computadorizada obtêm-se através do cálculo de atenuação, tendo em consideração as curvas de isodose em torno do tomógrafo.

A espessura das barreiras de protecção deve ser expressa com um número de algarismos significativos apropriado ao material e espessura em causa.

No caso de se pretender utilizar um material diferente do chumbo, a espessura obtida em milímetros de chumbo deve ser convertida na espessura desse material, utilizando para o efeito o Quadro 13.9 (Equivalência de espessuras de chumbo a vários materiais).

Quadro 13.4 - Cargas de trabalho semanais mais frequentes numa instalação de radiodiagnóstico

Equipamentos	Tensão KVp	Carga semanal mA.min./semana
1 - Radiografia (sem radioscopia)	100 125 150	1 000 400 200
2 - Equipamentos com radioscopia . Mesas com ampolas de raios X por baixo Mesas com ampolas de raios X por cima	110 (máxima)	1 200 3 000
3 - Mamógrafos .	50 (máxima)	600
4 - Tomografia computadorizada	120	7 000
5 - Equipamentos de radiografia dentária	60	40
6 - Equipamento de ortopantomografia	85	250

Quadro 13.5 - Factores de utilização (U) para barreiras primárias (a)

Barreiras primárias	Factores de utilização (U)
Paredes	1/4
Tecto	(b)
Chão	1

(a) O factor de uso para barreiras secundárias é normalmente 1.

(b) Em instalações de radiografia, as blindagens para o tecto são determinadas pelos requisitos para as barreiras secundárias.

Quadro 13.6 - Factor de ocupação (T).

Áreas ocupadas	Ocupação	Factor de ocupação (T)
Áreas de trabalho, laboratórios, gabinetes, zonas de atendimento, vestiários, câmaras e áreas que permitam permanências prolongadas, bem como as áreas externas adjacentes	Total	1
Corredores estreitos, salas de espera, parques de estacionamento com guarda, ascensores com ascensorista, etc.	Parcial	1/4
Exteriores, sanitários, escadas, ascensores automáticos, parques de estacionamento sem guarda, etc.	Ocasional	1/16

Quadro 13.7 - Fração da velocidade de dose F vs. número de HVLs da camada absorvente.

Fracção da vel. dose inicial (F)	Número de HVLs
1	0
1/2	1,0
1/5	2,3
1/10	3,3
1/20	4,3
1/50	5,6
1/100	6,6
1/200	7,6
1/500	9,0
1/1000	10,0

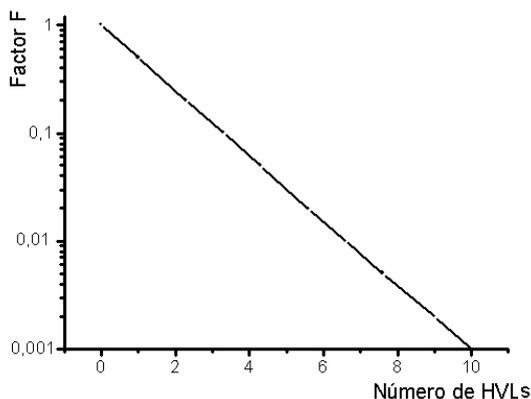


Fig. 13.15 – Gráfico semi-logarítmico da fracção da velocidade de dose F vs. número de HVLs da camada absorvente.

Quadro 13.8 - Espessuras semi-redutora (HVL) e deci-redutora (TVL)

Tensão (kVp)	Material			
	Chumbo (mm)		Betão (cm)	
	HVL	TVL	HVL	TVL
50	0,06	0,17	0,43	1,5
70	0,17	0,52	0,84	2,8
100	0,27	0,88	1,60	5,3
125	0,28	0,93	2,00	6,6
150	0,30	0,99	2,24	7,4

Quadro 13.9 - Equivalência de espessuras de chumbo a vários materiais

Tensão (kV)	Chumbo (mm)	Betão (cm)	Tijolo (cm)	Aço (cm)	Vidro (cm)
50	0,01	0,0	0,0	0,00	0,1
	0,02	0,0	0,0	0,01	0,2
	0,04	0,5	0,5	0,03	0,3
	0,06	0,5	1,5	0,04	0,5
	0,08	0,7	2,5	0,06	1,0
	0,1	1,0	3,0	0,07	1,5
	0,2	2,0	6,5	0,15	3,0
	0,4	4,0	13	0,30	5,0
70	0,1	1,5	5	0,10	1,5
	0,2	3,0	10	0,15	3,0
	0,4	5,5	18	0,25	5,0
	0,6	7,0	23	0,35	6,5
	0,8	9,0	29	0,55	8,0
	1,0	10,5	34	0,70	9,0
	1,2	12,0	39	0,85	10,5
	1,4	13,0	43	1,00	11,5
100	0,1	1,5	4	0,10	1,5
	0,2	3,0	9	0,15	3,0
	0,4	5,0	17	0,25	5,0
	0,6	6,5	22	0,40	6,5
	0,8	8,0	27	0,55	8,0
	1,0	9,5	31	0,70	9,0
	1,2	10,5	35	0,80	10,0
	1,4	12,0	39	1,00	11,0
	1,6	13,0	43	1,20	12,0
	1,8	14,5	47	1,40	13,0
	2,0	15,5	51	1,55	14,0
	2,2	17,0	56	1,75	15,5
	2,4	18,0	60	1,90	16,5
	2,6	19,5	64	2,05	17,5
	2,8	20,5	68	2,25	18,5
3,0	22,0	72	2,45	19,5	

Tensão (kV)	Chumbo (mm)	Betão (cm)	Tijolo (cm)	Aço (cm)	Vidro (cm)
125	0,1	1,5	4	0,10	1,5
	0,2	3,0	9	0,15	3,0
	0,4	5,0	16	0,30	5,0
	0,6	6,5	21	0,45	7,0
	0,8	8,5	27	0,65	8,5
	1,0	10,0	32	0,85	10,5
	1,2	11,5	37	1,05	11,5
	1,4	13,0	42	1,30	12,0
	1,6	14,5	47	1,50	13,5
	1,8	16,0	52	1,70	14,5
	2,0	17,5	57	1,95	15,5
	2,2	18,5	61	2,20	17,0
	2,4	20,0	66	2,45	18,0
	3,0	24,5	80	3,15	21,5
	3,2	26,0	85	3,40	22,5
3,4	27,5	90	3,65	23,5	
150	0,1	0,0	0	0,10	1,0
	0,2	1,5	4	0,15	3,0
	0,4	4,0	14	0,25	5,0
	0,6	6,5	22	0,50	6,5
	0,8	8,5	28	0,75	8,0
	1,0	10,5	34	1,05	9,5
	1,2	12,0	39	1,30	11,0
	1,4	13,5	45	1,60	12,5
	1,6	15,5	50	1,90	13,5
	1,8	17,0	56	2,20	15,0
	2,0	19,0	62	2,50	16,5
	2,2	20,0	66	2,80	17,5
	2,4	21,5	71	3,10	18,5
	2,6	23,0	76	3,30	19,5
	2,8	24,5	81	3,70	21,0
	3,0	26,5	87	4,00	22,0
	3,2	28,0	92	4,35	23,5
3,4	30,0	97	4,65	24,5	
3,6	31,0	100	5,00	25,5	
3,8	32,5	107	5,50	27,0	

CAPÍTULO • XIV



RADIOLOGIA DE INTERVENÇÃO

(Página deixada propositadamente em branco)

I. INTRODUÇÃO

A medicina de intervenção é uma metodologia recente, de vanguarda e com reconhecida utilidade. De facto, na prática clínica, tornou-se comum a utilização de um número crescente de processos invasivos localizados, sobretudo de natureza terapêutica, envolvendo actuações com visualização em tempo real. Estas práticas, introduzidas em diversas especialidades, particularmente em Cardiologia, são alternativas muitas vezes vantajosas, quando se pondera o resultado final juntamente com o risco e conforto do paciente. A alternativa à maioria destas actuações é a cirurgia clássica. De um modo geral, estas práticas são designadas de medicina de intervenção e, especificamente, de radiologia de intervenção (RI), quando se considera a contribuição desta especialidade. É um domínio em plena evolução que envolve numerosos e complexos processos que podem originar tempos de fluoroscopia longos. Na RI as exigências metodológicas são grandes, pois muitos dos objectos utilizados neste tipo de actuação têm dimensões reduzidas que atingem a fracção do milímetro.

Dado que dedicámos um capítulo à fluoroscopia e que muitas das características de equipamento e condições de actuação da radiologia de intervenção se sobrepõem às da primeira, evitaremos repetir matérias e solicitamos ao leitor que revise o Cap.VIII.

A radiologia de intervenção é, possivelmente, a maior causa de exposição ocupacional em radiologia e pode ser também a maior das fontes de irradiação médica individual.

As práticas da fluoroscopia de intervenção associadas a processos com longos períodos de exposição podem originar lesões cutâneas graves, além de outros efeitos lesivos, se não forem tomadas precauções que a física recomenda. Sem estas, as doses de raios X absorvidas por pacientes e trabalhadores podem ser de risco elevado, lembrando as irradiações dos primórdios da radiologia.

Aliás, desde os inícios da década de noventa têm sido referidas lesões cutâneas graves em pacientes sujeitos a fluoroscopia, em processos que obrigaram a utilização prolongada. Estas irradiações justificaram a publicação de recomendações por parte de organismos nacionais e internacionais de protecção contra as radiações.

É de consenso que se justificam medidas especiais de protecção contra as radiações em RI.

Devido aos avanços tecnológicos, as novas gerações de equipamento radiológico, destinadas a estes exames, têm modos que permitem efectuar as práticas da RI minimizando as doses na pele dos pacientes bem como a irradiação dos profissionais.

Estudos publicados demonstram, no entanto, que nas instituições estudadas, uma fracção dos intervenientes activos nos processos da RI não tem conhecimentos suficientes sobre as potencialidades de protecção do equipamento usado, sobre os riscos especiais destes exames e, particularmente, dos riscos de elevadas doses na pele dos pacientes.

Os utilizadores destas práticas têm de ter formação reconhecida que lhes permita uma avaliação dos riscos potenciais envolvidos, quer para os doentes quer para os trabalhadores.

Cabe aos trabalhadores (através de uma prática informada) e aos órgãos de gestão locais responsáveis (através da criação de condições de equipamento e formação apropriadas, com base nas directivas europeias) garantirem a prática segura das metodologias radiológicas de intervenção.

II. AS DOSES NOS PROCESSOS DE RADIOLOGIA DE INTERVENÇÃO

Alguns dos procedimentos da medicina de intervenção que poderão originar doses de radiação elevadas na pele dos pacientes são referidos na lista que segue:

- Ablação de cateteres cardíacos de radiofrequência
- Embolização vascular
- Shunts transjugulares intrahepáticos portosistémicos
- Reconstrução endovascular percutânea
- Angioplastia transluminal percutânea
- Nefrostomia percutânea
- Colocação de «stents» e filtros
- Drenagem biliar
- Remoção de cálculos biliares/urinários
- Colangiopancreatografia retrógrada endoscópica
- Procedimentos trombolíticos e fibrinolíticos
- Implantação de Pacemakers

Nos processos intervencionais podem ser administradas grandes doses de raios X durante o exame fluoroscópico. A maioria destes processos é executada em doentes idosos e, do êxito na sua execução, depende em muitos casos, a sobrevivência do paciente. São situações em que, quase sempre, na lógica do paciente, parece ser o benefício maior do que o risco da irradiação. O grande risco no paciente é sobretudo determinístico sendo, obviamente, o risco estocástico reduzido. Nos pacientes, a dose no órgão alvo, a pele, pode ultrapassar os limiares determinísticos.

A radiação dispersa do paciente é a principal fonte de irradiação dos trabalhadores presentes na sala. As doses nos trabalhadores podem ser minimizadas até níveis aceitáveis por utilização de protecção e dos recursos técnicos disponíveis nos equipamentos recentes mas, a formação, teórica e de prática clínica de todos os intervenientes é uma condição inultrapassável.

Existem razões para se acreditar que as doses elevadas recebidas em radiologia de intervenção, em grande parte, são devidas a má técnica ou à utilização de equipamento inadequado.

Como referimos, os processos de radiologia de intervenção devem ser executados por pessoal com preparação específica nas áreas dos efeitos da radiação e da protecção radiológica. De facto, a não utilização de regras e recursos existentes de protecção radiológica origina que pacientes e trabalhadores sofram irradiações desnecessárias. Recentes melhorias introduzidas permitem a diminuição das doses no doente e pessoal sem compromisso da qualidade da informação adquirida.

Dois questões principais surgem: Que medidas de protecção do doente são necessárias em radiologia de intervenção e como minimizar e controlar as doses efectivas nos trabalhadores?

Na prática da utilização da radiação ionizante é particularmente importante conhecer os níveis de irradiação susceptíveis de causar dano e as doses que, com um risco calculado, os trabalhadores com radiações ionizantes poderão receber.

É evidente que qualquer sistema de raios X apresenta riscos para os operadores e doentes, sobretudo se não forem respeitadas normas de protecção e as condições aconselhadas de funcionamento.

A velocidade de Kerma debitada por um sistema radiológico depende dos parâmetros e filtragem introduzidos. Em fluoroscopia são geralmente utilizadas tensões de 70 KVp (HVL 2,5 mmAl) ou de 80 KVp (HVL 3,0 mmAl).

Os tipos de lesão na pele e tecidos adjacentes resultantes da exposição aos raios X, designados por «efeitos», no quadro nº1, são apresentados em função da dose média absorvida na pele necessária para originar a lesão (limiar), e o tempo de latência.

Quadro 14.1 - Efeitos na pele e tecidos devidos a irradiação X, em função da dose limiar média e tempo de latência.

Efeitos	Limiar dose única (Gy)	Tempo de latência
Eritema precoce transitório	2	2-24 h.
Depilação temporária	3	3 sem
Eritema principal	6	10 d
Depilação permanente	7	4 sem
Descamação seca	14	4 sem
Fibrose invasiva	10	-----
Descamação húmida	15	4 sem
Eritema taRlo	15	6-10 sem
Necrose dérmica	18	>10 sem
Ulceração secundária	24	6 sem

Os limiares referidos são valores típicos de uma dose acumulada na pele necessária para o desencadeamento de um dado efeito. Para cada caso específico, estes valores variam com factores individuais (idade, local de irradiação, radiosensibilidade, etc.) e com o modo da irradiação utilizado (velocidade e fraccionamento da dose).

A Kerma total na pele do doente depende da velocidade de Kerma debitada, da dose/imagem no detector e do número de imagens executado. Em geral são adquiridas imagens à velocidade de 30 por segundo, resultando num tempo de aquisição de 33 ms por imagem.

As velocidades de dose absorvida na pele dos doentes resultantes do feixe directo de um sistema de fluoroscopia são tipicamente entre 0,02 Gy/min e 0,05 Gy/min (2 a 5 rad/min). No entanto valores até 0,5 Gy/min (50 rad/min) poderão ser observados em condições desfavoráveis de utilização do equipamento e de dimensões do paciente. Os valores correspondentes à fluoroscopia sem fins intervencionais são, em geral, da ordem de 0,01 a 0,02 Gy/min.

Os valores das exposições indicados são valores médios sujeitos a grandes variações determinadas pela diversidade dos procedimentos, a experiência do operador e a maior ou menor necessidade de manipulações do doente durante o exame.

Como se vê no Quadro 14.1, com velocidades de dose correntes em fluoroscopia de intervenção é possível ocorrerem lesões cutâneas com algumas dezenas de minutos de exposição.

Um facto importante, observável nos tempos de latência do Quadro 14.1, é que a maioria das lesões na pele, produzidas por sobreexposição em fluoroscopia não é imediatamente observável. Para além do efeito menos grave, o eritema transitório, cuja manifestação é rápida, os sintomas das outras lesões só aparecem depois dos dez dias após a irradiação, podendo ter latências de muitas semanas.

1 - Radiação dispersa a partir do paciente

Diversos factores tais como a proximidade ao doente e ao feixe de raios X, os débitos elevados e os longos tempos de exposição, contribuem para que a irradiação dos operadores em RI seja elevada, com episódios onde as velocidades de dose podem atingir os 10 mGy/min.

A espessura do paciente condiciona a energia do feixe emergente e determina a fracção desta como radiação dispersa. Quando aumenta a espessura do paciente diminui a energia total do feixe emergente mas aumenta a fracção da radiação dispersa.

No Quadro 14.2 para 80 kVp e para diversas espessuras do paciente, encontram-se na coluna do meio, valores típicos para as percentagens da intensidade transmitida e na terceira, valores plausíveis para as percentagens relativas da radiação dispersa no feixe emergente

Quadro 14. 2 - Espessuras, % de energia transmitida e % de radiação dispersa.

Espes. doente, cm	% transmitida	% Radiação dispersa
10	6,5	49
15	2,4	59,4
20	0,9	74,5
25	0,3	88,7
30	0,12	95,9
35	0,04	100

Foram determinados os valores da dose da radiação difusa nos exames de fluoroscopia, para diversas distâncias laterais ao paciente e para diversas voltagens. Os valores do Quadro 14.3 são típicos para 100 kVp e mostram, para as distâncias laterais à cama indicadas, as percentagens da intensidade dispersa em relação ao feixe incidente

Quadro 14.3 - Distância lateral à cama e % dispersa da energia incidente.

Distância (m)	% do feixe incidente
0,3	1,27
0,5	0,456
1,0	0,13
1,5	0,05
2,0	0,03

2 - Dose na pele dos doentes

Alguns exemplos da literatura ilustram os riscos de uma prática não controlada em radiologia de intervenção. No artigo de Shope¹, são referidos alguns casos conhecidos de sobreexposição de pacientes sujeitos a Cardiologia de Intervenção, onde se destaca o caso de um doente de 40 anos sujeito sucessivamente a uma angiografia coronária, seguida de angioplastia coronária, de nova angiografia coronária e de «by-pass» das artérias coronárias, Fig. 14.1 a) e b). A dose absorvida na pele foi estimada superior a 20 Gy e originou, cerca de 18 meses após as exposições, uma úlcera de grandes dimensões que só foi redimida com enxerto de pele. Na Fig. 14.1 c) mostra-se a úlcera produzida numa paciente depois de uma angioplastia coronária e aplicação de um «stent».

A avaliação, em tempo real, da dose total na pele é um dado de informação muito importante com vista a serem evitados danos

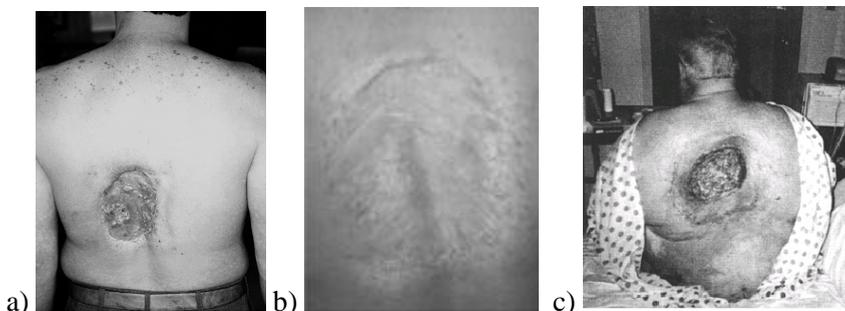


Fig. 14.1 – a) Úlcera aparecida cerca de 18 meses após exposições (>20 Gy) em radiologia de intervenção. b) O mesmo paciente, mais tarde após enxerto de pele. c) Outro paciente depois de uma angioplastia coronária e aplicação de um «stent».

¹ - Thomas Shope - Radiation-induced skin injuries from fluoroscopy (1996) Radiographics Vol. 16, No. 5, pp. 1195-1199

III. PROCEDIMENTOS GUIADOS EM FLUOROSCOPIA

Quem utiliza a técnica de fluoroscopia, com exposições prolongadas, deve saber explorar até ao extremo as possibilidades do equipamento existente, pois os avanços tecnológicos permitem obter exposições médicas aceitáveis e exposições ocupacionais mínimas.

Nos novos equipamento de fluoroscopia são medidos e indicados a velocidade de dose, o tempo de exposição e a dose total acumulada, são filtrados ao máximo os raios X de baixa energia de modo a reduzir a dose na pele do paciente, é permitida uma colimação rigorosa do feixe de raios X e é permitida a alimentação pulsada da ampola.

Em fluoroscopia, as tensões aceleradoras típicas e os correspondentes valores de HVL são:

70 KVp HVL 2,5 mmAl

80 KVp HVL 3,0 mmAl

As velocidade de exposição máximas permitidas para unidades de fluoroscopia com e sem AERC e dispondo ou não de HLC já foram indicadas no Cap. 8; VI 4.

A dose absorvida pelo paciente com a fluoroscopia directa é inferior à dose recebida com a sua congénere analógica.

A intensidade da radiação dispersa é máxima na mesa junto ao doente e varia aproximadamente com o inverso do quadrado da distância ao foco.

1 - Controlo das doses em radiologia de intervenção

Os parâmetros do aparelho, o tempo de fluoroscopia, o número de imagens por minuto, a distância ao foco, a orientação do tubo², as dimensões do paciente e a experiência do operador são os factores determinantes da dose no paciente.

Dose incidente é a dose no ponto médio de um campo de radiação X, ponto correspondente à superfície do paciente, mas sem a presença deste. Nestas condições não há radiação dispersa proveniente do corpo do paciente.

² - Uma característica importante dos sistemas de fluoroscopia de intervenção é que o feixe de raios X não é obrigado a incidir perpendicularmente ao plano da mesa.

A dose à superfície, ou na pele, é o valor da dose medida com o corpo do doente no trajecto dos raios. A dose à superfície é igual à dose incidente adicionada da radiação dispersa do paciente.

A dose à saída tem interesse para avaliação da imagem de raios X. É medida à superfície onde os raios X abandonam o corpo.

Conhecendo as doses na pele e à saída pode obter-se a energia que foi cedida ao paciente. A dose no corpo é aproximadamente igual à dose à superfície subtraída da dose à saída.

A dose no receptor da imagem é a dose medida à superfície do mesmo (cassete do filme, TII ou detector digital). A dose no receptor é menor do que a emergente, devido à atenuação do feixe na grelha antidifusora e cama.

A velocidade de dose no receptor da imagem é a dose recebida por unidade de tempo no detector.

O produto dose.área (PDA) é, em geral, medido a seguir ao diafragma, utilizando um detector que é atravessado pelo feixe de raios X, sendo independente da distância entre a ampola e o dispositivo de medida.

O produto dose.área é praticamente proporcional à energia libertada no doente. Se a tensão anódica (KVp) e a espessura semi-redutora (HVL) são conhecidas, o valor do PDA em Gy m² pode ser convertido na energia cedida ao paciente.

O risco estocástico é aproximadamente proporcional ao PDA.

Quanto maior for a distância entre o tubo de raios X e o detector, menor é a dose, pois varia com o inverso do quadrado da distância, mas maior é a área de detecção, pois varia com o quadrado da distância.

Em geral, durante um exame de fluoroscopia a dimensão do feixe, os órgãos expostos e a velocidade de dose variam. Isto torna impraticável a determinação da dose efectiva. Todavia, a dose em fluoroscopia pode medir-se com uma câmara de ionização de transmissão cobrindo completamente a saída do colimador. Toda a radiação que atravessa o paciente deve atingir a câmara de ionização. A corrente iónica colectada é uma medida do produto área.exposição (PAE). A leitura pode ser facilmente convertida no produto PDA.

A dose no paciente pode ser calculada a partir do produto dose.área, da área de detecção e da distância foco-pele. A radiação da fluoroscopia deve ser medida com um medidor da PDA.

Os métodos usados para controlo automático da exposição quer para imagens estáticas quer para estudos fluoroscópicos são decisivos para uma utilização óptima destes sistemas.

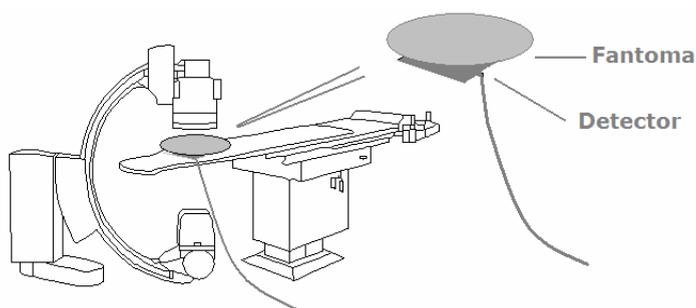


Fig.14.2 – Calibração de uma unidade de fluoroscopia com braço em C.

Em termos gerais, um equipamento que permita a minimização das doses em radiologia de intervenção deve ter, pelo menos:

- Indicação do tempo acumulado de exposição em fluoroscopia.
- Indicação da dose acumulada na pele ou de uma quantidade relacionada como o produto dose.área.
- Indicação em tempo real da velocidade de dose ou quantidade relacionada
- Apresentação da última imagem fluoroscópica após terminada a exposição (referida por LIH – «Last image holding»).
- Utilização da filtragem óptima, de grelhas removíveis, aberturas variáveis e de apropriado software de controlo automático do brilho.

Alguns fabricantes apresentam num monitor a velocidade de Kerma no ar, tempo de irradiação e Kerma acumulado no ar (à entrada do feixe na pele do doente).

Como referimos, podem ser usados dois modos de alimentação da ampola em fluoroscopia: o modo contínuo e o pulsado. A utilização do modo pulsado permite diminuir a dose no paciente.

A recente introdução dos detectores digitais e da fluoroscopia digital veio permitir diminuir a dose absorvida pelos pacientes em relação à dose com a sua congénere analógica. Há contudo, ainda, dúvidas quanto ao benefício obtido em termos da qualidade da imagem, já que, nos sistemas digitais, as exigências de resolução espacial elevada obrigam a pequenas dimensões do pixel com decréscimo da relação sinal ruído.

Muitos procedimentos obrigam a que elementos do pessoal estejam praticamente em contacto com os doentes sujeitos a fluoroscopia. Quando possível, o operador deve suspender a exposição à fluoroscopia até estas actividades serem efectuadas. Não sendo possível deve avisar durante os

disparos, possibilitando um mais correcto posicionamento, especialmente durante as técnicas com elevadas velocidades de dose, como a cineangiografia.

A indução de cataratas é de especial interesse para os operadores de fluoroscopia visto que o cristalino recebe, em geral, das doses de radiação mais significativos (quando os aventais de chumbo são usados). É conhecido que radiação ionizante provoca cataratas no homem para doses únicas de 2 Gy. Doses mais elevadas podem ser toleradas quando acumuladas ao longo do tempo. Por exemplo doses até cerca de 7,50 Gy acumulados em períodos longos não mostraram evidência de induzir cataratas. Notar que um trabalhador com radiações exposto ao máximo permitido por ano acumularia, durante 30 anos, cerca de 4,50 Gy.

É importante que sejam estabelecidos protocolos para todas as técnicas, utilizando o equipamento apropriado e otimizados no que se refere à diminuição do risco potencial de produzir lesões no paciente.

Os protocolos devem ser tais que a dose absorvida acumulada em qualquer parte irradiada da pele seja limitada ao mínimo necessário para a execução das tarefas de intervenção. O uso dos modos de operação com velocidades de dose elevadas deve ser limitado e justificado

É importante que os protocolos sejam otimizados sempre que haja alterações na técnica ou no equipamento.

Um esforço permanente terá de ser mantido com vista a otimizar a imagem de modo a obter-se um benefício máximo (relação S/R, contraste, etc) com um mínimo de custo (dose na pele, exposição no doente, etc.).

Um facto que não deve ser esquecido é que aumentar a exposição no doente é também aumentar a exposição em todos os presentes na sala.

IV. EXPOSIÇÃO E PROTECÇÃO DOS TRABALHADORES

732

A protecção dos trabalhadores começa pela utilização de técnica radiológica apropriada, envolvendo:

1. Utilização apropriada dos recursos técnicos da aparelhagem: kV/mAs, frequência dos pulsos, colimação, ABC, etc.
2. Boa metodologia: Posição, distância, tempo, etc.
3. Protecção física: avental de chumbo, dosímetro pessoal e dispositivos adicionais de protecção. A minimização das doses na tiróide e olhos deve ser considerada (uso de colar na tiróide e óculos de vidro de chumbo).

É de notar que os aventais de chumbo constituem uma protecção com limitações, pois não efectuam uma absorção total na zona protegida e só efectuam uma protecção parcial do corpo pois não cobrem a cabeça, o pescoço, os braços e as aberturas das bases dos braços isto, para além de uma área descoberta nas costas e parte das pernas.

Os aventais de protecção são indispensáveis mas a dose efectiva nos trabalhadores é devida sobretudo aos órgãos mal protegidos pelo avental (tiróide, esófago, medula óssea, pulmão, etc.).

É recomendado que os aventais de chumbo apresentem um mínimo equivalente a 0,5 mm chumbo. Com 0,5 mm Pb, aproximadamente 12 % da radiação incidente é transmitida a 75 kVp.

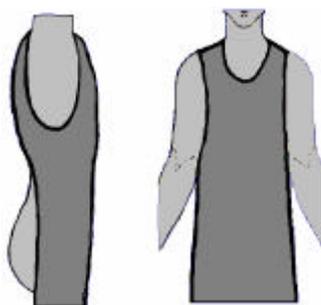


Fig. 14.3. – Avental de chumbo visto de frente e de lado.

A eficácia da protecção oferecida pelos aventais de chumbo é avaliada por dois parâmetros:

O factor de protecção - Relação das doses efectivas sem e com o uso de avental de chumbo.

Eficiência de protecção - Percentagem de redução de dose obtida pelo uso do avental de chumbo

1 - Dosimetria pessoal

A dosimetria pessoal pode ser efectuada com filme ou cristais termoluminescentes de LiF (TLD) que já analisámos no Cap. XIV.

Como os trabalhadores apresentam zonas com diferentes tipos de protecção, desde descoberto a completamente coberto, a dosimetria pessoal pode apresentar diferentes protocolos, como já foi referido:

Dosímetro fora do avental, à altura do pescoço.
Dosímetro por baixo do avental, à altura do tórax ou da cinta.
Combinação dos dois dosímetros.



Fig. 14.4 – Protecção pessoal: avental de Pb (Mínima espessura equivalente de 0,5 mm) óculos de vidro de Pb e protecção da tiróide. Dosimetria pessoal: Dosímetro fora do avental, à altura do pescoço, Dosímetro por baixo do avental, à altura do tórax ou da cinta dosímetro em anel,

2 - Protecção contra radiações ionizantes em medicina de intervenção

734 Um conjunto de procedimentos e recomendações aconselháveis para minimização dos riscos em RI são descritos a seguir. Não nos preocupa o facto de haver repetição de conceitos já mencionados.

– Deverão ser criadas condições para uma formação teórica e prática obrigatórias em protecção em radiologia de intervenção, de modo a que todo o pessoal interveniente tenha formação. O período de treino levará a conhecer a operação do equipamento e compreender a lógica dos protocolos a executar para minimizar as doses.

– Deve ser usado equipamento dedicado à radiologia de intervenção e com as especificações apropriadas.

– O valor da carga (mAs) deve ser mantido tão baixo quanto possível e o valor da kVp tão elevada quanto praticável, ou seja, deve ser uma preocupação obter imagens clinicamente adequadas com um mínimo de dose.

– Deve colimar-se o feixe até ao menor campo praticável de modo a reduzir a radiação dispersa e a exposição desnecessária do paciente.

– Se possível, deve usar-se o tubo de raios X por baixo da mesa e tão afastado do paciente quanto praticável (pelo menos 30 cm para os sistemas móveis e 45 cm para os estáticos)

– Deve minimizar-se o tempo de exposição.

– Só deve irradiar-se continuamente o paciente enquanto houver fenómenos dinâmicos a observar no monitor.

– Não deve utilizar-se ampliação geométrica excessiva.

– Deve usar-se o TII por cima do paciente e tão próximo quanto possível.

– Não devem colocar-se as mãos desprotegidas no feixe directo.

– Se for evitável, não deve usar-se a grelha antidifusora, (por exemplo, em doentes magros ou quando não é possível aproximar o tubo intensificador do paciente).

– Deve limitar-se o uso dos modos de operação com velocidades de dose elevadas.

– Se possível, deve usar-se o modo pulsado de operação do sistema de raios X.

– Devem usar-se sempre aventais de protecção e escudos.

– Deve ser usado o produto dose×área ou equivalente.

– Se possível, deve alterar-se a inclinação do feixe de modo a limitar a velocidade de dose à entrada da pele («Entrance skin exposure rates», ESE).

– Deve verificar-se o alinhamento do tubo intensificador de imagem, ampola de raios X e paciente antes de iniciar o procedimento fluoroscópico.

– Deve ser garantida uma distribuição apropriada do pessoal em torno da cama do doente.

– Deve ser garantido que, durante a exposição, só estão na sala as pessoas envolvidas no processo.

– Devem registar-se as doses dos pacientes. Os danos na pele devidos à radiação podem surgir muito tempo depois e a associação à causa é difícil se não houver registos.

– Devem ser utilizados dispositivos de temporização para indicar aos operadores um tempo prefixado (que não deve exceder 5 minutos) e que serve como indicador para manter o tempo de irradiação tão curto quanto possível.

– Meça a velocidade de dose à entrada da pele (ESE) de três em três meses, em todos os sistemas de fluoroscopia, para as condições mais utilizadas e afixe os seus valores para serem do conhecimento dos intervenientes na RI.

– Deve ter-se em conta que nem sempre as reacções na pele são devidas à radiação. Por exemplo, há reacções cutâneas que são processos alérgicos aos meios de contraste.

– Todos os pacientes que tenham recebido doses superiores a 3 Sv devem ser seguidos até 10-14 dias após a irradiação.

– O débito do sistema fluoroscópico deve ser controlado e documentado para as condições específicas do aparelho e para todos os modos de operação do sistema, incluindo os registos de imagens («film spot», «cut film», etc).

– Deve ficar registada na ficha do paciente informação que permita a estimativa das doses na pele. Devem ficar registadas as doses superiores a 3 Gy (ou superiores a 1Gy no caso de repetições).

– Deve assegurar-se a execução continuada de um programa preventivo de manutenção e controlo de qualidade apropriada para o seu equipamento.

– Deve assegurar-se a colaboração de um físico qualificado³.

– Sempre que se esteja sujeito a radiação X deve usar-se um dispositivo de monitorização pessoal: filme de protecção ou dosímetro termoluminescente.

– Os pacientes devem ser informados no que respeita aos sintomas e riscos das exposições elevadas e solicitados a fazer uma declaração escrita da aceitação do risco correspondente a uma boa prática. No que respeita à exposição de pacientes em RI com doses elevadas, a justificação do estudo e a optimização das condições dosimétricas são os pontos determinantes da boa técnica.

– Deve recordar-se que pacientes grandes ou gordos recebem doses maiores.

– Devem estabelecer-se as condições de funcionamento e os protocolos clínicos padrão para todas as técnicas utilizados num serviço incluindo: selecção dos pacientes, condução do exame normal e acções se houver complicações.

³ - No Decreto-Lei nº180/2002 está prevista a contribuição de fracções do tempo inteiro de um físico qualificado e de pessoal do sector da física, nas instalações de radiologia, que poderão proceder ao controlo de qualidade.

– Os diferentes protocolos utilizados num serviço devem ser caracterizados quanto aos limites de exposição, tempo e risco potencial de produzir lesões nos pacientes.

– Deve estar disponível software que determine e informe sobre a acumulação de doses nos doentes, quer por adição de novas doses quer pela repetição de exames.

– Manter sempre presente que o risco da radiação aumenta progressivamente para os grupos de menor idade.

– Deve considerar-se a utilização de escudos de chumbo nos olhos dos pacientes durante a execução de processos intervencionais da cabeça.

– Nas situações envolvendo injeções de contraste as doses ocupacionais podem ser drasticamente diminuídas utilizando injectores automáticos e controlo remoto para os disparos.

- Se o feixe é horizontal (ou próximo), o operador deve manter-se do lado do intensificador de imagem. Se o feixe é vertical (ou próximo) e, se possível, deve usar-se o tubo de raios X por baixo do paciente.

- Corrija a sua posição em relação ao feixe de modo a minimizar a dose (Fig. 14.5 a) e b)). Consulte as curvas de isodose fornecidas pelo fabricante para se posicionar em locais que minimizem a sua exposição (Fig. 14.6).

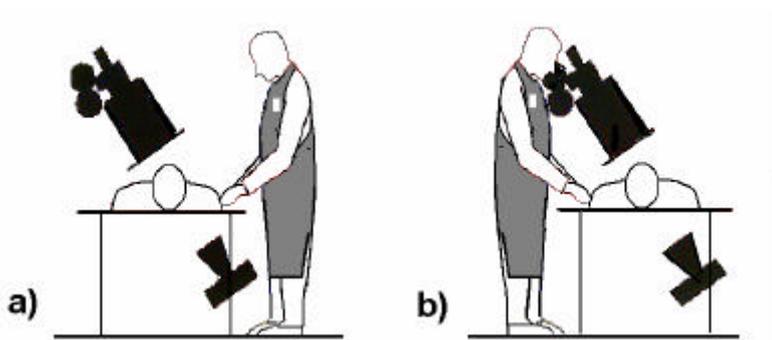


Fig. 14.5 – a) Má colocação do operador. b) Colocação correcta com redução da exposição.

– A limitação ao estritamente necessário e a optimização do necessário, são os pontos importantes no que respeita à exposição dos operadores.

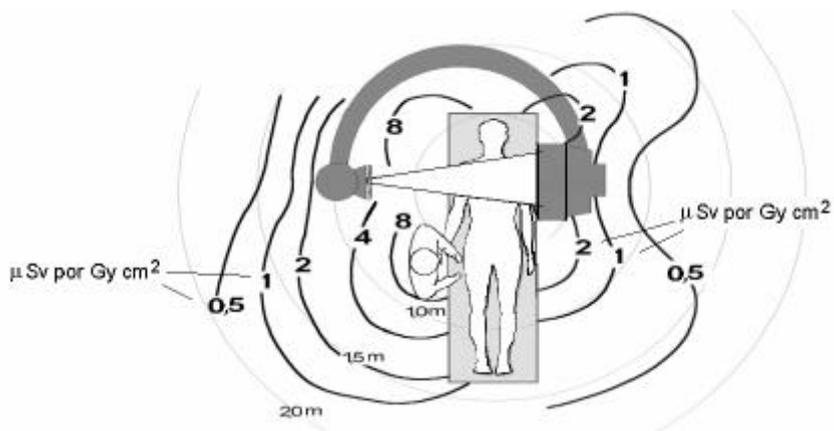


Fig. 14.6 – Linhas de isodose típicas da radiação dispersa em $\mu\text{Sv por Gy cm}^2$ em torno de um aparelho de fluoroscopia com braço em C.

BIBLIOGRAFIA

- ALPEN, E.L. - *Radiation Biophysic*. 2^a ed. San Diego, Academic Press, 1998.
- BUSHONG, S.C. - *Radiologic Science. Workbook and Laboratory Manual*. The C.V. Mosby Company, 1981.
- BUSHBERG, J.T.; SEIBERT, J. A; LEIDHOLDT, Jr E. M.; BOONE, J. M. - *The Essential Physics of Medical Imaging*. 2^a ed. Williams & Wilkins, 2001.
- DOWSETT, D. J.; KENNY, P.A.; JOHNSTON, R. E. - *The Physics of Diagnostic imaging*. London, Chapman & Hall Medical, 1998.
- GE MEDICAL SYSTEMS. - Introduction to digital X-ray imaging. 98-5488, 11/98, 1998.
- GONZALEZ, R.C.;WOODS, R. E. - *Digital image processing*, Addison-Wesley Publ. Company, 1992.
- GRAY, J, JOEL, E. - Optimize X-ray systems to Minimize radiation dose. *Diagnostic Imaging*, 20, 1998, 62-70.
- GREENING, JR. - *Fundamentals of Radiation Dosimetry*. Adam Hilger Ltd Med. Phys. HandBooks, 1981.
- GROSS N.A.- Revolution in medical imaging. *Business week*, july 21; 1998.
- HENDEE, W.R.; RITENOUR, R.E. - *Medical Imaging Physic*. 4^a ed. Willey-Liss, 2002.
- HOBBIE RK - *Intermediate Physics for Medicine and Biology*. 2^a ed. J Wiley & Sons, 1988.
- JESSEN, K. A. - Balancing imaging quality and dose in diagnostic radiology. *Eur. Journal of Radiology*, 14, 2004 9-1.
- LIMA, J.J.P. - *Física dos métodos de imagem com raios X*. Porto, Edições ASA, 1995.
- MANKE C.; SPAHN M.; FEUERBACH S. - Flat-panel X-ray detector using amorphous silicon technology. *Invest. Radiol.*, 32, 1997, 373-377.
- NIAS, A.H.W. - *An Introduction to Radiobiology*. 2^a ed.. Wiley, Chichester, 1998.
- KIEFER - *J. Biological Radiation effects*. Springer Verlag Ed. ,1990.
- KEANE, B.E.; TIKHONOV K.B. - *Manual on radiation protection in hospitals and general practise X-rays diagnosis*. WHO, 1974.

- KNOLL, G. - *Radiation Detection and Measurements*. New York, John Wiley & Sons, 1979.
- ROWLANDS, J.A. - New directions in X-ray imaging. *STDA Sixth Int. Symp.-Scottsdale*, 1998.
- SHAPIRO, J. - *Radiation Protection*, 3^a. ed. Harvard Univ. Press, 1990.
- SHRIMPTON, P.C. ,WALL, B. F. et al. – Diagnostic medical exposures in the U.K., *Appl. Rad Isot.* , 50, 1999, 261-269.
- SPAHN, M.; ALEXANDER, J.; GMEINWIESER, J. - Amorphous silicon solid-state detectors and their future application in Medical X-ray imaging. *Electromedica*, 65, 1997, 37-41.
- SPRAWLS P. - *The Physical Principles of Diagnostic Radiology*. Univ. Park Press Ed., 1982.
- STROTZER, M.; GMEINWIESER, J.; SPAHN, M.; VOLK, M.; FRUND, R.; SEITZ, J.; SPIES, V.; ALEXANDER, J.; FEUERBACH, S. - Amorphous silicon, flat-Panel, X-ray detector versus screen-film radiography. *Invest. Radiol.*, 33, 1998, 33-38.
- TAYLOR, KENNETH W. et al., Variations in X-Ray Exposures to Patients. *Journal of the Canadian Assn. of Radiologists*, 30: 1979 6-11.
- TORTORICI, M. - *Concepts in medical radiographic imaging*. Philadelphia, Saunders Company, 1992.
- UNSCEAR 1993. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation - *Sources and Effects of Ionizing Radiation: 1993 Report with Scientific Annexes*. ISBN 92-1-142200-0. 922 pages.
- WALLIS, J.R.; MILLER, M.M; MILLER, T.R.; VREELAND, T.H. - An Internet-based nuclear medicine teaching file. *J. Nucl. Med.*, 36, 1520-1527, 1995.
- WATERS G. - *X-ray production, in Physical aspects of Medical Imaging*. Moores, B.M.; Parker, R.P. ; Pullan, B.R. Eds. John Wiley & Sons, 1981.
- WEBB, S. - *The Physics of Medical Imaging. Medical Science Series*, New York, 1988.
- Von SCHULTHESS, G.K. ; Hennig, J., Eds. - *Functional imaging*. Lippincott-Raven Philadelphia, 1997.
- VOLK, M.; STROTZER, M., et al. - Flat-panel X-ray detector using amorphous silicon technology. *Invest. Radiol.*, 32, 1997, 373-377.
- YAFFE, M. J.; ROWLANDS, J. A. - X-ray detectors for digital radiography. *Phys. Med. Biol.*, 42, 1997, 1-39.

ÍNDICE DE ASSUNTOS

- absorção – 26, 29, 45, 86- 88, 115, 118,
124-157
- absorção diferencial – 153
- absorção dos raios X – 38, 45, 115-116,
118-126, 130-132, 138, 141, 149
- acção directa – 652, 659, 660, 667
- acção indirecta – 667, 675
- acréscimo progressivo de dose (build up)
– 325
- algoritmo de reconstrução – 495, 519,
523, 532-533, 541
- aliasing – (ver batimento)
- amostragem – 346-348, 351, 353, 374,
- ampliação – 197, 210,
de contraste – 362, 485
- amplitude – 17, 57, 102
- ampola de duplo foco – 37
- ampola de raios X – 14, 25, 31, 34, 43,
50, 61, 65, 69, 76, 84, 91, 94, 100,103
- análise de pedigree – 665
- análise de Fourier – 241
- anéis deslizantes – 514
- angiografia digital – 591, 593, 598, 601,
605
- ângulo de dispersão – 44, 144-148, 151,
166
- ângulo do ânodo – 44, 87-88
- ânodo – 14, 15, 18-51, 57, 61, 63, 65, 67,
68, 69, 74, 80, 81-96
- ânodo de Mo – 424-429
- ânodo de Rh – 424-429
- anticátodo – 14, 18, 21, 40
- aquecimento do ânodo – 31, 45-93
- aquecimento do filamento – 31-38
- arrefecimento – 27
do ânodo – 45, 47-50, 66-68
- ART – 587
- artefatos em TC – 503, 506, 512, 515,
523, 527, 530, 538, 541-542, 549-555
- atenuação – 22, 92, 106, 115-194, 197,
199, 200, 204-205, 215-217, 227, 234-
238, 622, 627
- autotransformador – 91
- b**ário – 93, 141, 190,194
- barreiras de protecção (cálculo) – 713
- bastonetes – 450, 473
- betatrão – 24
- batimento – 335, 347, 555
- blooming – 39
- bremsstrahlung – 15, 18, 42, 76-86
- calibração do detector – 508, 511, 514
- calor específico – 41, 639
- câmara de ar livre – 302, 304
- câmara de ionização – 106-109, 297,
303, 467, 471, 730
- candela – 292-293

capacidade calorífica do ânodo – 41, 65, 67
característica do filme – 265, 275, 156,
310, 353
carga permanente máxima – 67
cátodo – 14, 18, 21, 31, 34, 37, 40, 83,
88, 92, 101
CCD – 370, 372, 374, 376, 386, 388
centros de sensibilidade – 259-275
cilindros localizador – 166
clipping – 362
CMOS – 374, 379, 388,
coeficiente de absorção linear – 125, 130
coef. de absorção de massa – 125, 126
coeficiente de atenuação linear – 121,
123, 132, 182, 190
coef. de atenuação de massa – 126, 133,
139
coeficiente de dispersão linear – 121
colimador – 14, 23, 27, 43, 108, 166
compressão – 420, 421, 429, 435
comprimento de onda efectivo – 22, 23,
83
comprimento de onda mínimo – 21, 30
condutibilidade – 40
cones – 450, 474
constante de Planck – 12, 70
constituição do ânodo – 41, 63
contornos - detecção e realce – 344, 354,
357, 367-369, 415
contraste – 204, 208, 212- 213, 215, 216,
217, 218, 229, 230
controlo automático do brilho – 107
controlo automático da exposição – 106,
109-110
conversão analógico-digital – 351, 355,
415
convolução – 219, 223, 227, 229
convolução discreta – 410
correção com função gama – 367
corrente alterna – 57
corrente anódica – 24, 30, 35, 39, 50, 57,
62, 82
corrente de saturação do filamento – 36,
94
corrente eficaz – 32
corrente termoiónica – 31, 33
corte tomográfico – 498, 509, 521, 559,
566
cortes axiais – 496, 515, 537
cortes coronais – 496, 515
cortes sagitais – 496, 515
CTDI – 475, 559, 561-567
cúpula de uma ampola de raios X - 701,
710, 714
curva característica de um díodo – 96
curva de dose - 519, 521, 525, 560, 562-
563, 565
curva de sensibilidade – 520, 521-523,
525, 540, 541
curvas de arrefecimento do foco - 48
curvas de calibração – 303
densidade mássica da carga – 323--324
densidade óptica – 261, 332-333
densitometria óssea – 606
descontinuidade de absorção – 140
detecção e realce de contornos
– ver contornos
detectores (propriedades) – 179-187
eficiência do detector – 182
abertura de campo – 180
uniformidade de resposta – 182, 511
intervalo de resposta – 182
resposta dinâmica – 182
contraste do detector – 184
distorção do detector - 185
ruído do detector – 186

detector de área de a-Se – 371, 384, 385, 391, 401
 detector de cintilação – 388, 395, 510
 detector de semiconductor – 341, 382, 384-387, 391, 410, 511, 512
 detector de Xe - 512-513
 detector est. sólido – 510-513
 diagrama de contraste-detelhe – 531
 diâmetro do ânodo – 41, 45
 dimensões do foco – 39, 41, 44
 díodo – 92-104
 díodo ideal – 99
 díodo de junção – 95
 díodo de vazio – 93
 dispersão dos raios X – 155-164
 dispositivo de focagem – 14
 dissociação espontânea – 641
 distância de corte – 174
 distância de resolução – 206-207
 distância doente-filme - radiação dispersa – 165
 distância foco-filme – 165, 167
 distância doente-filme – 163
 distorção de posição – 203-204
 distribuição angular dos fotoelectrões – 137
 distribuição angular dos raios X – 85
 dose absorvida – 298, 305-307, 312-316, 320, 321-327
 dose absorvida (velocidade) – 307
 dose.área (ver produto dose área)
 dose em TC – 556
 dose equivalente – 693
 dose efectiva – 694
 dose média para múltiplos varrimentos (TC) – 565
 dose na pele – 279, 405
 dose nas gónadas – 706
 dosimetria fotográfica – 332
 dosimetria por termoluminescência – 382
 dosímetro termoluminescente -297, 327-330
 DQE (ver eficiência quântica de detecção)
 ecrã intensificador – 270, 276-282, 285, 287, 288
 efeito de produção de pares – 116
 efeito anódico – 45, 88
 efeito Auger – 137
 efeito de bremsstrahlung – ver bremsstrahlung
 efeito Compton – 118, 142, 146, 149, 152
 efeito de carga espacial – 34, 36
 efeito de emissão de campo – 34
 efeito de Joule – 98
 efeito de Rayleigh-Thomson – 115
 efeito de Schotky - 34
 efeito de volume parcial – 529- 530
 efeito fotoeléctrico - 115, 118, 134, 136-154
 efeito radiológico – 151
 efeitos biológicos – 647-682
 eficácia do tubo de raios X – 82, 84
 eficiência biológica relativa – 645, 678, 680
 eficiência de dose (TC) – 560
 eficiência do detector – 182,
 eficiência quântica de detecção – 240
 electrão-volt – 20
 eléctrodo de focagem – 14, 31
 emissão de electrões Auger – 137
 emulsão fotográfica – 332
 endurecimento do feixe – 88
 energia de ligação dos electrões – 19, 74, 86
 energia efectiva – 22, 23, 25

energia máxima no feixe de raios X – 15,
18, 23-25, 82
equação de Langmuir-Child – 35
equação exp. da atenuação – 121
equalização de histogramas – 365
espectro dos raios X – 18
espectro característico – 69, 75,
espectro contínuo – 15, 23, 76, 81
espessura de semi-absorção – 124
espessura do corte – 486, 492, 495, 512,
515, 521-522, 524, 525, 532, 533,
539, 541-542, 548-549, 559, 562, 566-
567
espessura do doente – 164
excitação – 643-644, 652
exposição – 161, 166, 170, 173, 178,
184, 185

factor de Bucky – 173
factor de dispersão – 159
factor de forma – 59, 64, 84
factor de grelha – 173-174
factor de intensificação – 282-284, 287-
288
factor de melhoria de contraste – 171,
174
factor de ondulação ou ripple – 105
factor de qualidade – 692
feixe de raios catódicos – 42, 98
feixe de raios X – 12, 16, 22, 44, 37, 61,
83, 44, 106
filamento – 14-15, 21, 24-25, 31-40, 44,
51, 61, 64, 91-93, 104, 110-111
filme – 255-291
filme de protecção pessoal – 332-333
filme ortocromático – 270
filme pancromático – 270
filme polaroid – 289-290

filme radiológico - constituição – 258,
279
filme radiológico-resposta – 261-270,
291
filtragem do feixe de raios X – 15, 18,
26-28, 30, 61, 80, 85, 88
filtragem linear – 354
filtros passa-baixo – 355
filtros passa-alto – 357
com janela móvel – 355
por convolução – 359
flou – (ver véu)
fluência – 308-311
fluorescência – 277, 387
fluorografia – 458, 462, 471
fluoroscopia – 447, 455, 460-471
fluoroscopia convencional – 456,
fluoroscopia digital – 370, 372
fluxo luminoso – 292
focagem do feixe de electrões – 37-39
foco – 27, 37- 50, 60-61, 64-65, 70, 84,
86, 88, 108
foco óptico – 43, 44,
foco real – 45, 46, 88
ecrã intensificador – 279-288
fórmula de Douane e Hunt – 21
fosforescência – 277
fotão de bremsstrahlung – 18
fotoelectrão – 135-136
fotões Compton – 153
distribuição angular – 147
frequência de corte – 211
frequência de grelha – 169
função de amostragem – 346, 353, 374,
408
função de resposta a um ponto – 206,
385, 386
função de resposta a uma linha – 207,
227, 230-232

função de transferência – 227, 229, 230
função de transferência de modulação –
211, 214, 218, 228, 232, 441
função delta – 222, 223
função gama (correção) – 367
função trabalho – 33, 94

gama de um filme – 264, 265, 268, 270,
274

ganho de brilho do TII – 454
gerações da TC – 505, 507-508, 517,
537
grandezas fotométricas – 292
grandezas operacionais – 696
Gray – 305, 314, 319
grelhas antidifusoras – 166-178

Histograma de uma imagem – 364

ILST – 587-588

imagens analógicas e imagens
digitais – 345
imagens anatómicas e imagens
funcionais – 343
imagem latente (filme) – 259
imagem negativa digital – 362
inclinação do ânodo – 41, 44, 87-88
informação (conceito) – 392
integral de convolução – 223
intensidade anódica – 24, 26, 36, 63-64
intensidade luminosa – 292
interacção dos electrões com o núcleo
– ver bremsstrahlung
interacção dos raios X com a matéria –
113
interacção com os detectores – 180

intervalo de amostragem – 346, 407
ionização – 192

janela de densidade – 487-488, 490

kerma – 298, 309-319, 325

largura do feixe (TC) – 524, 551
largura efectiva do feixe (TC) – 495,
517, 523, 529
latitude do filme – 266-268, 287, 289
lei da reciprocidade – 286
lei de Beer-Lambert – 264
lei do inverso do quadrado da distância –
198 -199
lente electrónica – 39
linearidade – 98-99, 218-221, 227
lumen – 293
luminância – 293
luminescência – 277
lux – 292

mamografia – 417-443
com digit. do filme – 435
medição da exposição – 301
método directo de Fourier – 576, 577
métodos analíticos – 577
métodos iterativos (TC) – 577, 587-589
miliampére segundo (mAs) – 57
modelagem de histogramas – 364
modo contínuo (fluoroscopia) – 465
modo pulsado (fluoroscopia) – 465
monitor de vídeo – 400-401
motor de indução – 50
MSAD – 559, 565, 566, 567

negatoscópio – 257, 261, 270, 291

princípio de exclusão de Pauli – 72

processamento do filme radiológico –
275-276

potência instantânea – 41 51, 65,

produto dose.área – 106

produtos de contraste – 190, 192

protecção dos trabalhadores – 709

qualidade da radiação X – 69-88

qualidades dos detectores – 179

quinta geração (TC) – 508

Rad – 314

radiação dispersa – 118, 153, 156-178,

radiação primária – 117, 121, 158, 161,
165, 168, 172, 174, 179

radiólise da água – 655

radiologia de intervenção – 723-738

controlo das doses – 729

radiografia computadorizada – 380

radiografia digital

directa – 384

indirecta – 386

radiação dispersa – 155-165

radioscopia convencional – 448-451

radiosensibilidade – 694

raios duros – 121

raios moles – 121

raio soma – 570

raios catódicos – 42, 98

raios X – 12

raios X de diagnóstico – 23, 36, 40, 397,
400

reacção com moléculas – 642

reacções com iões negativos – 642

realce de contraste – 354

reconstrução – 495, 500-509, 514-516,
523, 527-528, 533, 535, 537-555, 570-
589

rectificação – 92-104

rectificadores trifásicos – 102-104

de alta frequência – 57, 60,

relação de grelha – 170

rem – 692

rendimento da rectificação – 98

resolução espacial – 205-208

retroprojectão – 502-503, 534, 539, 549,
556, 578, 582-583

revelação – 260, 275

revelador – 275

riscas características do W – 75

roentgen – 300, 301, 318, 323

rotação do ânodo - 41, 44, 45-47, 50, 61,
63, 111

ruído – 238

ruído do algoritmo – 496, 532, 533

ruído de área – 532

ruído de pixel – 532

ruído do detector – 186

ruído estatístico – 485, 487, 490, 494,
496, 560

ruído estrutural – 218, 477, 485

saltos quânticos – 19, 86

selectividade de grelha – 171, 172

sensibilidade de contraste – 162

sensibilidade de um filme

(ver velocidade de um filme)

sensibilidade do detector – 181

Sievert – 692-694

spin – 71-72

spot view – 457, 458

SSIS – 374
 subtração logarítmica – 595
 subtração digital
 viabilidade teórica – 598

TC multidetector. – 542-547, 552
 TC espiral (helicoidal) – 508, 513, 533,
 535-543, 544, 548
 TC espiral multicorte – 549, 553, 560
 Tecnologia dos TFT – 409
 TFT (Thin film transistor) – 370, 371,
 384-386
 televisão e radiologia digital – 374
 temperatura de revelação – 275
 tempo de arrefecimento – 45, 47, 67
 tempo de revelação – 275 - 277
 tensão aceleradora – 21- 26, 35, 37, 52,
 57, 76, 83, 110
 tensão alterna – 31, 90, 104,
 tensão anódica – 27, 35-36, 63-64, 75,
 82, 92, 98, 104, 111
 tensão/corrente eficaz – 32, 52, 57-58,
 84, 98
 tensão instantânea – 52
 tensão máxima utilizável – 41
 tensão monofásica – 57, 83
 tensão rectificadora – 59, 68, 83
 tensão sinusoidal – 83, 97
 teorema da amostragem (ou de Nyquist)
 – 346
 teorema da secção central – 571
 teoria atômica de Summerfield e Wilson
 – 73
 teoria da imagem radiológica – 219
 teoria do alvo – 652-653, 678
 termoluminescência – 327
 tipos de filme – 276
 tomografia convencional – 609
 tomografia axial computadorizada – 477
 tório – 11, 31, 93
 transferência de carga – 642
 transferência linear de energia (TLE) –
 645
 translação-rotação – 505, 506, 508
 transformada de Fourier – 252
 transformada de Fourier inversa – 253
 transformador – 89-91
 transformador de alta tensão – 90, 100,
 110
 transmitância – 261-262, 292
 tubo intensificador de imagem – 451,
 452
 tungstênio – 14, 15, 23, 29, 31, 39, 41,
 75, 87, 93
 tungstênio-rénio – 42
 tungstênio-tório – 33

unidade de calor UC – 58
 unidade Hounsfield - UTC – 488-491,
 517, 527

velocidade de dose absorvida – 307
 velocidade de exposição – 307
 velocidade de rotação do ânodo – 41, 44,
 47, 63
 velocidade de um ecrã – 282
 véu – 262, 264, 275, 291,
 velocidade de um filme – 265, 267, 282,
 vidicom – 398
 visão escotópica – 450-451
 visão fotópica – 450-451

xerografia – 614-616

(Página deixada propositadamente em branco)

ÍNDICE GERAL

PREFÁCIO	5
CAPÍTULO • I - FÍSICA E TECNOLOGIA DA PRODUÇÃO DOS RAIOS X	9
I. Conceitos iniciais.....	11
II. Filamento e Cátodo	31
III. Ânodo	40
1 - Constituição do ânodo na zona do foco e capacidade calorífica do ânodo	41
2 - Dimensões do foco. Inclinação do ânodo	42
3 - Diâmetro do ânodo.....	45
4 - Velocidade de rotação do ânodo. Motor de indução.....	47
5 - Tensão máxima utilizável	51
6 - Potência instantânea máxima suportada. Potência média permanente máxima	51
IV. Física dos processos de produção de raios X.....	69
1 - Interações com electrões orbitais. Espectro característico	69
2 - Interações com o núcleo. Espectro contínuo	76
3 - Rendimento energético de um tubo de raios X	84
4 - Distribuição angular dos raios X. Efeito anódico	85
V. Alimentação da ampola de raios X	89
1 - Transformadores	89
2 - Autotransformadores.....	91
3 - Transformadores de alta frequência.....	92
4 - Rectificação e alisamento.....	92
5 - Geradores de alta tensão com alta-frequência.....	104
6 - Factor de ondulação («ripple»)	105
7 - Temporização. Controlo automático da exposição e do brilho Produto dose.área	106
8 - Medição do produto dose.área.....	108
9 - Câmara de ionização	109
10 - Diagrama eléctrico global do sistema de raios X	110

CAPÍTULO • II - INTERACÇÃO DOS RAIOS X COM A MATÉRIA	113
I. Introdução.....	115
II. Coeficientes de atenuação e de absorção	119
III. Efeito fotoeléctrico	134
1 - Considerações energéticas	135
2 - Distribuição angular dos fotoelectrões.....	137
3 - Emissão de electrões Aüger	137
4 - Balanço energético global no efeito fotoeléctrico.....	138
5 - Atenuação e absorção no efeito fotoeléctrico	138
IV. Efeito Compton.....	142
1 - Considerações energéticas	142
2 - Distribuição angular de fotões e electrões Compton.....	146
3 - Repartição de energia.....	148
4 - Atenuação e absorção no efeito Compton.....	149
V. Dispersão de Rayleigh-Thomson	151
VI. Efeito radiológico. Absorção diferencial	151
VII. Geração da radiação dispersa. Efeitos em radiologia.....	155
1 - Aspectos gerais	155
2 - Tensão aceleradora	160
3 - Geometria do feixe.....	161
4 - Dimensão do campo.....	162
5 - Espessura do doente.....	163
6 - Distância doente-filme	163
7 - Compressão.....	164
8 - Radiação extra-focal	164
VIII. Dispositivos limitadores do feixe.....	165
1 - Colimadores	165
2 - Cones e cilindros localizadores.....	166
3 - Grelhas antidifusoras	166
3.1 - Relação de grelha	169
3.2 - Frequência de grelha	169
3.3 - Factor de melhoria de contraste.....	170
3.4 - Selectividade de grelha.....	170
3.5 - Factor de grelha.....	172
3.6 - Análise conjunta dos parâmetros das grelhas	173
3.7 - Tipos de grelhas	174
a) Grelhas lineares.....	174
b) Grelhas cruzadas	175
c) Grelhas focadas.....	175

d) Grelhas móveis	176
3.8 - Análise de algumas propriedades	177
IX. Interação dos raios X com os detectores	179
1 - Abertura de campo	180
2 - Características geométricas estruturais	180
3 - Eficiência do detector	181
4 - Uniformidade de resposta	182
5 - Intervalo de resposta e resposta dinâmica de um detector	182
6 - Contraste do detector	184
7 - Distorção	185
8 - Outras características físicas dos detectores	186
9 - Ruído	186
X. Produtos de contraste	187
1 - A composição química dos PCs	190
2 - Propriedades físico-químicas dos PCs	192
CAPÍTULO • III - ÓPTICA RADIOLÓGICA E TEORIA DA IMAGEM	195
I. Introdução	197
II. Lei do inverso do quadrado da distância	198
III. Ampliação radiográfica para focos pontuais	199
1 - Objectos num plano paralelo ao filme	200
2 - Objectos em planos quaisquer	202
IV. Distorção de posição	203
V. Funções de resposta a um ponto e a uma linha	205
VI. Resolução espacial de um aparelho de raios X	208
VII. Penumbra. Ampliação radiográfica para focos não pontuais	210
VIII. Frequência espacial. Função de transferência de modulação.	
Frequência de corte	211
IX. Degradação de uma imagem em relação ao objecto	217
X. Teoria da imagem radiológica	219
1 - Descrição matemática de um sistema	220
1.1 - Sistemas lineares e invariantes no tempo	220
1.2 - Transformada de Fourier monodireccional da função $g(x)$	221
1.3 - Transformada de Fourier bidimensional da função $g(x,y)$	222
1.4 - Função delta monodimensional, $\delta(x)$	222
1.5 - Função delta bidimensional, $\delta(x,y)$	223
1.6 - Convolução de duas funções no espaço a duas dimensões	223
1.7 - Função de resposta a um ponto	224
1.8 - Função de resposta a uma linha	226

1.9 - Entrada monodirecional.....	227
2 - Sistemas de imagem.....	227
XI. Caracterização matemática do feixe radiológico	234
1 - Intensidade no detector	234
2 - Intensidade dispersa média	236
3 - Contraste.....	237
4 - Ruído e dose	238
5 - Ruído quântico equivalente.....	240
6 - Eficiência quântica de detecção (DQE)	240
Apêndice 3.1.....	242
1 - Análise de Fourier.....	242
2 - Fórmula exponencial da série de Fourier	246
3 - Integral de Fourier	250
4 - Transformada bidimensional discreta de Fourier.....	252
CAPÍTULO • IV - FILME RADIOLÓGICO	255
I. Introdução.....	257
II. Constituição do filme radiológico	258
III. Formação da imagem latente	259
IV. Características do filme radiológico	261
1 - Densidade óptica de um filme.....	261
2 - Velocidade ou sensibilidade de um filme	265
3 - Latitude de um filme	267
4 - Intervalo óptimo de exposição num filme radiológico.....	268
5 - Sensibilidade espectral de um filme radiológico.....	270
6 - Níveis de cinzento detectáveis num filme radiológico.....	270
7 - Lei de Weber-Fechner.....	273
V. Processamento do filme radiológico	275
1 - Revelação.....	275
2 - Tempo de revelação.....	275
3 - Temperatura de revelação.....	276
VI. Tipos de filme.....	276
VII. Luminescência. Fluorescência e fosforescência	277
VIII. Ecrãs intensificadores	279
1 - Características dos ecrãs intensificadores	282
1.1 - Eficiência total ou velocidade do ecrã intensificador	282
1.2 - Factor de intensificação.....	282
1.3 - Resolução espacial	283
2 - Tipos de ecrã intensificador.....	284

3 - Exposição directa e exposição com ecrã intensificador.	
Ruído estatístico. Lei da reciprocidade.....	285
3.1- Ajustamento dos espectros	287
3.2 - Agentes controláveis que afectam o factor de intensificação	287
a) Qualidade da radiação.....	288
b) Temperatura.....	288
c) - Revelação do filme	288
IX. Filme Polaroid	289
X. Ruído estatístico no filme radiológico	290
XI. Alteração do contraste pelo filme	291
Apêndice 4.1	292
Grandezas fotométricas	292
CAPÍTULO • V - DOSIMETRIA	295
I. Introdução.....	297
1 - Enquadramento	297
2 - Características gerais dos feixes de radiações.....	298
II. Grandezas e unidades iniciais da dosimetria	300
1 - Conceito inicial de exposição	300
1.1 - Definição.....	300
1.2 – Medição da exposição	301
2 – Introdução da dose absorvida.....	305
3 - Transferência linear de energia (TLE).....	305
4 - Princípio de Bragg-Gray. Medição da dose absorvida.....	306
5 - Outras grandezas	307
III. Características locais dos feixes de radiações.....	308
1 - Introdução	308
2 - Fluência de partículas	308
3 - Fluência energética	309
4 - Velocidade de fluência.....	309
5 - Kerma (kinetic energy released per unit of mass)	309
6 - Relação entre kerma e fluência energética	311
7 - Dose absorvida.....	313
7.1 - Propriedades da dose absorvida	314
7.2 - Condições de igualdade entre a Kerma e a dose absorvida	315
8 - Exposição.....	316
8.1 - Interesse e limitações da dose exposição.....	318
8.2 - Unidades de exposição	318
8.3 - Relação entre dose absorvida no ar e dose exposição	321

8.4 - Relação entre exposição e fluência energética no ponto de medida.....	321
8.5 - Relação entre exposição e dose absorvida num material qualquer.....	322
9 - Densidade mássica de carga.....	323
IV. Fenómenos especiais a considerar em dosimetria.....	325
1 - Acréscimo progressivo de dose (Build up).....	325
2 - Retrodifusão (Backscatering).....	326
V. Dosimetria por termoluminescência.....	327
VI. Dosimetria fotográfica.....	332
CAPÍTULO • VI - RADIOLOGIA DIGITAL.....	335
I. Considerações iniciais.....	337
II. Imagens médicas.....	342
1 - Imagens anatómicas e imagens funcionais.....	344
2 - Imagens analógicas e imagens digitais.....	345
III. Processamento da imagem digital.....	354
1 - Filtragem linear.....	355
1.1 - Filtros passa-baixo.....	355
1.2 - Filtros passa-alto.....	357
1.3 - Operações com janela móvel.....	358
2 - Filtragem linear por convolução.....	358
2.1 - Classificação.....	360
a) Operações ponto a ponto.....	360
b) Imagens negativas digitais.....	362
c) Clipping.....	363
d) Thresholding.....	364
3. Modelagem de histogramas.....	364
3.1- Histograma de uma imagem.....	364
3.2 - Equalização (espalhamento) de histogramas.....	365
3.3 - Realce de contraste.....	366
3.4 - Correção com função gama.....	367
3.5 - Detecção e realce de contornos.....	367
4. Outras operações.....	368
IV. Apresentação dos sistemas da radiologia digital.....	369
1 - Fluoroscopia e Fluorografia digitais.....	372
2 - Televisão e radiologia digital.....	374
3 - Câmaras de televisão digitais (utilizando CCD ou CMOS).....	374
4 - Radiografia computadorizada.....	380
5 - Radiografia digital directa.....	384
5.1 - Detector de área de a-Se («Selenium plate»).....	384

6 - Radiografia digital indirecta.....	386
6.1 - Sistemas utilizando cintilador + CCDs.....	386
6.2 - Sistemas utilizando cintilador + CMOS	387
6.3 - Sistemas com camada cintiladora + TFT	388
7 - Valores da eficiência quântica de detecção (DQE).....	390
Apêndice 6.1.....	391
Conceito de informação	391
Apêndice 6.2.....	397
Características dos sistemas de televisão.....	397
Apêndice 6.3.....	406
Representação de funções	406
Apêndice 6.4.....	409
Tecnologia dos transistores de filme fino.....	409
Apêndice 6.5.....	410
Convolução discreta	410
Apêndice 6.6.....	411
Sensibilidade de contraste.....	411
Apêndice 6.7.....	414
Conversão analógico-digital.....	414
CAPÍTULO • VII - MAMOGRAFIA	417
I. Introdução	419
II. Situação presente	420
III. Condições técnicas.....	423
1 - Produção dos raios X.....	423
2 - Filme + ecrã intensificador	430
3 - Técnicas digitais	431
4 - Mamografia com digitalização do filme.....	433
4.1 - Análise crítica da mamografia com filme+ecrã.....	435
5 - Controlo automático da exposição em mamografia.	436
6 - Biopsia com imagem guiada. Sistemas digitais «spot view»	436
IV. Dosimetria.....	437
V. Dimensões mínimas teóricas de uma calcificação detectável por mamografia.....	439
VI. Notas finais	441
CAPÍTULO • VIII - FLUOROSCOPIA E FLUOROGRAFIA	445
I. Introdução.....	447
II. Radioscopia convencional (Proibida pela Euratom, ponto A.)	448
III. Tubo intensificador de imagem.....	452

1 - Ganho de brilho do TII	454
2 - Factor de conversão	455
3 - Relação de contraste	455
4 - Saída do TII	457
5 - Posição relativa da ampola e TII.....	461
5.1 - Unidades de fluoroscopia com ampola acima da mesa	462
5.2 - Unidades de fluoroscopia com ampola abaixo da mesa	462
5.3 - Unidades móveis de braço em C	463
IV. Outras soluções técnicas	464
1 - Uso da radiologia digital.....	464
2 - Uso da Tomografia axial computadorizada	464
V. Modos de operação em fluoroscopia	465
1 - Modo contínuo.....	465
2 - Modo pulsado	465
VI. Dispositivos de controlo automático (brilho e dose)	466
1 - Controlo automático do brilho (ABC)	467
2 - Dispositivos de controlo automático da dose (AEC) e velocidade de dose (AERC).....	467
3 - Controlo de alto nível (HLC).....	468
4 - Produto dose.área (DAP)	469
VII. Outros meios de diminuir a dose em fluoroscopia	469
1 - Visualização de imagens médicas	469
2 - Retenção da última imagem	470
VIII. Protecções especiais.....	470
Apêndice 8.1	472
Medição de doses durante os exames radiológicos	472
Apêndice 8.2.....	473
Adaptação do olho humano ao brilho.....	473
CAPÍTULO • IX - TOMOGRAFIA AXIAL COMPUTORIZADA	475
I. Considerações iniciais	477
II. Contraste. As vantagens da TAC.....	478
III. Resolução de contraste, temporal e espacial	492
IV. Avaliação preliminar da técnica	495
V. As projecções tomográficas. Sinograma. Retroprojecções	497
VI. Estrutura de um tomógrafo de transmissão.....	504
1 - Considerações gerais.....	504
2 - A ampola de raios X e o gerador de alta tensão na TC	508
3 - Os detectores.....	510

4 - As «gantries» com anéis de contacto deslizante («slip ring»)	514
5 - O computador	514
VII. Características especiais dos sistemas TC	515
1 – Linearidade.....	516
2 - Uniformidade espacial	516
3 - Radiação dispersa	517
4 - Largura efectiva do feixe	517
5 - Resolução espacial. Curvas de sensibilidade. Curva de dose	519
6 - Espessura do corte	521
7 - Influência do algoritmo na resolução espacial	522
8 - Colimadores	523
9 - Efeito de endurecimento do feixe	525
10 - Filtros de feixe	527
11 - Campo de visão. Ampliação na TC.....	527
12 – Batimento ou («aliasing»).....	528
13 - Efeito do volume parcial	529
14 - Diagrama contraste-detelhe (CDD).....	531
15 - Ruído no pixel.....	532
16 - Ruído de área	532
17 - Modulação da corrente anódica.	533
VIII. Os avanços da técnica de CT	534
IX. Quinta geração. Tomógrafo de feixe de electrões (ou ultra-rápido)	535
X. TC Helicoidal. A sexta geração da TC	536
1 - Considerações gerais.....	536
2 - Aquisição de dados na TC espiral. Interpolação e extrapolação.....	537
3 - Vantagens da aquisição helicoidal	539
4 - Passo de um sistema helicoidal	541
XI. TC multidetector. A sétima geração de TC	542
1 - Considerações gerais.....	542
2 - Os detectores.....	543
3 - Características técnicas	546
4 - Passo no TC espiral multicorte	548
5 - Avaliação global da TC multicorte	550
XII. Inovações importantes ocorridas na TC	553
XIII. Artefactos em TC.....	554
XIV. Doses no paciente em TC	556
1 - Eficiência de dose em TC	560
2 - Índice de dose da tomografia axial computadorizada (CTDI)	561
3 - MSDA - Valor médio da dose para múltiplos disparos.....	564

4 - Produto comprimento dose (DLP)	566
XV. Regras simples para reduzir a exposição à radiação em TC.....	567
XVI. Avaliação da tecnologia actual predominante em TC.....	568
Apêndice 9.1	569
I. Teoria da reconstrução. Projecções. Definições e propriedades.....	569
II. Métodos de reconstrução	576
1 - Retro projecção.....	576
1.1 - Filtragem depois da retro projecção	579
a) Retro projecção com filtragem no espaço frequência	579
b) Retro projecção c/ filtragem por convolução a duas dimensões no espaço real.....	580
1.2 - Filtragem antes da retro projecção	581
a) Filtragem no espaço frequência - filtro de Fourier.....	581
b) Filtragem no espaço real - filtro de convolução.....	583
2 - Métodos iterativos.....	585
2.1 - Correção ponto a ponto (SIRT).....	586
2.2 - Correção raio a raio (ART)	586
2.3 - Correção simultânea (ILST)	587
2.4 - Método ML-EM	587
 CAPÍTULO • X - TÉCNICAS ESPECIAIS EM RADIOLOGIA	 589
I. Angiografia por subtracção digital	591
1 - Notas iniciais.....	591
2 - As técnicas digitais de subtracção.....	592
2.1 - Subtracção temporal.....	593
2.2 - Subtracção espectral.....	593
2.3 - Subtracção híbrida.....	594
3 - Algoritmos de subtracção: subtracção directa, subtracção dos logarítmos e subtracção híbrida	595
4 - Radiografia de dupla energia	597
5 - Viabilidade teórica da angiografia por subtracção digital	598
6 - Ruído em angiografia digital.....	601
7 - Radiação dispersa... ..	603
8 - Resolução espacial.....	604
II. Densitometria óssea regional utilizando raios X	606
1 - Introdução.....	606
2 - Princípio teórico da osteodensitometria	608
III. Tomografia convencional	609
1 - Generalidades	609

2 - Modos de acção elementares	651
2.1 - Acção directa.....	652
2.2 - Acção indirecta	655
a). Efeitos sobre soluções aquosas	657
V. A agressão biológica pela radiação ionizante	658
1 - O ciclo celular.....	658
2 - Processos de agressão celular.....	659
VI. Modelos matemáticos de sobrevivência celular em campos de radiação ionizante.....	666
1 - Modelo dos alvos múltiplos ou modelos da teoria do alvo	667
1.1 - Uma região sensível n toques	667
1.2 - Modelo multizonas sensíveis subletais/um só toque.....	670
1.3 - Modelo misto	672
2 - Modelo linear quadrático	675
3 - Comparação dos modelos L-Q e teoria do alvo	678
VII. Eficiência biológica relativa.....	678
1 - Efeitos do fraccionamento e da velocidade de dose na acção biológica	682
VIII. Acção terapêutica da radiação ionizante	682
 CAPÍTULO • XIII - PROTECÇÃO EM RADIOLOGIA	685
I. Irradiação da espécie Humana	687
1. Aspectos gerais.....	687
2. Irradiação externa.....	688
3. Fontes artificiais de radiação ionizante	690
4. Classificação das pessoas sujeitas a irradiação	691
II. Quantificação dos efeitos da irradiação humana	691
1. Dose absorvida. Equivalente de dose H_T	691
2. Dose equivalente	693
3. Dose efectiva	694
4. Doses colectivas	696
5. Grandezas operacionais para irradiação externa	696
6. Execução da dosimetria (métodos de controlo).....	697
7. Grandezas em protecção radiológica.....	699
III. Princípios básicos da protecção contra fontes externas da radiação ionizante..	699
1. Introdução	699
2. Doses permitidas	701
IV. Medidas de protecção	704
1 - Protecção do paciente	704
1.1 - Distância.....	705

1.2 – Filtragem.....	705
1.3 - Dose nas gónadas	706
2 - Protecção dos trabalhadores.....	709
V. Cálculo das barreiras de protecção em instalações de radiodiagnóstico	713
CAPÍTULO • XIV - RADIOLOGIA DE INTERVENÇÃO.....	721
I. Introdução.....	723
II. As doses nos processos de radiologia de intervenção	724
1 - Radiação dispersa a partir do paciente.....	727
2 - Dose na pele dos doentes	728
III. Procedimentos guiados em fluoroscopia.....	729
1 - Controlo das doses em radiologia de intervenção.....	729
IV. Exposição e protecção dos trabalhadores	732
1 - Dosimetria pessoal.....	733
2 - Protecção contra radiações ionizantes em medicina de intervenção	734
BIBLIOGRAFIA.....	739
ÍNDICE DE ASSUNTOS.....	741

Série

Ensino

•

Imprensa da Universidade de Coimbra

Coimbra University Press

2009

