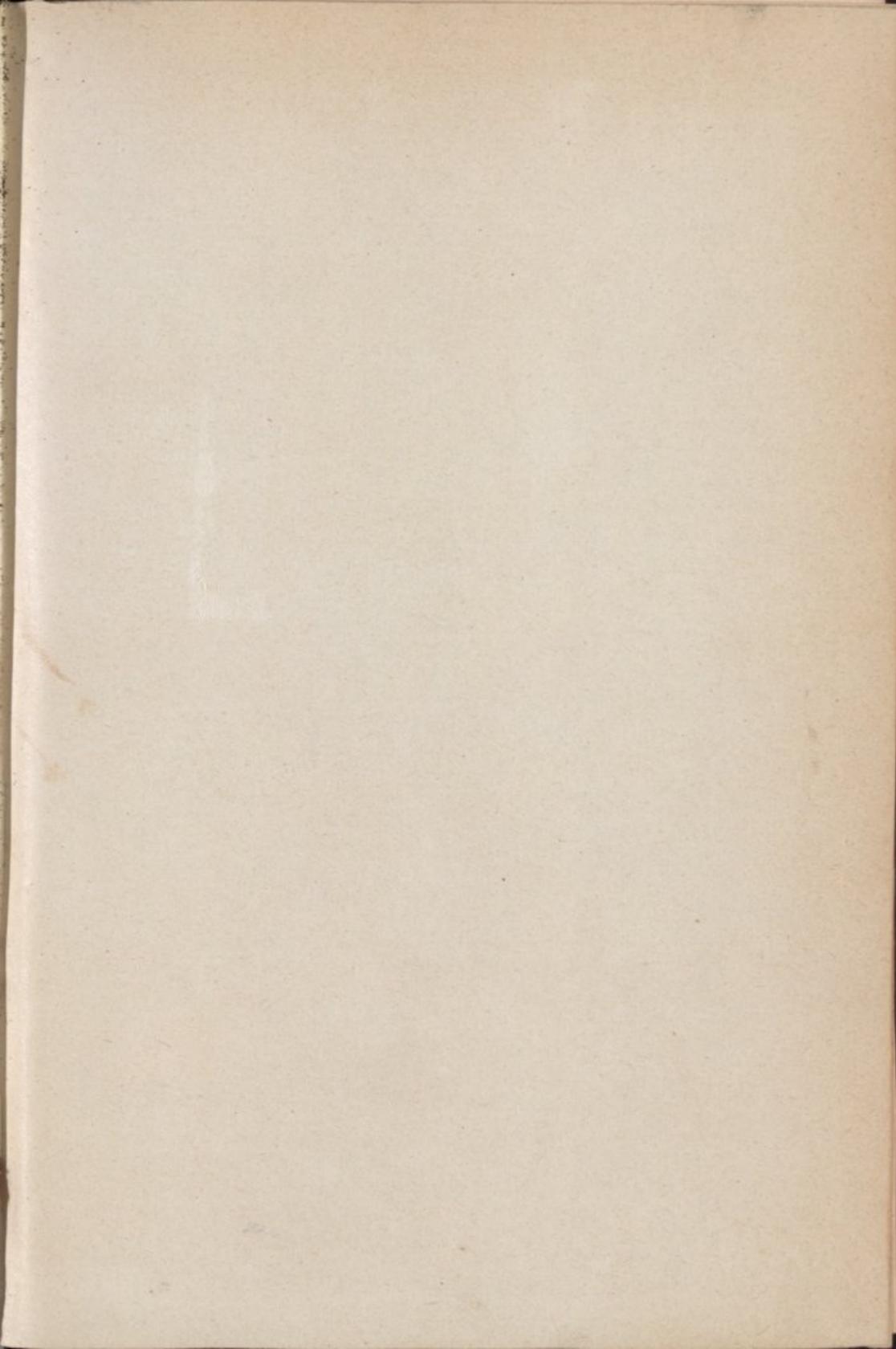


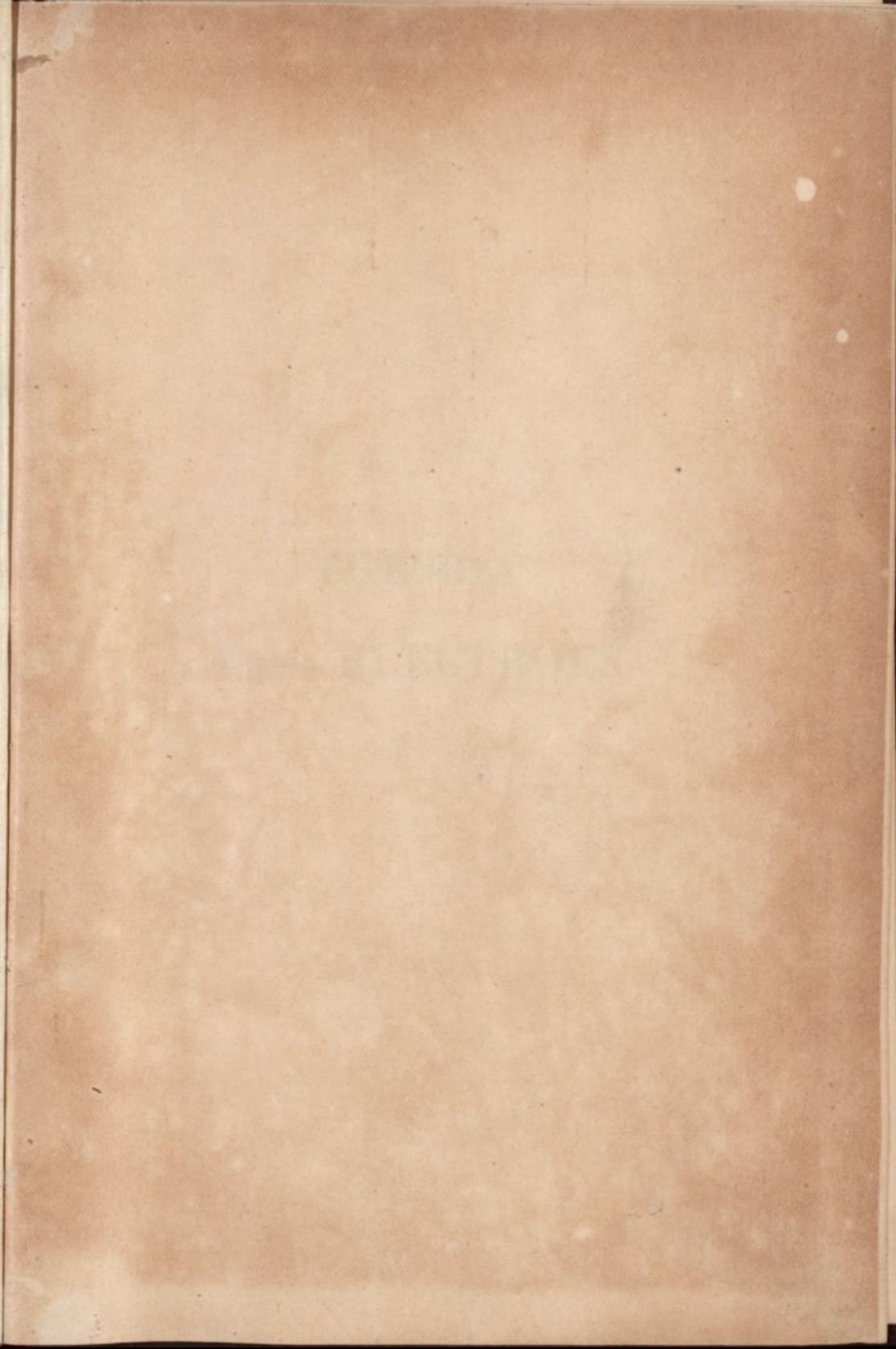
Sala 5
Gab. 1
Est. 56
Tab. 20
N.º 5

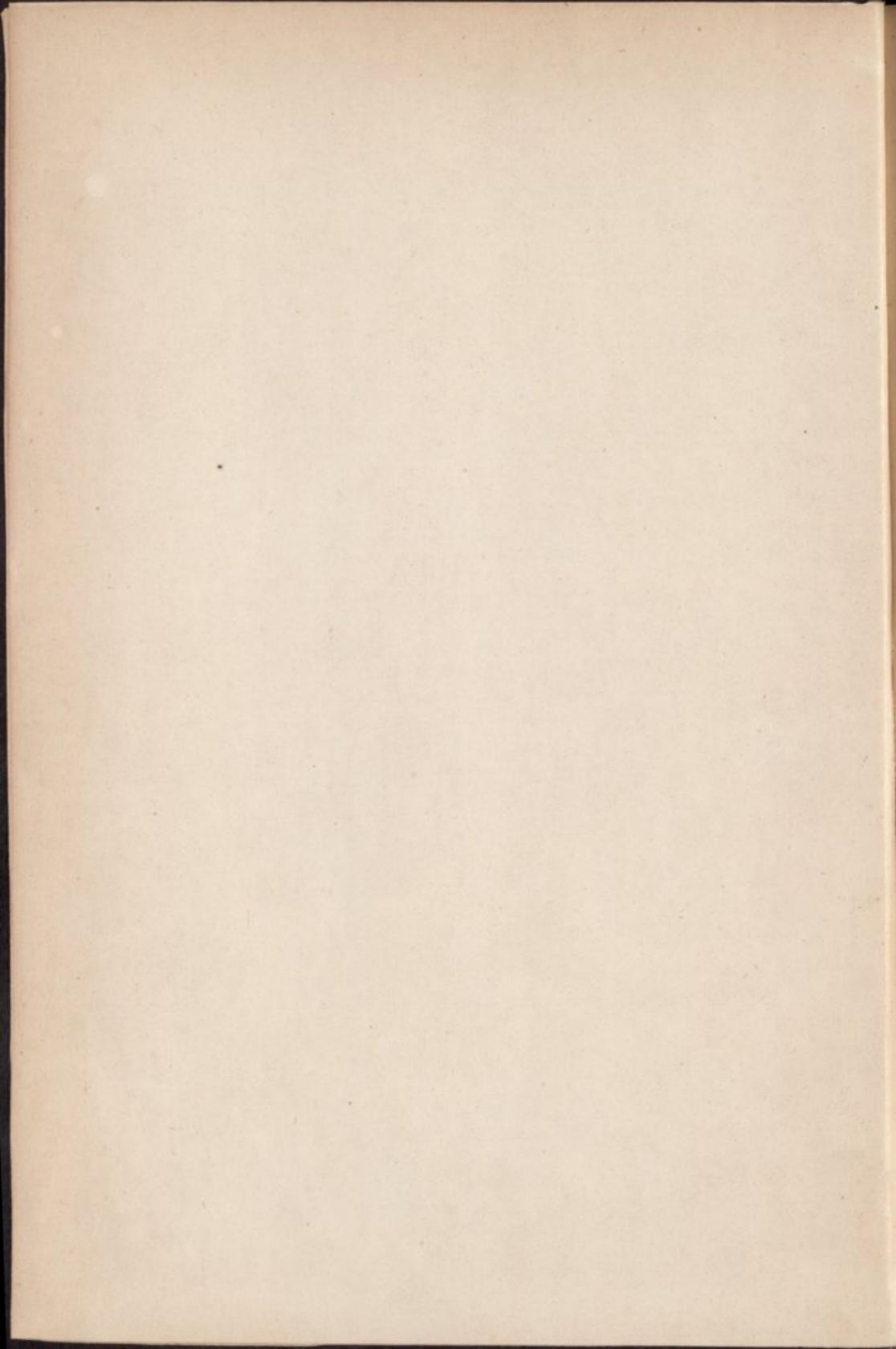
Sala 5
Gab. —
Est. 56
Tab. 20
N.º 6



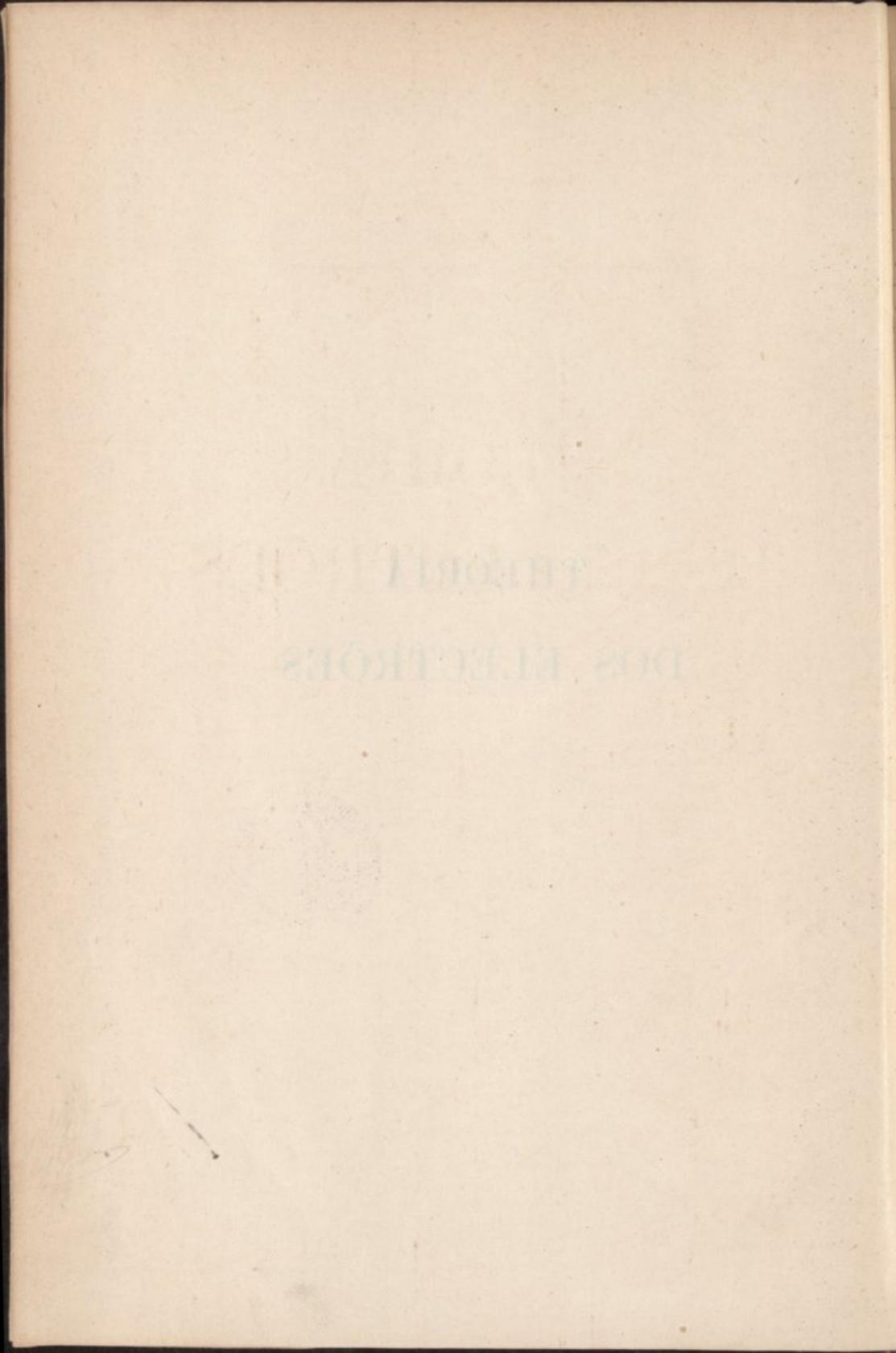


ila
al
st
at
.o





THEORIA
DOS ELECTRÕES



EGAS FERREIRA PINTO BASTO

Licenciado em Philosophia

THEORIA DOS ELECTRÕES



COIMBRA
Imprensa da Universidade
1908

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

LIBRARY

THEORY

DOS FENOMENOS

CHICAGO

1952

R. 5.192

DISSERTAÇÃO INAUGURAL
PARA O ACTO DE
CONCLUSÕES MAGNAS
NA
FACULDADE DE PHILOSOPHIA

(Secção de sciencias physico-chimicas)

REVISED EDITION

CONSTITUTIONAL HISTORY

OF THE UNITED STATES

OF AMERICA

BY
JOHN C. CALHOUN
AND
WILLIAM W. BENTLEY

INTRODUÇÃO

Entre as theorias fundamentaes hoje accites, a theoria da constituição atomica da materia é tam apoiada em factos que quasi se póde considerar como uma verdade demonstrada.

Segundo esta theoria, qualquer corpo é formado de pequenissimas particulas, chamadas *moleculas*, todas iguaes entre si se o corpo é uma especie chimica, ou desiguaes quando assim não acontece.

Factos principalmente de ordem chimica conduzem a considerar a molecula como constituida por particulas ainda mais pequenas chamadas *atomos*. Os atomos serão iguaes entre si nas moleculas dos corpos simples, desiguaes nas dos corpos compostos.

A theoria cinetica dos gazes, na sua fórma mais simples, suppõe que todas as moleculas dum gaz se movem livremente, percorrendo cada molecula uma linha recta com uma velocidade constante, dependente da natureza do gaz e da temperatura. A direcção deste movimento pode ser alterada quando a molecula encontra os corpos que limitam o volume do gaz ou outras moleculas.

Uma imagem da constituição e do movimento das moléculas dum gaz é-nos dada pelos numeros seguintes ¹. Para o ar, nas condições normaes de temperatura e pressão, tem-se calculado que a velocidade média das suas moléculas é quasi 500 metros por segundo; o caminho que em média cada molécula pode percorrer, no intervalo de dois choques, é 0^{mm},0004, donde resulta que, para cada molécula, o numero médio de choques por segundo é de 5.000 milhões. O numero de moléculas contidas num centimetro cubico de qualquer gaz tem sido calculado approximadamente em $20 \cdot 10^{18}$.

Quando um gaz está tam rarefeito que as dimensões do recipiente que o contém sam menores que o percurso retilineo comprehendido entre dois choques successivos, a uniformidade de pressão cessa e então o movimento molecular póde tornar-se visivel como succede no radiometro de CROOKES.

Nos liquidos, as moléculas movem-se com menos liberdade que nos gazes; e nos solidos, com tam pouca que o seu movimento é considerado de natureza vibratoria.

Tudo leva tambem a estabelecer que cada molécula é um systema de atomos em movimento.

A energia de todos estes movimentos constitue o calor

¹ CHWOLSON — *Traité de Physique*.

contido no corpo. Quando a temperatura attinge um certo limite o corpo torna-se luminoso.

A identidade entre a luz e o calor radiante está hoje demonstrada. A sua causa é a mesma—o movimento vibratorio dum meio especial chamado *ether*.

Não existem duas classes de ondas, ondas calorificas e ondas luminosas; o que succede é termos dois sentidos diversos por meio dos quaes verificamos a existencia das mesmas ondas.

Estas ondas fazem-nos sentir calor ou luz, ou simultaneamente calor e luz, conforme o modo differente, dependente do periodo de vibração, como excitam a nossa sensibilidade.

Os phenomenos electricos e magneticos eram até ha poucos annos explicados admittindo a existencia de fluidos especiaes, tal como succedeu com os phenomenos calorificos e luminosos.

Repugnava a propriedade attribuida ao fluido electrico de actuar a distancia. MAXWELL e FARADAY explicam o facto da força electrica exercer acção a distancia considerando esta acção como uma manifestação da força elastica do ether.

O ether que envolve um corpo electrizado está carregado de energia e os phenomenos electricos sam manifestações desta energia e não dum imaginario fluido electrico, distribuido sobre o conductor.

Quando um corpo é alternadamente carregado positiva e negativamente, estas variações devem corresponder a mudanças de estado ou vibrações do ether e, se a carga variar periodicamente e com sufficiente rapidez, produziremos vibrações idênticas ás vibrações luminosas.

A identidade destas vibrações ficou demonstrada depois das experiencias de HERTZ.

A theoria electro-magnética da luz suppõe que as ondas calorificas e luminosas são ondas electro-magnéticas. Quando a rapidez de alternação fôr sufficientemente grande, aquellas ondas serão produzidas. Quando assim não acontece, produzir-se-hão ondas que não impressionam os nossos sentidos, mas cuja existencia é verificada electricamente.

Caída em descredito a theoria dos fluidos restava na theoria de MAXWELL a necessidade de admittir a existencia duma entidade distincta do ether e da materia.

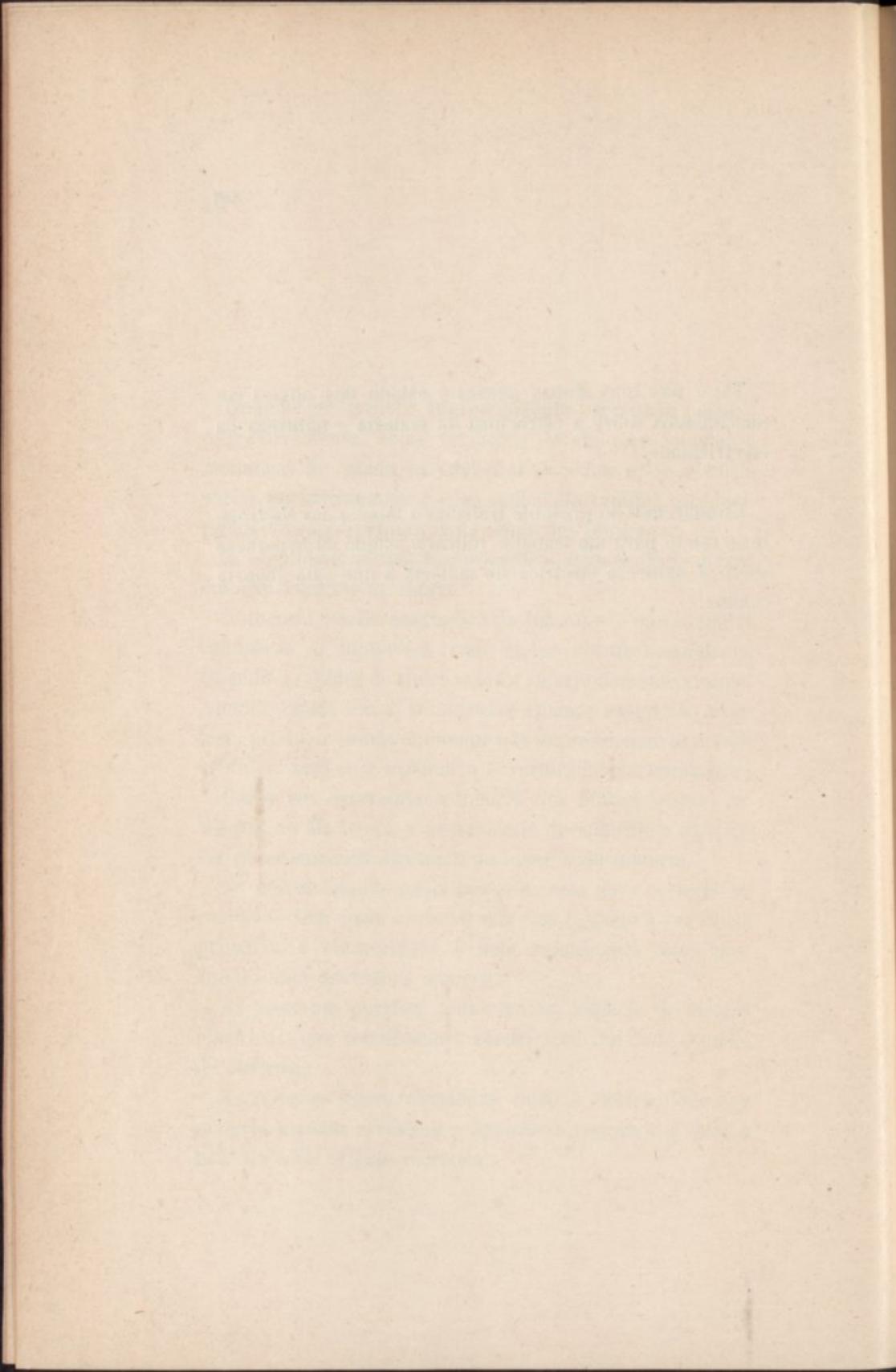
No descobrimento desta incognita uma nova evolução se realizou. Sem nada conhecermos com respeito á sua causa primeira, a electricidade é hoje considerada como possuindo uma estructura atomica.

As pequenas porções, todas iguaes, especie de atomos electricos, que constituem a electricidade foi dado o nome de *electrões*.

As relações agora estudadas entre a electricidade e a materia tornam verosimil a hypothese, segundo a qual a materia é de origem electrica.

Tal é nas suas linhas geraes o estado dos nossos conhecimentos sobre a estructura da materia e natureza da electricidade.

Estudaremos no presente trabalho a *theoria dos electrões*, reservando para um trabalho futuro o estudo da hypothese sobre a natureza electrica da materia a que esta theoria conduz.



CAPITULO I

Inercia electrica

Esphera carregada movendo-se uniformemente

A força electro-motriz de auto-inducção J está ligada á intensidade da corrente I pela equação

$$J = L \cdot \frac{dI}{dt},$$

ou, representando por Q a quantidade de electricidade,

$$J = L \cdot \frac{d^2Q}{dt^2}.$$

Considerando a corrente constituida por uma carga electrica em movimento, haverá analogia entre a inercia mecanica que se oppõe á acceleração do movimento da materia e a auto-inducção que se oppõe á acceleração da carga electrica; ou, em outros termos, haverá analogia entre a ultima equação que escrevemos e a equação da mecanica

$$F = m \cdot \frac{d^2e}{dt^2}.$$

Existe portanto, analogia á inercia mecanica, a inercia

electrica. Vamos achar o seu valor para o caso particular do movimento uniforme duma esphera carregada.

Suppondo que esta esphera se move com uma velocidade pequena comparada com a da luz, admittiremos que as linhas de força conservam as direcções radiaes que possuem quando a esphera está em repouso.

Designando por e a carga da esphera, por o o seu

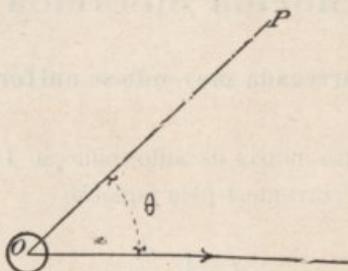


Fig. 1

centro, a densidade das linhas de força em P será

$$\frac{e}{4\pi \cdot OP^2}$$

No campo magnetico gerado pelo movimento da carga electrica as linhas de força serã circumferencias tendo os seus centros no caminho seguido pelo centro da esphera e os seus planos perpendiculares a este caminho. O valor da força magnetica em P será

$$H = \frac{ev \cdot \text{sen } \theta}{OP^2}$$

A energia do campo no ponto P será $\frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{\mu \cdot e^2 v^2 \cdot \text{sen}^2 \theta}{8\pi \cdot OP^4}$ designando por μ a permeabilidade do meio.

A somma desta energia para todos os pontos do campo será, designando por a o raio da esphera,

$$= \int_a^\infty \frac{\mu H^2}{8\pi} \cdot d(\text{vol}) =$$

$$= \frac{\mu e^2 v^2}{8\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_a^\infty \frac{\text{sen } 2\theta}{r^4} dr \cdot r \, d\theta \cdot r \text{ sen } \theta \, d\varphi = \frac{\mu \cdot e^2 v^2}{3a}.$$

A energia cinetica de esphera é $\frac{1}{2} m \cdot v^2$, designando por m a sua massa. Em consecuencia da sua carga, a energia cinetica do systema será

$$\frac{1}{2} \left(m + \frac{2\mu e^2}{3a} \right) v^2.$$

Assim succederia se a massa da esphera, não carregada, fosse $m + \frac{2\mu e^2}{3a}$.

O valor da massa ou inercia electrica é portanto no caso de que nos occupámos igual a $\frac{2\mu e^2}{3a}$.

Um caso semelhante a este dá-se quando uma massa espherica se move através dum liquido.

Juntamente com a esphera move-se uma porção do liquido que a cêrca, cujo volume, como foi demonstrado por GREEN, é metade do volume da esphera.

A energia cinetica do systema é a somma das energias correspondentes á massa da esphera e á deste volume de liquido.

Nô caso da esphera carregada se mover com velocidade não pequena relativamente á velocidade da luz, não sam verdadeiras as conclusões a que chegámos.

Quando a esphera carregada se move, tambem se movem com igual velocidade as linhas de força electricas devidas á carga da esphera, e as linhas de força magneticas devidas ao seu movimento. Resulta do movimento deste campo magnetico um novo campo electrico que se sobrepõe ao primitivo.

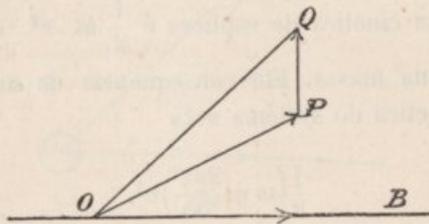


Fig. 2

Seja OB a direcção do movimento e OP a força electrica numa certa direcção quando a esphera está em repouso. A força electrica gerada pelo deslocamento do campo magnetico, perpendicular ao campo magnetico e á direcção do movimento, é representada por PQ. A força electrica resultante, que substituirá OP quando a esphera se move, será OQ.

Este assumpto foi estudado por HEAVISIDE o qual demonstrou que o valor de PQ se pode desprezar quando a esphera se mover com uma velocidade pequena em relação á velocidade da luz. Quando assim não succeder, o valor de PQ torna-se importante e as linhas de força deixarã de estar distribuidas uniformemente, concentrando-se nas

proximidades do equador da esfera (plano perpendicular á direcção do movimento); quando o movimento da esfera se realizar com velocidade igual á da luz então as linhas de força distribuir-se ham todas no plano equatorial.

Portanto, conforme as conclusões de HEAVISIDE, á medida que a velocidade augmenta tudo se passa como se a distribuição da carga electrica da esfera fosse variando, tendendo a deslocar-se dos polos para o equador.

HEAVISIDE e J. J. THOMSON mostraram que, quando a velocidade do movimento excedesse a velocidade da luz, o plano das linhas de força se curvaria no sentido contrario ao do movimento, tornando-se uma superficie conica que gradualmente se retrairia á medida que a velocidade augmentasse.

A inercia electrica vae augmentando á medida que augmenta a velocidade do movimento da esfera carregada, demonstrando-se que tende para o infinito quando essa velocidade se approxima da velocidade da luz.

Esta conclusão mostra-nos a impossibilidade de fazer mover com velocidade superior á da luz qualquer massa carregada.

Efeitos devidos á acceleração no movimento duma massa electrica

Consideremos o caso da esfera carregada se mover com uma velocidade pequena em relação á da luz, e suponhamos que esta esfera sofre uma paragem brusca.

O effeito da paragem não se manifesta simultaneamente

em toda a extensão duma dada linha de força, mas sim se propaga ao longo della, a partir da esfera carregada, com uma velocidade egual á da luz. Tal é o modo de ver de J. J. THOMSON ¹.

Supponhamos que a paragem se realizou no intervallo de tempo T . Procuremos achar a configuração duma dada linha de força no fim do tempo t contado a partir do começo do intervallo T .

Descrevamos, tendo como centro a esfera carregada, duas circumferencias cujos raios sejam respectivamente $V(t - T)$ e Vt , designando por V a velocidade da luz.

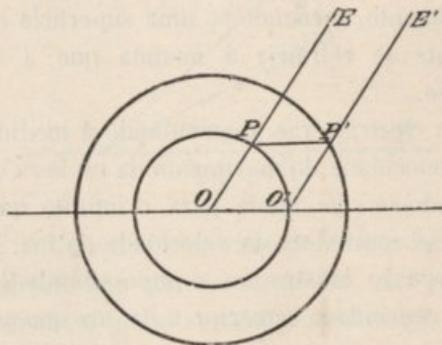


Fig. 3

Seja OE a direcção duma dada linha de força quando a esfera está em repouso; é também a posição final da mesma linha depois da esfera sofrer a paragem brusca.

Exteriormente á circumferencia de maior raio ainda se não fez sentir o effeito da paragem e, portanto, ali a linha

¹ J. J. THOMSON — *Electricity and matter*, pag. 53 e seguintes.

de força occupa a posição $P'E'$ que corresponde ao caso da esfera ter continuado a mover-se, sendo O' a posição que occuparia a esfera, no fim do tempo t , se não soffresse a paragem. Dentro da esfera de menor raio a linha de força occupará a posição final OP .

A configuração da linha de força no fim do tempo t será, estabelecendo a sua continuidade, $OPP'E'$.

A porção tangencial PP' da linha de força deslocar-se-ha ao longo de OE com a velocidade da luz, dando origem no seu movimento ao desenvolvimento de forças magneticas.

Tal é, na opinião de J. J. THOMSON, a explicação dos raios de RÖNTGEN, que são produzidos quando as particulas carregadas, que constituem os raios cathodicos, param bruscamente por encontrarem no seu caminho um obstaculo solido.

Quando a esfera carregada, em vez de sofrer uma paragem brusca, sofre simplesmente uma variação de velocidade, o effeito produzido é analogo ao que vimos de considerar.

Quando executar um movimento vibratorio sufficientemente rapido, propagar-se-ham ondas electricas e magneticas que, segundo a theoria electro-magnetica da luz, constituem ondas luminosas.

Em movimento acelerado uma particula carregada está portanto irradiando sempre energia que vaé perdendo.

CAPITULO II

Electrolyse

Ensina-nos a chimica que o hydrogenio basico dos acidos difere consideravelmente pelas suas propriedades do hydrogenio dos outros compostos, apresentando sempre as mesmas qualquer que seja a outra parte constitutiva dos acidos. O mesmo se dá com o hydroxylo das bases.

Nos saes, as partes constitutivas apresentam tambem propriedades chimicas independentes. Assim o chloro de todos os saes derivados do acido chlorhydrico tem a propriedade de deslocar a parte dos saes argenticos, dando origem a um precipitado de chloreto de prata.

Aos compostos cujas partes constitutivas apresentam esta independencia de propriedades dá-se o nome de *saes*, abrangendo com este termo não só os saes propriamente ditos mas tambem os acidos e as bases.

As dissoluções salinas não obedecem ás leis geraes das dissoluções diluidas. Estas leis dizem-nos que todas as soluções equi-moleculares têm o mesmo ponto de ebullicão, a mesma pressão osmotica e o mesmo ponto de congelação. Quando um dissolvente tem em solução qualquer substancia sofre uma elevação no ponto de ebullicão e um abaixamento no ponto de congelação que, como fica dito,

desde que as soluções sejam equi-moleculares, têm um valor constante.

Nas soluções salinas a pressão osmótica, a elevação do ponto de ebulição e o abaixamento do da congelação, têm um valor superior ao que as leis indicam.

Estudando as propriedades electricas destas soluções reconhecemos que sam conductoras e que, ao mesmo tempo que a corrente passa, se decompõem nas suas partes constitutivas que se depositam nos electrodos.

Chama-se *electrolyse* a decomposição chimica pela acção da corrente electrica e *electrolytos* as substancias em que se manifesta este phenomeno.

As partes constitutivas dos saes que, como vimos, apresentam reacções chimicas independentes e que, pela acção da corrente electrica, se depositam nos electrodos dá-se o nome de *iões*.

Aos *iões* que se depositam no electrodo negativo dá-se o nome de *cathiões* e a este electrodo o nome de *cathodo*. Aos *iões* que se depositam no electrodo positivo dá-se o nome de *aniões* e a este electrodo o nome de *anodo*.

Muitas vezes a *electrolyse* complica-se em virtude de acções secundarias que consistem em reacções dos *iões* com o liquido dissolvente, com o *electrolyto* ou com os electrodos.

O phenomeno da *electrolyse* é regulado pelas seguintes leis descobertas por FARADAY:

1.^a A quantidade das substancias que se depositam nos electrodos é proporcional á intensidade da corrente que atravessa o *electrolyto*.

2.^a As quantidades de diferentes *electrolytos* decom-

postos por uma mesma corrente, durante um determinado intervallo de tempo, estam entre si como os equivalentes chimicos desses electrolytos.

Chama-se equivalente electro-chimico dum electrolyto a quantidade desse electrolyto decomposta pela passagem de um coulomb ou, o que é o mesmo, pela passagem de uma corrente de um ampère durante um segundo.

LORD RAYLEIGH mostrou que a substancia que com maior rigor se presta á determinação do equivalente electro-chimico é o nitrato de prata, e verificou que uma corrente de um ampère, passando através duma solução deste sal, deposita no *cathodo* 4^{sr},025 de prata numa hora ou 1^{mg},418 por segundo.

O equivalente electro-chimico d'outra substancia obter-se-ha multiplicando o valor do equivalente electro-chimico da prata pela relação entre os equivalentes chimicos dessa substancia e da prata.

O péso de qualquer substancia depositada pela electrolyse durante um certo tempo, será egual ao producto do seu equivalente electro-chimico pela intensidade da corrente e pelo tempo.

Theoria da electrolyse. — A theoria da dissociação electrolytica ou theoria de ARRHENIUS admite que no acto da dissolução as moleculas do electrolyto se dividem em *iões*, que desde então se apresentam livres, com cargas eguaes e de signaes contrarios.

As substancias que se dissolvem sem se dissociarem obedecem ás leis das dissoluções e não sam electrolytos. Os electrolytos quando se dissolvem dissociam-se não obe-

decendo por tal motivo a essas leis. A agua tem no mais alto grau o poder de decompôr em *iões* as moleculas dos electrolytos.

Os *iões* univalentes possuem uma carga definida da electricidade, os *iões* bivalentes possuem uma carga dupla, e os trivalentes tripla.

Antes de mergulhar no liquido os electrodos, communicando com os polos duma pilha, os *iões* movem-se indifferentemente em todas as direcções, porém desde que os electrodos mergulham os *iões* mover-se-hão em direcções definidas, os positivos na direcção do *cathodo* e os negativos na do *anodo*, cedendo as suas cargas a estes electrodos quando os encontram.

A corrente electrica no liquido consiste neste transporte de electricidade realizado pelos *iões*.

Deste modo sam facilmente explicadas as leis de FARADAY.

Duas soluções que possuam o mesmo numero de *iões*, isto é, em que as quantidades das substancias dissolvidas estejam entre si como os seus equivalentes chimicos, devem apresentar a mesma conductibilidade. Não acontece porém assim porque os *iões* não se movem todos com igual velocidade.

Na electrolyse do sulfato de cobre, cuja solução é azul, nota-se que junto do *cathodo* a solução se torna mais clara. Este facto explica-se tambem admittindo que os *iões* se não movem com igual velocidade, movendo-se o *ião* Cu com uma velocidade menor que o *ião* SO₄.

HITTORF achou que, depois de decomposto um equivalente gramma de sulfato de cobre, a perda de concentração no *cathodo* era de $\frac{66}{100}$ do pêsso deste equivalente

enquanto que no *anodo* era apenas de $\frac{33}{100}$. Dum modo geral, designando por n a fracção do equivalente gramma dum sal que representa a perda da sua concentração no *cathodo*, será $1 - n$ a fracção que representa a perda de concentração no *anodo*.

Designando por u a velocidade dos *cathiões* e por v a dos *aniões*, podemos estabelecer a relação

$$\frac{v}{u} = \frac{1 - n}{n}.$$

Podemos estabelecer ainda entre u e v uma segunda relação que nos permite calcular os seus valores. A intensidade da corrente que atravessa um filete liquido com a unidade de secção será, designando por V a queda de potencial através duma extensão de l centímetros e por k a conductibilidade especifica da solução,

$$I = \frac{V}{l} \cdot k.$$

Por outro lado, designando por e o equivalente electrochimico do hydrogenio e por N o numero de equivalentes-grammas de electrolyto contidos num centimetro cubico de solução, o numero de coulombs necessarios para que a electrolyse se realize nesta porção de solução será $\frac{N}{e}$. Como os *iões* se movem, relativamente uns aos outros, como uma velocidade egual a $u + v$, a intensidade da corrente considerada será

$$I = (u + v) \frac{N}{e}.$$

Egualando os valores de I obtemos a relação:

$$u + v = e \cdot \frac{k}{N} \cdot \frac{V}{l}.$$

Suppondo que a queda de potencial é de um volt por centimetro e que N' é o numero de equivalentes-grammas para cada litro da solução, temos finalmente

$$u + v = 1000 \cdot e \cdot \frac{k}{N'}.$$

Conhecidos os valores de $\frac{k}{N'}$ podemos determinar os valores de u e v .

KOHLRAUSCH determinou o valor de $\frac{k}{N'}$ para varias soluções, reconhecendo que esse valor augmenta com a diluição tornando-se constante, para cada sal, quando a diluição é extremamente grande. Este facto explica-se admittindo que a dissociação, incompleta quando a diluição é pequena, vae augmentando quando a diluição augmenta. Por este mesmo motivo a actividade chimica dum electrolyto augmenta com a diluição.

A temperatura influe na velocidade dos *iões* e no grau de dissociação. Este póde ser deduzido do afastamento que a solução apresenta com respeito á lei das dissoluções.

Reconhecem-se tambem que o mesmo *ião* tem sempre a mesma velocidade seja qual for o composto de que elle faça parte.

ARRHENIUS apresenta a seguinte tabella de velocidades, expressas em centimetros, correspondentes á temperatura

de 18° e a uma queda de potencial de um volt por centimetro:

| Cathiões | | Aniões | |
|-----------------------|----------|---|----------|
| H | 0,00325 | OH | 0,00178 |
| K | 0,00067 | Cl | 0,000678 |
| Na | 0,000154 | I | 0,000685 |
| Li | 0,000347 | NO ₃ | 0,00064 |
| NH ₄ | 0,00066 | CH ₃ CO ₂ | 0,00035 |
| Ag | 0,00057 | C ₂ H ₅ CO ₂ | 0,00032 |

O *ião* H é, entre todos, o que se move com maior velocidade.

Procuremos agora determinar o valor da carga associada a um *ião* univalente.

Experiencias rigorosamente conduzidas têm mostrado que para libertar um equivalente-gramma de qualquer substancia sam necessarios 96.540 coulombs de electricidade.

Para libertar uma gramma de hydrogenio serã precisos 96.540 coulombs ou 9.654 unidades c. g. s.

Portanto, a relação $\frac{e}{m}$, entre a carga do *ião* H e a sua massa, será

$$\frac{e}{m} = 9.654.$$

A experiencia tem mostrado tambem que a passagem através de agua acidulada de uma unidade electro-magnética ou $3 \cdot 10^{10}$ unidades electrostaticas, á temperatura de 15° e pressão de 1 atmospha, liberta 1,23 centimetros cubicos de hydrogenio.

Designando por N o numero de moleculas existentes num centimetro cubico dum gaz a esta temperatura e pressão, o numero de *iões* de hydrogenio existentes em 1,23 centimetros cubicos será igual a $2,46 \cdot N$. Designando por e a carga de cada *ião*, podemos estabelecer a relação

$$2,46 \cdot N \cdot e = 3 \cdot 10^{10}$$

ou

$$e = \frac{1,22 \cdot 10^{10}}{N}$$

Attribuindo a N o valor ¹ $3,6 \cdot 10^{19}$, calculado na theoria cinetica dos gazes, obtemos

$$e = 3,4 \cdot 10^{-10} \text{ unidades electrostaticas.}$$

É esta a carga associada a todos os *iões* univalentes. Os bivalentes possuem uma carga dupla, os trivalentes tripla e nunca uma fracção.

Á carga e , considerada em si, independentemente do *ião* a que está associada, foi dado por JOHNSTONE STONEY o nome de *electrão*. Constitue uma unidade natural de electricidade, como já em 1881 fez notar HELMHOLTZ.

Este assumpto será desenvolvido noutro logar do nosso trabalho.

¹ THOMSON — *Electricity and matter*, pag. 78.

CAPITULO III

Raios cathodicos

Sua produçãõ e propriedades

Tomemos um tubo de vidro tendo as suas extremidades atravessadas por dois fios de platina ligados a electrodos metallicos, por exemplo, de aluminio.

Punhamos os electrodos em communicacãõ com os polos duma bobina de inducãõ e liguemos o tubo a uma machina pneumatica que successivamente vae rarefazendo o ar no seu interior.

Os phenomenos que se vãm passando sãm os seguintes.

Ao principio, a descarga em vez de se manifestar de baixo da fôrma de faisca dá logar à produccãõ de phenomenos luminosos caracteristicos, nos quaes se distinguem duas partes: — a columna luminosa positiva, rosea, com contornos mal definidos, que se estende desde o *anodo* até proximo do *cathodo*; — e a luz negativa, violacea, contigua a este ultimo electrodo. Entre a columna luminosa e a luz negativa fica um intervallo chamado — *espaço escuro* de FARADAY.

Continuando a rarefazer o ar, a columna positiva vae perdendo em extensãõ e em intensidade luminosa, e a luz

negativa, que ao principio só occupava a extremidade do *cathodo*, distribue-se sobre toda a sua superficie.

Rarefazendo o ar ainda mais, a luz negativa divide-se em dois estratos — primeiro e segundo estratos negativos — separados por um intervallo chamado — espaço escuro do *cathodo*.

Continuando a rarefação os estratos negativos ganham em extensão e perdem em intensidade luminosa até que por fim, quando se attinge o maximo da rarefação, toda a luminosidade desapparece.

Antes porém de chegarmos a este ponto um novo phenomeno se manifesta: as paredes do tubo, em frente do *cathodo* tornam-se luminosas, emittindo uma luz viva, geralmente verde. A causa deste phenomeno reside no *cathodo* porque, se entre elle e a parede illuminada interpusermos um diaphragma produzir-se-ha na parede uma sombra cuja fórma depende da fórma do diaphragma. A phosphorecencia do vidro parece devida a raios emanados do *cathodo*; a estes raios foi dado o nome de *raios cathodicos*.

Se o *cathodo* tiver a fórma dum espelho concavo os *raios cathodicos* concorreram sensivelmente no centro de curvatura. Este facto mostra-nos que os *raios cathodicos* se propagam em linha recta e normalmente á superficie do *cathodo*.

Se uma pequena lamina de platina for collocada no foco do *cathodo* tornar-se-ha incandescente o que nos mostra a quantidade consideravel de energia transportada por estes raios.

Os *raios cathodicos* têm um notavel poder penetrante;

HERTZ reconheceu que um diaphragma metalico pouco espesso, especialmente sendo de aluminio, não os detem, como se reconhece pela phosphorescencia que se manifesta na parte do tubo além do diaphragma.

LENARD imaginou um tubo em que, na parede opposta ao *cathodo*, uma parte do vidro fosse substituida por uma placa de aluminio pouco espessa, sufficientemente resistente para não ceder á pressão exterior. Reconheceu então que *raios cathodicos*, atravessando a placa de aluminio, passavam para a atmosphaera exterior. Aos raios assim produzidos foi dado o nome de raios de LENARD. Sam constituídos por *raios cathodicos* que emergem do tubo e as suas propriedades sam identicas ás destes raios.

Os *raios cathodicos* têm a propriedade de excitar a phosphorescencia não só do vidro mas de muitos outros corpos. Quando encontram algum corpo que os detenha, dam origem aos *raios de RÖNTGEN* ou *raios X*.

A posição do *anodo* tem muito pouca importancia na producção dos *raios cathodicos*.

Natureza dos raios cathodicos

Segundo CROOKES, quando a descarga tem logar através dum gaz muito rarefeito, pequenissimas particulas materiaes, electrizadas negativamente, sam repellidas do *cathodo*. Estas particulas materiaes em movimento constituem os *raios cathodicos*. Este movimento póde ser constatado por meio dum pequeno molinete que se moverá quando interceptar as trajectorias das referidas particulas. CROOKES

suppôs que os gases no estado de extrema rarefação apresentavam propriedades novas e creou um quarto estado da materia, successivo ao estado gazoso, a que chamou *materia radiante*. As particulas que constituem os *raios cathodicos* seriam as moleculas da materia radiante. Partindo do *cathodo*, realizar-se-hia um bombardeamento molecular capaz de explicar os efeitos observados. Foi esta a primeira hypothese estabelecida sobre a natureza dos *raios cathodicos*.

Alguns physicos, entre os quaes HERTZ, preferiram considerar os *raios cathodicos* como um phenomeno ondulatorio, semelhante ao da luz, tendo a sua origem no *cathodo* e a sua séde no ether.

A opinião de CROOKES prevalece ainda hoje, modificada porém no que diz respeito á natureza das particulas negativas.

Sam argumentos importantes a favor desta opinião o facto de se demonstrar que os *raios cathodicos* sam carregados negativamente e que possuem propriedades da corrente electrica. Sendo formados por particulas carregadas em movimento, constituiram, como indica a theoria de MAXWELL, uma corrente que deflectirá um magnete ou será deflectida por elle.

PERRIN demonstrou do seguinte modo que os *raios cathodicos* sam carregados negativamente. O tubo de descarga tem a fórma representada na figura 4; *a* é o *cathodo* e a caixa cylindrica *b d e f*, com aberturas nos centros das bases, é o *anodo*. No seu interior está collocado o electroscopio *c*. Pondo o *anodo* em communicação com a terra e fazendo passar a corrente, recolhe-se no electroscopio uma

carga negativa que só pode ser devida ao transporte effectuado pelos *raios cathodicos*. Desviando estes por meio

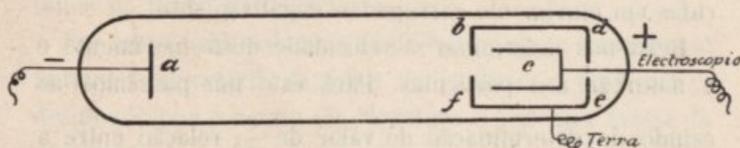


Fig. 4

dum magnete de modo que não possam entrar pela abertura do *anodo*, o electroscopio deixa de receber electricidade.

Sabemos que um magnete exerce sobre uma corrente uma força normal á direcção da corrente e ás linhas de força magneticas. Se a corrente se mover horizontalmente de este para oeste e as linhas de força forem dirigidas horizontalmente de norte para sul, a corrente será actuada por uma força vertical de cima para baixo. Quando um magnete actua sobre um feixe de *raios cathodicos* este curva-se precisamente no sentido que vimos de indicar.

Sendo os *raios cathodicos* carregados negativamente, devem ser deflectidos pela acção dum corpo electrizado. Nas primeiras experiencias realizadas sobre este assumpto não se observou a menor deflecção. Os *raios cathodicos* têm a propriedade de tornar conductores os gazes que atravessam; existindo dentro do tubo de descarga bastante gaz, os raios serão cercados por uma camada de gaz conductor que exerce sobre elles o mesmo effecto que a cobertura metallica dum electroscopio. Rarefazendo sufficientemente o gaz, pôde verificar-se que a deflecção se realiza.

Todos os factos observados sam bem explicados admitindo que os *raios cathodicos* sam constituídos por particulas em movimento carregadas negativamente.

Resta-nos determinar a velocidade deste movimento e a natureza das particulas. Para este fim passamos ao estudo da determinação do valor de $\frac{e}{m}$, relação entre a carga de cada particula e a sua massa.

Determinação da velocidade dos raios cathodicos

e do valor de $\frac{e}{m}$

Methodo da deflecção magnetica. — Consideremos uma particula carregada, movendo-se perpendicularmente a um campo magnetico uniforme; esta particula descreverá uma circumferencia cujo plano é perpendicular á direcção do campo. Se a particula se move obliquamente á direcção do campo, descreverá uma helice cujo eixo é paralelo ás linhas de força magneticas.

Designemos por e a carga electrica duma particula animada de velocidade u e por H a intensidade do campo magnetico uniforme; a acção que este campo exerce sobre a particula será, segundo a lei de LAPLACE,

$$f = H \cdot e \cdot u \cdot \text{sen } \theta,$$

designando por θ o angulo que a direcção do movimento faz com as linhas de força magneticas.

Esta força, sendo sempre normal á direcção do movimento, não pôde influir na velocidade da particula; mas influe na forma da trajectoria.

Por outro lado, sabemos da mecanica que a componente normal á trajectoria da força que sollicita a particula é, designado por ρ o raio de curvatura e por m a massa da particula,

$$\frac{m \cdot u^2}{\rho}$$

Podemos portanto estabelecer a relação

$$H \cdot e \cdot u \cdot \text{sen } \theta = \frac{m \cdot u^2}{\rho}$$

Quando a particula se move perpendicularmente ao campo magnetico, é $\theta = 90^\circ$ e $\rho = \frac{m}{e} \cdot \frac{u}{H}$. Este valor é constante e portanto a trajectoria é uma circumferencia.

Quando é $\theta > 90^\circ$, a força que sollicita a particula pôde considerar-se decomposta em duas: uma perpendicular e outra paralela á direcção do campo. Em virtude da primeira descreverá uma circumferencia de raio $\rho = \frac{m}{e} \cdot \frac{u}{H} \cdot \text{sen } \theta$, como já vimos; em virtude da segunda descreverá uma trajectoria rectilinea, na direcção do campo, com a velocidade $u \cos \theta$. O movimento da particula realizar-se-ha portanto segundo uma helice traçada num cylindro de raio $\rho = \frac{m}{e} \cdot \frac{u}{H} \cdot \text{sen } \theta$.

Consideremos o primeiro caso, quando $\theta = 90^\circ$, e vejamos como J. J. THOMSON determinou os valores de $\frac{e}{m}$ e u .

Vimos que entre estas duas quantidades havia a relação.

$$\frac{m}{e} \cdot u = \rho \cdot H \dots\dots\dots (1).$$

Procuremos estabelecer entre ellas uma nova relação, de modo a podermos determinar os seus valores. Consideremos um feixe de *raios cathodicos* e designemos por N o numero de particulas que, durante um certo tempo, atravessam uma secção normal; a quantidade Q de electricidade transportada será

$$Q = N \cdot e.$$

Quando os *raios cathodicos* encontram um corpo a temperatura deste elevava-se, porque a energia cinetica das particulas se transforma em calor.

Admittindo que a transformação é integral, e designando por W esta energia, temos

$$\frac{1}{2} N \cdot m \cdot u^2 = W$$

ou

$$\frac{m}{e} \cdot u^2 = \frac{2W}{Q} \dots\dots\dots (2).$$

As relações (1) e (2) dam para $\frac{e}{m}$ e u os valores:

$$\frac{e}{m} = \frac{2W}{\rho^2 \cdot H^2 \cdot Q}$$

e

$$u = \frac{2W}{\rho \cdot H \cdot Q}$$

O valor de Q póde ser determinado por meio dum electrometro e o valor de W é deduzido da elevação de temperatura dum corpo de capacidade calorifica conhecida.

Por este methodo, que experimentalmente apresenta grandes difficuldades, se conheceu que a velocidade dos *raios cathodicos* era proximamente $\frac{1}{10}$ da velocidade da luz e que o valor de $\frac{e}{m}$ era aproximadamente 10^7 , ou mil vezes o valor achado para o hydrogenio na electrolyse.

Este ultimo valor é independente da natureza do gaz através do qual se realiza a descarga.

Como a passagem dos *raios cathodicos* torna conductor o gaz através do qual a descarga se realiza, o valor de Q achado é menor que o verdadeiro e portanto os valores de $\frac{e}{m}$ e u superiores aos que se deveriam encontrar.

Combinação das deflecções electrostatica e magnetica.

— Representamos o dispositivo empregado por J. J. THOMSON para medir de deflecção dos *raios cathodicos* produzida por um campo electrico perpendicular á sua direcção.

Os *raios cathodicos* sam produzidos no *cathodo C*. Um

delgado feixe de raios é obtido por meio dos discos perforados A e B que communicam com a terra. Este feixe

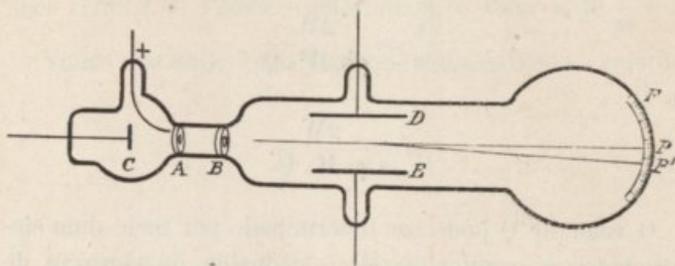


Fig. 5

passa entre os pratos D e E, mantidos a uma diferença de potencial constante, e vai produzir no alvo F uma pequena mancha phosphorescente.

Designemos por X a intensidade do campo electrico e por l a sua extensão; cada particula será actuada durante o intervallo de tempo $\frac{l}{u}$ pela força $X \cdot e$, dirigida do prato negativo para o positivo. Durante este intervallo de tempo a particula percorrerá, na direcção paralela ao campo electrico, a extensão

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{X \cdot e}{m} \cdot \left(\frac{l}{u}\right)^2,$$

conforme se deduz no estudo do movimento dum projectil.

O valor do angulo θ , que mede o desvio do feixe, será

$$\theta = \frac{X \cdot e \cdot l}{m \cdot u^2}$$

para pequenas defleccões.

Se, em lugar de um campo electrico uniforme, considerassemos um campo magnetico uniforme, chegaríamos á relação

$$\theta' = \frac{H \cdot e \cdot l}{m \cdot u}.$$

Destas duas relações deduzimos:

$$u = \frac{X}{H} \cdot \frac{\theta'}{\theta}$$

e

$$\frac{e}{m} = \frac{X}{H^2 \cdot l} \cdot \frac{\theta'^2}{\theta}.$$

Deste modo se reconheceu que a velocidade varia com a differença de potencial entre os electrodos, differença de potencial que, por sua vez, varia com a natureza e pressão do gaz através do qual se realiza a descarga. Os valores de u obtidos por este methodo estam comprehendidos entre $2,2$ e $3,6 \cdot 10^9$.

Os valores de $\frac{e}{m}$ obtidos têm uma media igual a $7,7 \cdot 10^6$.

Reconheceu-se que este valor é independente da natureza do metal de que sam construidos os electrodos.

Este methodo pôde ser modificado do seguinte modo. Consideremos o movimento duma particula sujeita á acção simultanea do campo electrico e do campo magnetico e regulemos as intensidades destes campos de modo que o movimento de particula não seja alterado. Quando assim succede podemos estabelecer as relações

$$\frac{mu^2}{\rho} = H \cdot e \cdot u = X \cdot e,$$

sendo ρ o raio da curvatura que o campo magnetico, isoladamente, produzia na trajetoria da particula.

Temos, portanto.

$$\frac{e}{m} = \frac{u}{H \cdot \rho}$$

e

$$u = \frac{X}{H}.$$

Deflecção magnetica e diferença de potencial entre os electrodos.— Este methodo funda-se na relação, primeiramente estabelecida por SCHUSTER,

$$\frac{1}{2} m \cdot u^2 = V \cdot e,$$

onde V representa a diferença de potencial entre o *cathodo* e o *anodo*.

A deflecção magnetica fornece, como já vimos, outra relação entre $\frac{e}{m}$ e u que permite determinar os seus valores.

KAUFMANN achou por este methodo $\frac{e}{m} = 1,86 \cdot 10^7$ e posteriormente SIMON, realizando um grande numero de experiencias em que V variava de 4.860 a 11.840 volts, achou $\frac{e}{m} = 1,865 \cdot 10^7$.

Reconheceu-se que o valor de $\frac{e}{m}$ é independente da diferença de potencial V.

Os valores achados são maiores que os determinados pelos methodos precedentemente descriptos. Não podemos porém concluir em desfavor desdes, porque a relação

$\frac{1}{2} mu^2 = V \cdot e$ está sujeita a objecções importantes; assim, para a estabelecermos, temos de suppor que todas as partículas que constituem os *raios cathodicos* partem precisamente do *cathodo*, experimentando assim a maior queda de potencial possível no interior do tubo e que nenhuma parte da sua energia cinetica se perde nas collisões entre as partículas e as moleculas do gaz através do qual ellas passam. Ora, principalmente para pressões não muito baixas, as partículas podem, como veremos, partir duma região proxima do *cathodo* e os effeitos das collisões não se póde desprezar. A relação será tanto mais exacta quanto mais baixa for a pressão no interior do tubo.

Determinação directa da velocidade dos raios cathodicos pelo methodo de WIECHERT. — Representamos o dispositivo empregado por WIECHERT.

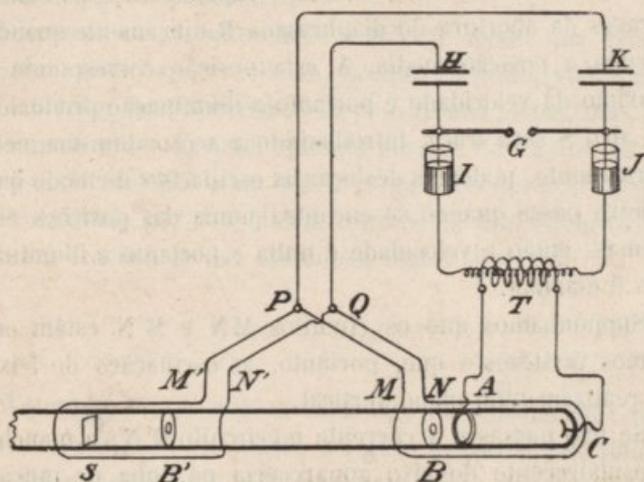


Fig. 6

Os *raios cathodicos* são produzidos no *cathodo* concavo C, que tem o seu foco na abertura central do diaphragma B; passam através desta abertura e de um novo diaphragma B', indo incidir finalmente no alvo phosphorescente S.

O tubo é excitado pela bobina T, ligada ao *cathodo* C e *anodo* A, e as duas garrafas de LEYDEN I e J por uma bobina de RUHMKORFF.

A descarga destas garrafas realiza-se em G e produz no circuito H Q P K, onde existem os dois condensadores H e K, correntes alternativas de alta frequência.

Os dois circuitos MN e M'N', derivações do circuito H Q P K, dão lugar ao desenvolvimento de campos magneticos alternantes, que produzem oscillações na direcção seguida pelos *raios cathodicos*.

O feixe de *raios cathodicos*, em virtude da acção exercida pelo circuito MN, oscillará rapidamente, passando através da abertura do diaphragma B unicamente quando occupa a posição media. A esta posição corresponde o maximo da velocidade e portanto a illuminação produzida no alvo S será fraca. Introduzindo a acção dum magnete permanente, podemos deslocar as oscillações de modo que o feixe passe quando se encontra numa das posições extremas; então a velocidade é nulla e portanto a illuminação é maxima.

Supponhamos que os circuitos MN e M'N' estão em planos verticaes e que, portanto, as oscillações do feixe se realizam num plano vertical.

Se não passasse a corrente no circuito M'N', a mancha phosphorescente do alvo appareceria na linha de junção

dos centros dos diaphragmas. Suppondo que os *raios cathodicos* se propagam com uma velocidade infinita, se em $M'N'$ passar uma corrente da mesma phase da que passa em MN , os dois circuitos exercem igual acção sobre o feixe e, suppondo que este passe na abertura do diaphragma B quando se encontra na posição extrema mais alta, a mancha phosphorecente apparecerá acima da linha de junção das aberturas; quando as correntes em $M'N'$ e MN têm phases oppostas, a mancha phosphorecente apparecerá abaixo desta linha, ou acima quando invertemos a posição do magnete permanente; quando as duas correntes differirem dum quarto de periodo, ao deslocamento maximo do feixe devido ao circuito MN corresponde um deslocamento nullo devido a $M'N'$; a mancha phosphorecente apparece então na linha de junção das aberturas e a sua posição não é modificada quando se inverte a posição do magnete permanente.

Dispondo os circuitos $M'N'$ e MN de modo que estas ultimas condições se realizem, ficamos sabendo, visto que as correntes destes circuitos têm a mesma phase, que os *raios cathodicos* gastam, quando passam do circuito MN para o circuito $M'N'$, um quarto do periodo das correntes.

Designando por l a distancia entre os dois circuitos e por n a frequencia das correntes, temos portanto

$$u = 4 \cdot l \cdot n.$$

WIECHERT achou que u , variando com a differença de potencia entre os electrodos e o grau de rarefação, tinha um valor medio de $4 \cdot 10^9$ centimetros por segundo. Me-

dindo a deflecção magnetica dos raios achou, approxima-
damente,

$$\frac{e}{m} = 1,26 \cdot 10^7.$$

As determinações feitas por este método sam difficéis e pouco rigorosas.

Raios de LENARD. — Imaginemos um segundo tubo junto á extremidade dum tubo de descarga, sendo a parede divisoria formada por uma pouco espessa placa de aluminio. Os *raios cathodicos* produzidos no tubo de descarga atravessam a placa de aluminio e propagam-se ao longo do tubo adicional.

LENARD, medindo a deflecção electrostatica e magnetica dos raios assim produzidos, determinou os valores correspondentes de u e $\frac{e}{m}$.

O valor de u varia com o grau de rarefação do tubo adicional, sendo tanto maior quanto mais perfeito fôr o vacuo no interior deste tubo. Deste modo LENARD achou para u valores muito superiores aos que temos considerado, visto que procedeu em circumstancias em que não é possível a producção de *raios cathodicos*.

Para $\frac{e}{m}$ LENARD achou o valor medio $6,39 \cdot 10^6$ que não variava com as circumstancias em que se encontrava o tubo adicional.

LENARD fez experiencias interessantes mostrando a acceleraçao ou retardaçao produzida no movimento das particulas pela acção dum campo electrico.

Representamos o dispositivo empregado.

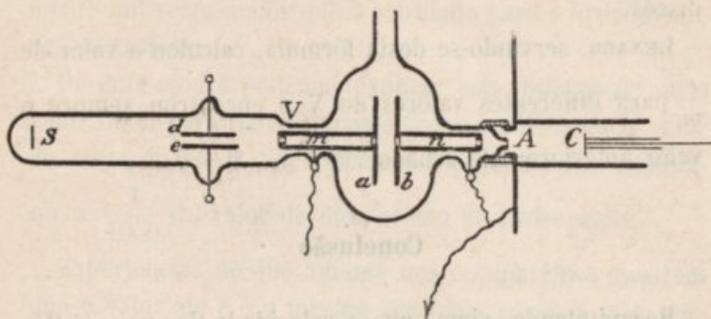


Fig. 7

Os raios *cathodicos* atravessam a placa A, seguem o tubo *n*, atravessam os dois discos perfurados *a* e *b*, seguem o tubo *m* e entram na disposição, já conhecida, onde se determina a deflexão electrostatica e magnetica.

O tubo *n* e disco *b* estão em comunicação com a terra, o tubo *m* e disco *a* são carregados positiva ou negativamente.

O valor de *u* pôde ser determinado estando *a* e *b* ao mesmo potencial, ou sendo estes dois discos mantidos a potenciaes diferentes.

Neste ultimo caso reconhece-se que a velocidade, quando o disco *a* está carregado negativamente, é menor do que quando carregado positivamente.

Designando por u_1 , a velocidade quando *a* e *b* estão ao mesmo potencial e por u_2 a velocidade no caso contrario, temos

$$\frac{1}{2} m (u_2^2 - u_1^2) = eV,$$

significando V a diferença de potencial entre os dois discos.

LENARD, servindo-se desta fórmula, calculou o valor de $\frac{e}{m}$ para diferentes valores de V e encontrou sempre o valor anteriormente achado.

Conclusão

Recapitulando, vimos que a velocidade dos *raios cathodicos* variava com a diferença de potencial entre os electrodos, o grau de rarefação, e a densidade do gaz empregado, e era independente da natureza e afastamento dos electrodos. A passagem dos *raios cathodicos* torna conductor o gaz através do qual se realiza a descarga e tanto mais quanto maior fôr a sua pressão e densidade; estas quantidades influem no valor da diferença de potencial entre os electrodos, e portanto, como tambem influem no numero e effeito das collisões, por dois lados produzem variações no valor da velocidade.

O seu valor medio é proximamente $\frac{1}{10}$ do da velocidade da luz. Para fazermos ideia do enorme valor desta velocidade, basta notar que a velocidade da terra em volta do sol é $\frac{1}{10.000}$ da velocidade da luz e que a velocidade da bala dum canhão é sessenta vezes menor que a da terra.

Vimos tambem que o valor de $\frac{e}{m}$ era independente da natureza do gaz e dos electrodos, isto é, independente da

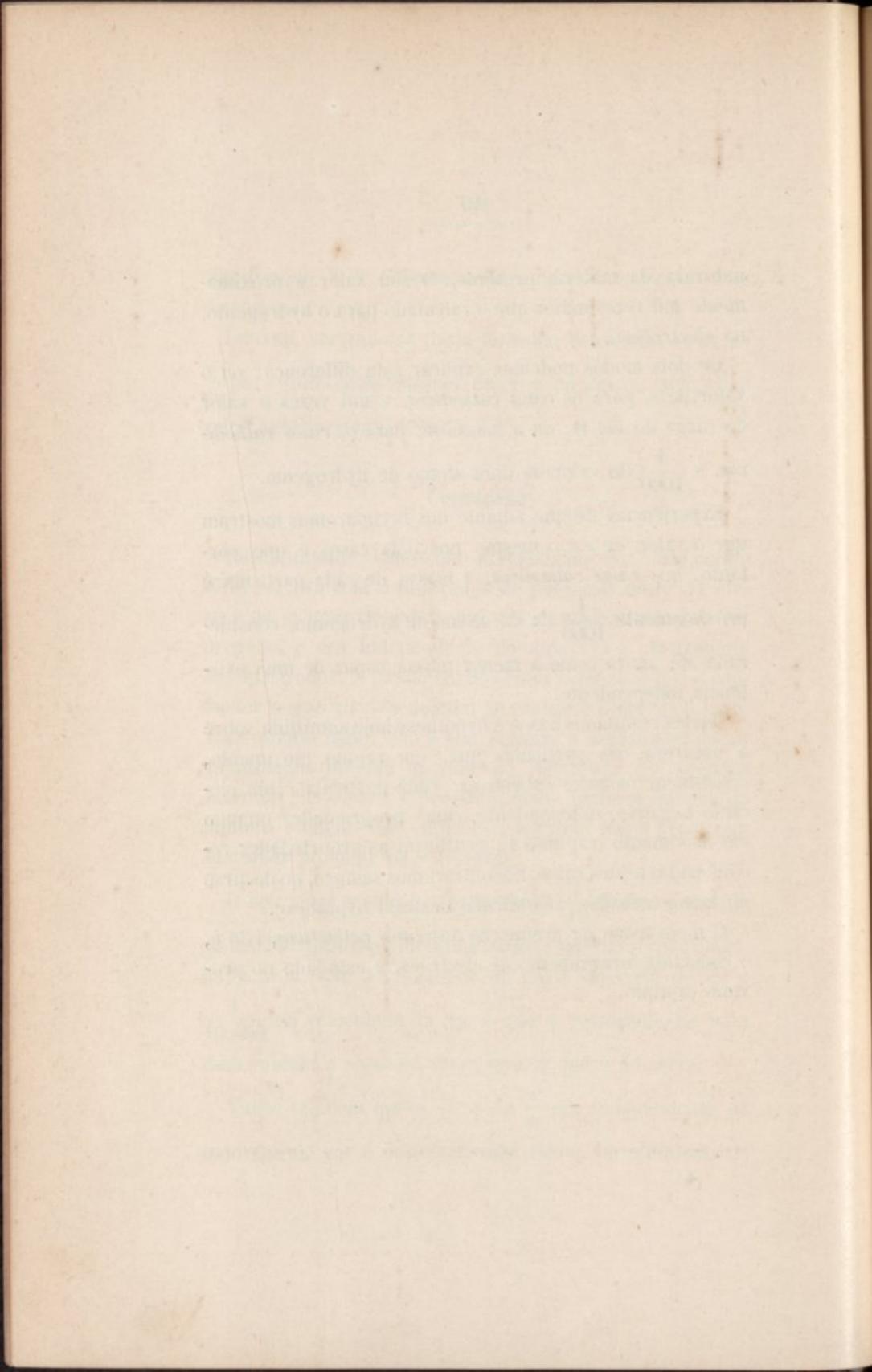
natureza da materia presente. O seu valor é proxima-mente mil vezes maior que o calculado para o hydrogenio, na electrolyse.

De dois modos podemos explicar esta differença: ou o valor de e , para os *raios cathodicos*, é mil vezes o valor da carga do *ião* H; ou a massa m , para os *raios cathodicos*, é $\frac{1}{1000}$ do valor da dum atomo de hydrogenio.

Experiencias de que adiante nos occuparemos mostram que o valor de e é o mesmo nos dois casos e que portanto, nos *raios cathodicos*, a massa de cada particula é proximamente $\frac{1}{1000}$ da do atomo de hydrogenio, considerada até agora como a menor massa capaz de uma existencia independente.

Destes resultados nasce a hypothese hoje admittida sobre a natureza das particulas que, em rapido movimento, constituem os *raios cathodicos*: cada particula é um electrão negativo, independente, cujas propriedades quando em movimento (capitulo I), justificam as propriedades reconhecidas nestes raios. Encontraremos sempre, no decurso do nosso trabalho, a confirmação desta hypothese.

O mecanismo da producção dos *raios cathodicos*, isto é, o constante fornecimento de electrões, é estudado no proximo capitulo.



CAPITULO IV

Ionização dos gazes

Para explicar a passagem da corrente electrica através duma massa gazosa, admite-se que as moleculas dum gaz, em certas circumstancias, se podem dividir em *iões*, positivos e negativos, que, em movimento sob a acção da força electrica, constituem a corrente.

Ordinariamente um gaz possui um pequeno numero de *iões* livres e por isso a sua conductibilidade é pequena. Porém, em certas circumstancias, como sob a acção dos raios ultra-violetes, raios cathodicos, raios de RÖNTGEN, raios emittidos pelas substancias radio-activas e duma grande elevação de temperatura, grande numero de moleculas se dividem em *iões* e o gaz torna-se bom conductor.

RIGHI, ELSTER e GEITEL mostraram que uma superficie polida de zinco, negativamente electrizada, rapidamente perde a sua carga quando a luz ultra-violete incide nella; quando não electrizada adquire pela acção desta luz uma pequena carga positiva, que augmenta quando uma corrente de ar é dirigida contra ella.

Reconheceu-se que estes phenomenos sam devidos á emissão de particulas negativamente carregadas, produzidas na superficie electrizada. Quando a luz ultra-violete

incide nella, produz um estado de agitação molecular capaz de libertar as particulas negativas que em seguida serám repellidas pela carga negativa da superficie. A carga das particulas pode ser recebida num electrometro situado na frente do corpo electrizado. Quando este corpo não possui carga alguma, produz-se uma diffusão de particulas negativas que, como vimos, é auxiliada pela acção duma corrente de ar.

O que se passa com o zinco passa-se com os outros metaes, reconhecendo-se que, quanto mais electro-positivos forem, mais intensos seram os effeitos photo-electricos observados.

Quando o campo electrico devido á superficie negativamente electrizada é sufficientemente intenso, as particulas emittidas podem adquirir sufficiente velocidade para, chocando as moleculas gazosas, lhes fornecer a energia necessaria para a sua divisão em *iões*.

Esta energia póde porém ser fornecida directamente aos gazes, como demonstrou LENARD, pelos raios ultra-violetes que os atravessem.

Os raios cathodicos ionizam os gazes devido aos electrões negativos em movimento que, chocando as moleculas gazosas, lhes fornecem a energia precisa para a sua ionização.

Os raios de RÖNTGEN, como os raios ultra-violetes, sam absolvidos á medida que atravessam uma massa gazosa, perdendo assim energia que é aproveitada na separação dos *iões*.

Uma grande elevação de temperatura, produzindo um augmento de velocidade atomica, facilita tambem a pro-

ducção de *iões*; um fio metálico incandescente torna conductor o gaz que o cerca e os gazes das chammas estão sempre fortemente ionizados.

A hypothese da ionização dos gases é confirmada por varios factos e particularmente pelos seguintes.

Consideremos dois discos metálicos parallelos, um em communicação com um electrometro e o outro com uma fonte de potencial. Ionizando a camada gazosa interposta e fazendo variar o valor do potencial, reconhece-se que a corrente estabelecida não segue a lei de Ohm , segundo a qual a intensidade da corrente num conductor é proporcional á differença de potencial das suas extremidades. A intensidade augmenta com a elevação do potencial, mas menos rapidamente que a lei de Ohm indica, até attingir um valor limite que não varia com o augmento de potencial.

Quando a corrente adquire este valor, chamado de *saturação*, todos os *iões* produzidos num certo tempo são empregados na transmissão da corrente durante o mesmo tempo; o augmento de potencial não augmenta a intensidade por não modificar o numero de *iões* disponiveis.

Quando se faz variar a distancia entre os discos, o valor da intensidade varia no sentido contrario daquelle que poderíamos suppor. A intensidade cresce quando, dentro de certos limites, a distancia augmenta. Este facto explica-se porém facilmente considerando que, com o augmento da distancia entre os discos, augmenta a massa de gaz interposta e portanto o numero de *iões* que com o seu movimento constituem a corrente.

Os *iões* movem-se entre as moleculas gazosas que cho-

cam frequentemente. Destes choques resultam novos *iões*, assim como novas moléculas se podem formar pela reunião de *iões* de signal contrario. Esta reconstituição das moléculas dá-se continuamente, e é por este motivo que sob a acção duma causa de ionização o numero de *iões* não cresce além dum certo limite.

Quando os *iões* sã produzidos apenas numa porção dum gaz produz-se a diffusão destes na parte restante; a velocidade de diffusão, á pressão ordinaria, é muito pequena devido ás frequentes collisões; porém, sob a acção dum campo electrico, esta velocidade augmenta consideravelmente.

Os *iões* positivos não se movem com a mesma velocidade dos negativos, como ZELENY mostrou do modo seguinte.

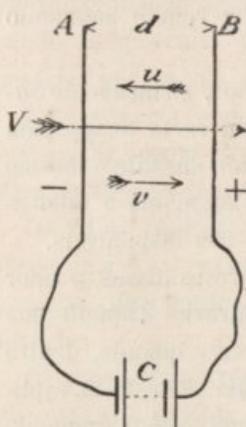


Fig. 8

Supponhamos que A e B representam dois discos formados de rede metálica e que a queda de potencial entre elles é de n volts por centimetro.

Imaginemos uma corrente gazosa movendo-se através de A e B com uma velocidade V e supponhamos que existe uma causa de ionização do gaz entre os dois discos.

Representando por u a velocidade do *ião* positivo para uma queda de potencial de 1 volt por centimetro,

este *ião* mover-se-ha de B para A com a velocidade $n \cdot u - V$, que é proporcional á carga positiva recebida por A na unidade de tempo.

Supponhamos agora que B é carregado negativamente e que a queda de potencial é de n' volts por centimetro. Representando por v a velocidade do ião negativo para uma queda de potencial de 1 volt, este ião mover-se-ha de B para A com a velocidade $n'v - V$, que é proporcional á carga negativa recebida por A na unidade de tempo.

Regulando os valores de n e n' de modo que A receba nos dois casos cargas eguaes, podemos estabelecer a relação:

$$nu - V = n'v - V,$$

ou

$$\frac{n}{v} = \frac{n'}{n}.$$

Deste modo se verificou que o ião negativo se move com velocidade maior que o positivo.

ZELNY determinou tambem os valores absolutos das velocidades dos dois iões pelo methodo seguinte.

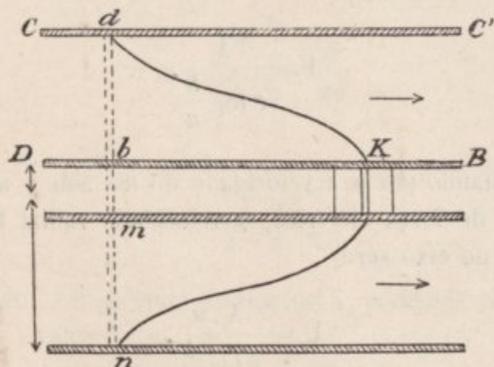


Fig. 9

Imaginemos uma corrente de gaz movendo-se entre

dois cylindros metallicos concentricos mantidos a potenciaes differentes; o gaz é ionizado pela acção dum feixe de raios de RÖNTGEN que atravessa os cylindros perpendicularmente ao seu eixo.

Na figura 9, CC' e DB representam respectivamente as secções dos cylindros exterior e interior e $dbmn$ representa o feixe de raios de RÖNTGEN.

Se CC' está a um potencial maior que DB , um ião positivo partindo de d seguirá a trajectoria representada até tocar o cylindro interior no ponto K .

A distancia horizontal de K a d , medida nas experiencias, permite determinar o valor da velocidade que o ião adquire pela acção da força electrica.

Com effeito, representando esta distancia por X , por b e a respectivamente os raios dos cylindros exterior e interior e por A a sua differença de potencial, a força F á distancia r do eixo commum dos cylindros será, como facilmente se deduz,

$$F = \frac{A}{r \log \frac{b}{a}}$$

Designando por u a velocidade do ião sob a acção da unidade de força electrica, a velocidade radial U á distancia r do eixo será

$$U = \frac{A \cdot u}{r \log \frac{b}{a}}$$

Se a velocidade do gaz, parallelamente ao eixo dos cy-

lindros, que tomaremos como eixo dos x , for representada por s , temos

$$\frac{dx}{dr} = \frac{s}{U} =$$

$$= \frac{\log \frac{b}{a} \cdot s \cdot r}{A \cdot u}$$

donde

$$X = \frac{\log \frac{b}{a}}{A \cdot u} \cdot \int_a^b s \cdot r \, dr.$$

Como $2\pi \int_a^b s \cdot r \cdot dr = \pi (b^2 - a^2) \cdot s$ é o volume de gaz que na unidade de tempo passa entre os cylindros, quantidade que se mede facilmente e que representamos por Q , temos

$$X = \frac{\log \frac{b}{a}}{A \cdot u} \cdot \frac{Q}{2\pi}$$

donde

$$u = \frac{\log \frac{b}{a} \cdot Q}{2\pi \cdot A \cdot X}.$$

Portanto, conhecendo o valor de X , podemos facilmente calcular o valor de u .

É evidente que os iões que partem dum ponto de db , mais proximo do cylindro interior que d , não sam transportados tam longe como os que partem deste ultimo

ponto. Assim, as equações que deduzimos referem-se ao ponto mais distante do cylindro interior tocado pelos *iões*. Com o fim de determinarmos este ponto, o cylindro interior é dividido, no ponto K, em duas partes isoladas uma da outra, communicando a da esquerda com a terra e a da direita com um electrometro. Deste modo, graduando a diferença de potencial, determinaremos o valor de X e A.

Quando CC' tiver um potencial mais baixo que DB, calcularemos do mesmo modo a velocidade do ião negativo.

Os valores das velocidades obtidos por este methodo, correspondentes á pressão de 760 m. m., sam os do quadro que apresentamos:

| Gazes | Velocidades em cm. por seg. para uma queda de potencial de 1 volt por cm. | | Relação das velocidades dos <i>iões</i> negativos e positivos | Temperatura em graus centigrados |
|----------------------------------|---|-----------------------|--|--|
| | <i>iões</i> positivos | <i>iões</i> negativos | | |
| Ar secco | 1,36 | 1,87 | 1,375 | 13,5 |
| Ar humido | 1,37 | 1,51 | 1,10 | 14 |
| Oxygenio secco | 1,36 | 1,80 | 1,32 | 17 |
| Oxygenio humido | 1,29 | 1,52 | 1,18 | 16 |
| CO ₂ secco | 0,76 | 0,81 | 1,07 | 17,5 |
| CO ₂ humido | 0,82 | 0,75 | 0,915 | 17 |
| Hydrogenio secco | 6,7 | 7,95 | 1,19 | 20 |
| Hydrogénio humido | 5,3 | 5,60 | 1,05 | 20 |

Concluimos do exame destes valores que os *iões* nega-

tivos se movem mais rapidamente que os positivos, e que as suas velocidades variam com o grau de humidade.

Reconheceu-se que estas velocidades variavam na razão inversa da pressão, e que eram independentes da causa que produz a ionização.

Outras propriedades dos *iões*, em virtude das quaes se determinam a carga e a massa de cada um, serám, pela sua importancia, estudadas num capitolo especial.

Estudaremos agora alguns casos particulares, relacionados com a ionização dos gazes, para os quaes tem sido determinado o valor de $\frac{e}{m}$.

Descarga produzida pela acção da luz ultra-violete

Já vimos que, pela acção da luz ultra-violete, um disco de zinco electrizado negativamente se descarregava, emitindo particulas carregadas de electricidade negativa.

J. J. THOMSON determinou pelo methodo seguinte o valor de $\frac{e}{m}$ para estas particulas. Imaginemos que um disco de zinco AB soffre a acção dos raios ultra-violetes que atra-

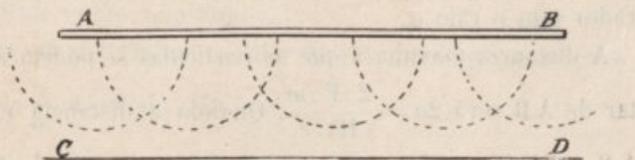


Fig. 10

vessam a rede metálica CD e que esta communica com um electrometro.

Consideremos a acção dum campo magnetico cujas linhas de força sejam perpendiculares ao plano da figura.

Tomemos para eixo dos x uma recta perpendicular a AB e CD e para eixo dos y a direcção AB; as equações do movimento duma particula serám, representando por H e F as intensidades dos campos magnetico e electrico,

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = Fe - H \cdot e \cdot \frac{dy}{dt}$$

$$m \cdot \frac{d^2y}{dt^2} = H \cdot e \cdot \frac{dx}{dt}$$

Suppondo nullos os valores iniciaes de x , y , $\frac{dx}{dt}$ e $\frac{dy}{dt}$, a solução será, fazendo para abreviar

$$a = \frac{F \cdot m}{H^2 \cdot e} \quad \text{e} \quad C = \frac{H \cdot e}{m},$$

$$x = a(1 - \cos bt)$$

$$y = a(bt - \sin bt).$$

Estas equações sam as duma cycloide cujo circulo gerador tem o raio a .

A distancia maxima a que as particulas se podem afastar de AB será $2a = \frac{2 \cdot F \cdot m}{H^2 \cdot e}$. Quando a distancia entre

AB e CD for maior que $2a$, o electrometro não receberá portanto electricidade; fazendo variar esta distancia, aproximando AB de CD, determinaremos a distancia maxima d a que o electrometro começa a receber a carga das

partículas. Será então

$$d = \frac{2 \cdot F \cdot m}{H^2 \cdot e}$$

ou

$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot F}{H^2 \cdot d}$$

Este methodo exige a rarefacção do ar ou do gaz que queiramos empregar, para que as partículas se possam deslocar livremente sem soffrerem o effeito das collisões. Com este fim AB e CD sam encerrados num recipiente, passando a luz ultra-violete através duma lamina de quartró, que a não absorve.

Desde modo, J. J. THOMSON encontrou o valor independente da natureza da materia presente,

$$\frac{e}{m} = 7 \cdot 10^6.$$

Este valor concorda com o achado para o caso dos raios cathodicos e portanto as partículas emittidas seram electrões, conforme então admittimos.

LENARD determinou o valor da velocidade das partículas e o de $\frac{e}{m}$ do modo seguinte.

Representamos o dispositivo empregado.

A luz produzida em L atravessa a lamina de quartzo Q e vae incidir na superficie negativamente electrizada C.

As partículas emittidas atravessavam o diaphragma

perforado B, em comunicação com a terra, e vam incidir no disco E, em comunicação com um electrometro.

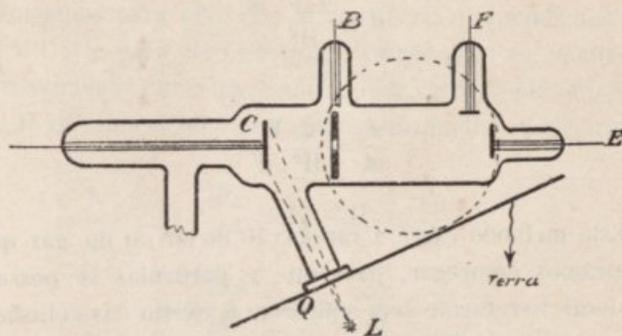


Fig. 11

Sob a acção dum campo magnetico as particulas podem deixar de incidir em E e irem incidir no disco F, tambem em comunicação com um electrometro.

Designando por u a velocidade de cada particula e por H a intensidade do campo magnetico capaz de produzir este effeito, o raio de curvatura da trajetoria descripta por cada particula será

$$\rho = \frac{m \cdot u}{H \cdot e}$$

O valor de ρ é determinado experimentalmente visto que as trajetorias sam circumferencias das quaes conhecemos dois pontos e a direcção da tangente num delles. Quando a corrente de particulas, que atravessa o diaphragma B, incide no disco F pela acção do campo magnetico, ha um valor da intensidade H a que corresponde a maior

carga recebida pelo electrometro; o eixo da corrente incidirá então no centro do disco. Os pontos conhecidos serám os centros do diaphragma e do disco, sendo a tangente no primeiro horizontal.

A velocidade u será, designando por V e V' os potenciaes de C e B, dada pela relação

$$\frac{1}{2} m \cdot u^2 = e(V - V').$$

LENARD encontrou o valor

$$\frac{e}{m} = 1,45 \cdot 10^7$$

e reconheceu que u era independente da intensidade da luz empregada, mas que variava com a natureza da substancia illuminada.

LENARD reconheceu tambem que as particulas emittidas por uma dada substancia se não movem todos com igual velocidade.

LADENBURG mostrou que as particulas saem duma camada de espessura finita e que portanto as que partem das partes mais fundas da camada têm menor velocidade que as outras, por terem soffrido a acção num maior numero de collisões. Um dos maiores valores de u achado por LENARD é $12 \cdot 10^7$ cm/seg, correspondente a algumas das particulas emittidas por uma placa de aluminio.

Raios canaes

Consideremos um tubo de vidro contendo um gaz rarefeito, dividido pelo cathodo em duas regiões, uma contendo o anodo e a outra communicando com a primeira por meio dum grande numero de orificios abertos no cathodo.

Fazendo passar a corrente, observam-se na primeira região os phenomenos já conhecidos e na segunda reconhece-se a existencia de raios que, passando através dos orificios do cathodo, atravessam o gaz no sentido opposto ao dos raios cathodicos.

Estes raios, descobertos por GOLDSTEIN foram chamados «*Canalstrahlen*» ou *raios canaes*. Têm a propriedade de tornar o gaz luminoso quando o atravessam, mas a côr não é igual á produzida pelos raios cathodicos. Excitam a phosphorecencia dos corpos que encontram e sam desfeitos por um campo electrico ou magnetico, como succede aos raios cathodicos, mas em sentido opposto, mostrando assim que sam positivamente carregados; em egualdade de circumstancias, os *raios canaes* soffrem um desvio notavelmente mais pequeno.

A origem destes raios é a seguinte. Os electrões, produzidos na primeira descarga de raios cathodicos, movem-se com movimento acelerado, attingindo a uma certa distancia do cathodo a velocidade necessaria para ionizar o gaz. Convém dizer que, estudando a variação do potencial no interior do tubo, se tem reconhecido ¹ que, pro-

¹ J. J. THOMSON — *Conduction of electricity through gazes*, pag. 533 e seguintes.

ximo do cathodo, o potencial experimenta uma grande quêda, variando em seguida pouco até proximo do anodo onde tambem experimenta uma quêda rapida. Os iões positivos, produzidos como vimos, mover-se-ham em direcção ao cathodo com uma velocidade relativamente pequena, até que, proximo d'elle, soffrendo uma violenta variação de potencial, adquirem a velocidade necessaria para ionizar o gaz nessa região, dando logar á formação de electrões que faram parte dos raios cathodicos. A luz produzida junto do cathodo marca o logar desta ionização. Quando os iões positivos chocam o cathodo, fornecem a energia precisa para da sua massa se libertarem electrões que, principalmente quando o grau de rarefação é grande, constituirám a maior parte dos raios cathodicos produzidos.

Destes dois modos se realiza um constante fornecimento de electrões. Quando o grau de rarefação fôr tam grande que se não produzam iões positivos, tambem se não produzirão os raios cathodicos.

A seguinte experiencia justifica este modo de ver. Quando introduzirmos um obstaculo na região proxima do cathodo observam-se duas sombras, uma na mancha phosphorecente do vidro e outra no lado do cathodo. Esta ultima mostra que o fornecimento de electrões é localmente paralyzado por termos evitado o accesso dos iões positivos.

Comprehende-se como estes iões, atravessando os orificios do cathodo, originam os *raios canaes*.

W. WIEN determinou o valor de $\frac{e}{m}$ para estes raios, medindo a sua deflecção electrostatica e magnetica. Reco-

nheceu-se que este valor variava com o gaz empregado e que, dentro do mesmo feixe de raios, tambem havia variações.

O maior valor achado para $\frac{e}{m}$ é 10^4 que concorda com o valor achado na electrolyse para o ião hydrogenio. Quando o gaz empregado é este, o valor de $\frac{e}{m}$ para a maior parte dos raios é 10^4 ; existem porém outros para os quaes o valor de $\frac{e}{m}$ é muito menor, notando-se que estes raios soffrem um desvio muito pequeno mesmo sob a acção dum campo muito intenso.

Quando o gaz empregado é o oxygenio, WIEN achou que o valor de $\frac{e}{m}$ para o maior numero de raios era 750, valor que não está muito distante daquelle que encontramos para o atomo de oxygenio, suppondo que a sua carga é igual á do atomo de hydrogenio. Além destes raios outros apparecem com um menor valor de $\frac{e}{m}$ e alguns com o valor $\frac{e}{m} = 10^4$.

J. J. THOMSON¹ fez recentemente experiencias importantes em que determinou o valor de $\frac{e}{m}$ para diferentes gazes, medindo as defleções electrostatica e magnetica.

¹ J. J. THOMSON — *The corpuscular theory of matter*, pag. 18 e seguintes.

Reconheceu que, quando a pressão do gaz não era muito baixa, a mancha produzida no alvo phosphorescente era deflectida pela acção das forças electricas e magneticas, dando logar á producção duma faixa luminosa que se extendia para um e outro lado da porção não deflectida. Uma parte da faixa correspondia a particulas carregadas negativamente. Para estas ultimas particulas, J. J. THOMSON achou que o valor de $\frac{e}{m}$ era proximo de 10^4 , não sendo portanto electrões.

Quando a pressão era muito baixa, desaparecia a parte da faixa correspondente ás particulas negativas e a outra dividia-se em duas manchas. Para um dellas o maior valor achado foi $\frac{e}{m} = 10^4$ e para a outra foi $5 \cdot 10^3$. O apparecimento das manchas e os valores achados não variavam com a natureza do gaz empregado.

Quando a pressão não era tam baixa, os phenomenos observados dependiam de natureza do gaz. Assim, para o hydrogenio, podiamos obter uma só faixa, como já vimos, ou duas faixas proximas, conforme o valor da pressão; os valores maximos de $\frac{e}{m}$ eram respectivamente 10^4 e $5 \cdot 10^3$. Com o helio succedia o mesmo, mas os valores maximos de $\frac{e}{m}$ eram, para uma faixa 10^4 , como na faixa correspondente no hydrogenio, e para a outra $2,5 \cdot 10^3$, valor igual ao que achamos para o atomo do helio, suppondo que e é constante.

Regulando convenientemente a pressão podiam-se obter

com o helio tres faixas, para as quaes os valores maximos de $\frac{e}{m}$ eram respectivamente 10^4 , $5 \cdot 10^3$ e $2,5 \cdot 10^3$.

J. J. THOMSON explica do seguinte modo a formação da faixa continua a que primeiramente nos referimos. Os iões positivos, que constituem os *raios canaes*, ionizam o gaz empregado quando passam através delle. Admittindo que a ionização dos gazes consiste na divisão do atomo em ião positivo e electrão negativo, hypothese que adiante estudaremos, os iões positivos dos *raios canaes* podem neutralizar a sua carga atraindo um electrão. Estas particulas neutras podem, atraindo um novo electrão, adquirir uma carga negativa ou, sendo ionizadas por collisão, adquirir uma carga positiva. As particulas dos *raios canaes* podem portanto possuir uma carga positiva apenas numa parte do seu trajecto ou adquirir uma carga negativa. Deste modo fica explicado o phenomeno que considerámos.

Resumindo o que temos dito, ficamos sabendo que, quando a pressão não é muito baixa, o valor de $\frac{e}{m}$ depende do gaz empregado; o seu valor maximo é 10^4 e portanto o valor de m nunca é inferior ao da massa do atomo de hydrogenio, admittindo que e é igual á carga deste atomo na electrolyse, o que adeante provaremos.

Quando a pressão fôr muito baixa, o valor de $\frac{e}{m}$ é independente do gaz empregado e podemos considerar dois typos de particulas, um correspondente ao valor $\frac{e}{m} = 10^4$

e o outro correspondente ao valor $\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^3$; ao primeira typo corresponde um valor de m egual ao da massa do atomo de hydrogenio, e ao segundo corresponde um valor de m duplo do dessa massa.

Como temos visto, qualquer que seja o gaz empregado e por maior cuidado que se tenha em eliminar o hydrogenio do tubo de descarga, apparece sempre um grande numero de raios para os quaes é $\frac{e}{m} = 10^4$, valor correspondente ao atomo de hydrogenio. Este assumpto foi estudado por SKINNER que demonstrou que na massa do metal empregado no cathodo existe sempre hydrogenio que é expulso quando a descarga se realiza. A origem do hydrogenio existente nos metaes não foi ainda satisfactoriamente explicada.

O valor da velocidade dos *raios canaes* é muito mais pequeno que o da velocidade dos raios cathodicos; WIEN achou, numa das suas experiencias, o valor $u = 3,6 \cdot 10^8$ cm/seg.

Metaes incandescentes

A ionização produzida pelos metaes incandescentes foi estudada detalhadamente por ELSTER e GEITEL empregando o apparelho que representamos.

Este era formado por um vaso de vidro, contendo um prato metallico A em communicação com um electrometro e atravessado por um fio de metal que se tornava incandescente pela passagem duma corrente.

Supponhamos o caso do gaz empregado ser o oxygenio á pressão ordinaria; o prato A recebe uma carga positiva

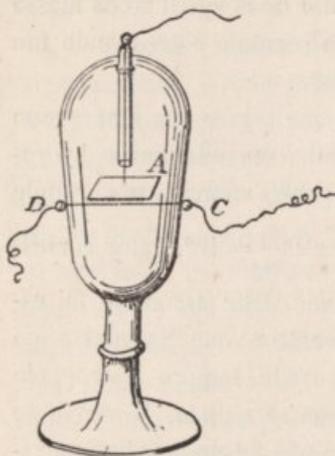


Fig. 12

quando o fio metálico, neste caso de platina, começa a tornar-se incandescente, adquirindo esta carga o seu valor maximo quando o fio estiver ao rubro amarello; augmentando a temperatura a carga diminue, tornando-se muito pequena quando o fio estiver ao rubro branco.

Suppondo agora que gradualmente rarefazemos o gaz no interior do vaso, chegamos a um ponto em que a carga

começa a diminuir, mudando em seguida de signal e adquirindo por fim um valor negativo relativamente grande. A pressão correspondente á mudança de signal depende da temperatura do fio metálico.

O signal da electrizaçãõ depende da natureza do gaz e do metal empregado. Empregando o hydrogenio á pressão ordinaria e augmentando gradualmente a temperatura do fio de platina, o prato recebe primeiro uma carga positiva e, por fim, uma carga negativa. Empregando um fio de cobre, esta ultima carga é positiva, mesmo a pressões muito baixas.

Empregando o carvão incandescente a electrizaçãõ do prato é sempre negativa.

Muito haveria que dizer sobre este assumpto, mas o que

nos importa conhecer é que um fio metallico incandescente pôde emittir electricidade negativa ou positiva, conforme as circumstancias em que se acha. Esta electricidade é transportada por particulas, para as quaes tem sido determinado o valor de $\frac{e}{m}$.

Para o caso da electricidade negativa, J. J. THOMSON, empregando o mesmo methodo que no caso da descarga pela acção da luz ultra-violete, achou o valor $\frac{e}{m} = 8,7 \cdot 10^6$ que concorda, dentro dos limites dos erros da experiencia, com os valores já encontrados para outros casos.

Para o caso de electricidade positiva, J. J. THOMSON empregou ainda o mesmo methodo, havendo porém necessidade de usar campos magneticos muito mais intensos. Empregando um campo magnetico cuja intensidade era igual a 19.000 unidades c. g. s. reconheceu que, para o caso da platina incandescente e ar muito rarefeito, o valor de $\frac{e}{m}$ não era o mesmo para todas as particulas, achando para valores limites

$$\frac{e_1}{m_1} = 60$$

$$\frac{e_2}{m_2} = 720.$$

Se e_1 e e_2 sam eguaes á carga do ião hydrogenio na electrolyse, os valores de m_1 e m_2 serám respectivamente 170 e 14 vezes a massa do atomo do hydrogenio.

Estes resultados indicam que a electricidade é transportada por átomos de metal e de gaz, predominando os primeiros.

CAPITULO V

Determinação da carga e da massa dos iões

Temos visto que, nos gazes a baixas pressões o valor de $\frac{e}{m}$ para as particulas negativas é approximadamente mil vezes maior que o valor da mesma relação para o hydrogenio, no caso da electrolyse.

Trata-se agora de saber se esta differença é devida á massa, á carga ou a ambas estas causas.

TOWNSEND mostrou do modo seguinte que a carga do ião gazoso é igual á do atomo de hydrogenio na electrolyse.

Consideremos um certo volume de gaz ionizado, entre dois planos horizontaes, e supponhamos que o numero de *iões* se conserva constante em cada camada horizontal, variando porém duma para outra.

Seja x a distancia duma certa camada ao plano mais baixo, n o numero de *iões*, positivos ou negativos, por unidade de volume dessa camada e D o seu coefficiente de diffusão.

O numero de *iões* que, por segundo, passam para baixo

através da unidade de area da camada considerada, será

$$D \cdot \frac{dn}{dx}$$

e a sua velocidade media será

$$\frac{D}{n} \cdot \frac{dn}{dx}$$

Este movimento é devido á variação da pressão parcial produzida pelos *iões*; designando esta por p , a força por unidade de volume será $\frac{dp}{dx}$ e a força média por *ião* será $\frac{1}{n} \cdot \frac{dp}{dx}$.

Como as velocidades adquiridas pelos *iões* sam, como mostrou ZENELEY, proporcionaes ás forças que os actuum, a velocidade adquirida por um *ião* quando a força é $\frac{1}{n} \cdot \frac{dp}{dx}$, será

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{\Lambda}{X \cdot e}$$

designando por Λ a velocidade quando a força electrica é X .

Podemos portanto estabelecer a relação

$$\frac{dp}{dx} \cdot \frac{\Lambda}{X \cdot e} = D \cdot \frac{dn}{dx} \dots \dots \dots (1)$$

Suppondo que os *iões* se comportam como um gaz perfeito, temos, em virtude da lei de AVOGADRO,

$$\frac{p}{P} = \frac{n}{N}$$

sendo N o numero de moleculas por unidade de volume á pressão atmospherica P .

A equação (1) dá-nos portanto

$$\frac{P \cdot A}{X \cdot D} = N \cdot e.$$

Como as quantidades do primeiro membro podem ser praticamente determinadas, é assim possível achar o valor de $N \cdot e$.

TOWNSEND achou, para differentes gazes, o valor medio

$$N \cdot e = 1,24 \cdot 10^{10}.$$

Como este valor é sensivelmente o mesmo que o achado para o hydrogenio na electrolyse, podemos concluir que a carga conduzida por um *ião* é a mesma em todos os gazes e egual á que é transportada na electrolyse pelo *ião* hydrogenio.

Podemos, porém, determinar directamente o valor da carga dos *iões*.

O methodo que vamos descrever funda-se na seguinte descoberta de C. T. R. WILSON: — os *iões* gazosos, quer positivos quer negativos, actuam como nucleos na condensação do vapor d'agua livre de poeiras. Quando, por meio duma rapida expansão, arrefecemos uma massa gazosa nestas condições, produzir-se-ha uma condensação apreciavel sempre que a relação entre o volume de gaz antes e depois da expansão for maior que 1,25. O vapor de agua condensa-se em volta dos *iões* e, se estes não sam

muito numerosos, cada um torna-se o nucleo dum globulo de agua.

A necessidade de nucleos nas condensações foi demonstrada por LORD KELVIN: quanto maior for a curvatura duma superficie liquida tanto mais intensa é a evaporação. Um globulo liquido infinitesimal não pode existir; o vapor de agua só pode condensar-se em uma superficie de curvatura finita como a duma particula de poeira ou a de qualquer outra formada por um grande numero de atomos. A condensação nos *idões* foi explicada por J. J. THOMSON¹ demonstrando que a electrização neutraliza parcialmente os effeitos de curvatura.

GEORGE STOKES mostrou que, designando por v a velocidade com que um globulo cae através dum gaz, por a o seu raio, por μ o coefficiente de viscosidade do gaz e por g a accellerção devida á gravidade, existe a relação

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{g \cdot a^2}{\mu};$$

o valor de v pode ser determinado porque os globulos são visiveis, e portanto podemos assim calcular o valor de a . Notemos que o valor de v é constante, porque o globulo tende a adquirir rapidamente a chamada velocidade terminal, em que a viscosidade contrabalança exactamente o seu peso.

Designando por q o volume de agua depositado por

¹ J. J. THOMSON — *Applications of dynamics to Physics and chemistry*, p. 464.

cada centimetro cubico de gaz e por n o numero de globulos, temos

$$q = n \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi a^3.$$

Para acharmos o valor de n determinamos q do seguinte modo. O vapor d'agua durante a sua condensação desenvolve calor, que aquece o gaz arrefecido pela rapida expansão. Seja t_2 a mais baixa temperatura attingida durante a expansão e t a temperatura que corresponde á formação completa dos globulos. Se L é o calor da evaporação da agua, C o calor especifico do gaz a volume constante, M a massa por unidade de volume do gaz depois da expansão, temos:

$$L \cdot q = C \cdot M \cdot (t - t_2) \dots \dots \dots (1)$$

despresando a quantidade de calor necessario para elevar a temperatura da agua, muito pequena quando comparada com a que é precisa para elevar a temperatura do gaz. Temos tambem

$$q = \rho_1 - \rho,$$

sendo ρ_1 a densidade do vapor da agua antes da condensação e ρ a densidade á temperatura t . Substituindo este valor na equação (1) vem

$$\rho = \rho_1 - \frac{C \cdot M}{L} (t - t_2);$$

esta equação permite-nos conhecer t quando t_2 for conhe-

cido, visto que ρ é uma função conhecida de t ;

$$\rho_1 = \frac{\rho'}{x},$$

sendo ρ' , que se obtém em tabellas proprias, a densidade do vapor d'agua á temperatura T antes da expansão e x a relação entre o volume final e inicial do gaz;

$$M = \frac{0,00129}{x} \cdot \frac{273}{273 + T} \cdot \frac{P}{760}$$

visto que a massa dum centimetro cubico de ar a 0° e á pressão de 760 m. m. é $0,00129$;

$$C = 0,167 \quad e \quad L = 606$$

quando o gaz considerado for o ar. O arrefecimento causado pela expansão adiabatica é determinado pela equação

$$\log \frac{273 + T}{273 + t_2} = 0,41 \log x.$$

Ficamos assim com todos os elementos precisos para calcular o valor de q e portanto o de n .

Podemos agora determinar o valor de e . Para isso medimos a corrente produzida pelo movimento dos *iões* de baixo da acção da força electrica E ; designando por U a velocidade media dos *iões* sob a acção da unidade da força electrica, a corrente através da unidade de área será

$$n \cdot e \cdot E \cdot U.$$

Como n , E , U sam conhecidos podemos assim calcular o valor de e .

Tal é o methodo seguido por J. J. THOMSON. Vejamos agora como praticamente se realizam estas experiencias que sam uma das mais brilhantes conquistas da physica experimental.

O apparelho empregado é o que representamos. O gaz, exposto á acção dos raios de RÖNTGEN, está contido no

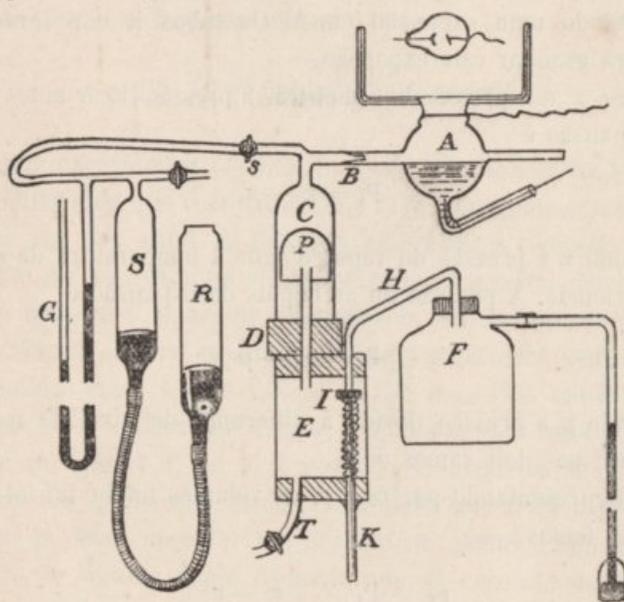


Fig. 13

vaso A, que por meio do tubo B, comunica com o tubo vertical C; dentro deste existe outro P que serve de émbolo, conservando sempre a sua extremidade inferior abaixo da superfície da agua que existe no primeiro; este está fechado na sua extremidade inferior pela placa de cauchú D, communicando o tubo P com o espaço E por meio dum

tubo de vidro. O espaço E está em comunicação com o espaço rarefeito F por meio do tubo H cuja extremidade é fechada por uma peça de cauchú I, ligada á barra K e mantida na sua posição por meio duma mola em espiral. Quando, deslocando a barra K, a peça I deixa de fechar o tubo H, a pressão em E baixa e o émbolo P desce, produzindo uma expansão em A. Os tubos R e S servem para graduar esta expansão.

Se π' é a pressão barométrica, a pressão do ar antes da expansão é

$$P_1 = \pi' - \pi,$$

sendo π a pressão do vapor d'agua á temperatura da experiencia. A pressão do ar depois da expansão é

$$P_2 = P_1 - p$$

sendo p a pressão devida á diferença de nível do mercúrio nos dois ramos de G.

Representando por v_2 e v_1 os volumes final e inicial do gaz, temos

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{\pi' - \pi}{\pi' - \pi - p}.$$

O vaso A é coberto por uma placa de aluminio que está em comunicação com um par de quadrantes dum electrometro. O outro par communica com a agua existente no vaso, a qual foi previamente elevada a um potencial conhecido. Quando o gaz for sujeito á acção dos raios de RÖNTGEN o potencial da agua vae diminuindo; da veloci-

dade desta diminuição é facil determinar a quantidade de electricidade que passa num segundo através do liquido.

Nestas experiencias é necessario trabalhar com raios pouco intensos para que, produzindo-se um numero relativamente pequeno de *iões*, cada um seja o nucleo dum globulo de agua.

Deste modo THOMSON achou

$$e = 6,5 \cdot 10^{-10} \text{ unidades electrostaticas.}$$

Em experiencias posteriores, este physico introduziu modificações que o conduziram a resultados mais exactos. Em vez dos *raios de RÖNTGEN* empregou a radiação do *radio* e serviu-se dum electrometro mais sensivel. Modificou tambem o apparelho em harmonia com as observações de WILSON, o qual mostrou que, para expansões comprehendidas entre 1,25 e 1,3, só os *iões* negativos actuavam como nucleos de condensação, enquanto, para expansões maiores que 1,3, os *iões* positivos e negativos se comportavam do mesmo modo. Conclue-se que neste ultimo caso se deve encontrar um numero de globulos por unidade de volume duplo daquelle que se encontra no primeiro. Não succedia assim no primeiro apparelho empregado; conseguiu-se porém com modificações tendentes a tornar a expansão muito mais rapida. Assim ha a certeza de que cada *ião* é um nucleo de condensação. Deste modo THOMSON achou

$$e = 3,4 \cdot 10^{-10}.$$

Podemos concluir que a carga dum *ião* gazoso é igual

ã que é transportada na electrolyse pelo ião hydrogenio. Esta generalização é legitima porque as propriedades dos *iões* são independentes da origem da sua produção e o valor obtido é independente do gaz empregado ¹.

Outro modo de determinar a carga dos *iões*, empregado por H. A. WILSON, funda-se no seguinte.

Do valor da velocidade de queda podemos, como vimos, deduzir o volume de cada globulo e portanto o seu peso ω . Empregando um campo electrico vertical de intensidade E, convenientemente regulada, podemos annullar a acção da gravidade. Será então

$$\omega = E \cdot e$$

donde deduzimos o valor de e .

O apparelho empregado nestas experiencias é o que representamos.

M representa um magnete que, attraindo a sua armadura, abre a comunicação de T com um espaço rarefeito por meio da valvula V. Assim se produzirá uma expansão em B que é medida em H. O campo electrico existe entre os discos ligados por meio de C e D com os polos duma bateria; esta ligação só se faz depois de realizada a condensação.

A ionização é produzida pelos *raios de RÖNTGEN*; a sua produção é interrompida, pouco antes da abertura da

¹ J. J. THOMSON — *Conduction of electricity through gases*, pag. 160.

comunicação com o espaço rarefeito, por meio do interruptor S.

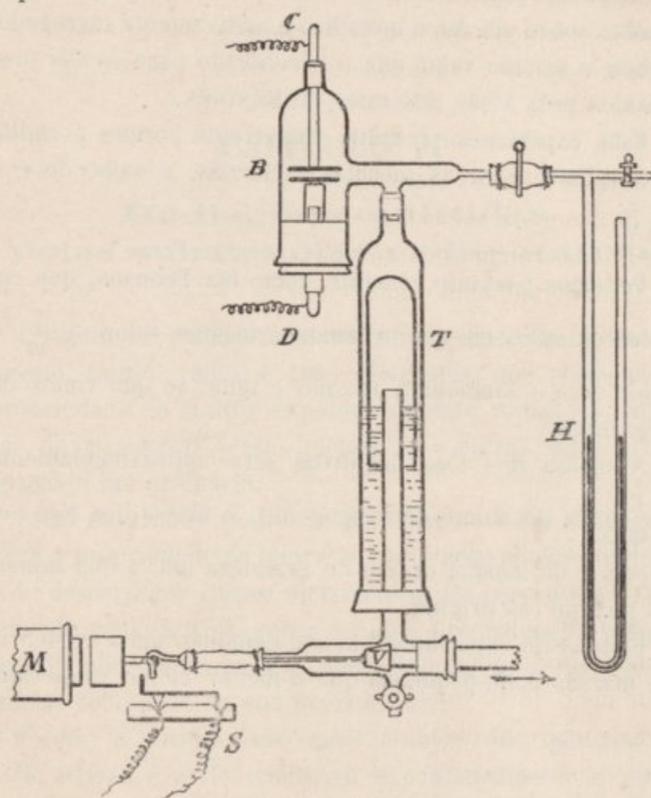


Fig. 14

Deste modo H. A. WILSON achou o valor

$$e = 3,1 \cdot 10^{-10}$$

que confirma o achado anteriormente.

*

J. J. THOMSON determinou, pelo methodo já descripto, a carga das particulas produzidas pela acção da luz ultraviolete sobre um disco metallico negativamente carregado. Achou o mesmo valor que o encontrado para os *iões* produzidos pela acção dos raios de RÖNTGEN.

Esta experiencia é muito importante porque permite determinar, para as mesmas particulas, o valor de e e de $\frac{e}{m}$.

Podemos portanto concluir, como faz THOMSON, que em todos os casos em que achámos o mesmo valor de $\frac{e}{m}$, o valor de e é tambem o mesmo e igual ao que vimos de determinar.

A massa dos *iões* negativos será approximadamente $\frac{1}{1.000}$ da do atomo de hydrogenio; a massa dos *iões* positivos é da mesma ordem de grandeza que a dos atomos do gaz que os origina.

Fica assim experimentalmente demonstrada a existencia de massas mais pequenas que o menor atomo conhecido.

CAPITULO VI

Radiações emitidas pelas substancias radio-activas

Chamam-se radio-activas as substancias, taes como o uranio, thorio, radio, e seus compostos, que possuem a propriedade de emitir espontaneamente radiações capazes de atravessar placas metallicas e outras substancias opacas á luz ordinaria.

Além do grande poder de penetração, estas radiações têm a propriedade de impressionar placas photographicas e de descarregar corpos electrizados. Os corpos mais fortemente radio-activos, como o radio, produzem phenomenos de phosphorecencia e fluorescencia em certas substancias collocadas na sua proximidade.

Porém, a propriedade mais notavel das substancias radio-activas é a de emitirem espontaneamente e dum modo constante energia sem que seja conhecida a acção de qualquer causa exterior. A theoria da desintegração de RUTHERFORD e SODDY admítte que a energia assim manifestada deriva da energia interna inherente ao atomo; assim desaparece a contradicção que á primeira vista parece haver entre a propriedade referida e o principio da conservação da energia.

O estudo da radio-actividade está hoje tam largamente desenvolvido que constitue o objecto duma sciencia especial. Neste capitulo estudaremos a natureza das radiações, unicamente na parte que interessa ao estabelecimento da *theoria dos electrões*.

Todas as substancias radio-activas possuem a propriedade de impressionar placas photographicas e de ionizar o ar na sua visinhança. A intensidade das radiações pode portanto ser comparada por meio da sua acção photographica e electrica. No caso dos corpos mais fortemente radio-activos, servimo-nos da propriedade que possuem de excitar a phosphorecencia de certas substancias.

Esta comparação não nos permite porém distinguir typos de radiação, visto que a todos elles correspondem as propriedades referidas.

Dois methodos podem ser empregados para os distinguir:

- 1) Observando a deflecção dos raios pela acção dum campo magnetico;
- 2) Estudando a absorpção dos raios pelos solidos e gazes.

Deste modo se tem reconhecido que existem tres typos de radiação diferentes, os quaes foram designados por RUTHERFORD pelas letras α , β e γ .

α) Estes raios sam facilmente absorvidos por um delgado disco metallico ou por uma camada de ar com poucos centimetros de espessura. Sam constituídos por particulas positivamente carregadas, pouco deflectidas, quando comparadas com as dos *raios cathodicos*, por campos magneticos e electricos intensos.

β) Estes raios têm um poder de penetração muito maior que os raios α . São constituídos por partículas negativamente carregadas, muito mais facilmente deflectidas por um campo magnetico ou electrico. Apresentam propriedades identicas ás dos *raios cathodicos*.

γ) Estes raios são extremamente penetrantes e não são desviados por um campo magnetico. A sua verdadeira natureza não é ainda conhecida, porém, debaixo de muitos pontos de vista, são analogos aos *raios de RÖNTGEN*.

Notaremos ainda que o radio, thorio e actinio têm a propriedade de emittir uma emanação material com todas as propriedades dum gaz radio-activo. Esta emanação diffunde-se rapidamente através dos gazes e de substancias porosas, podendo porém ser isolada por condensação. Excita a actividade dos corpos que encontra produzindo a chamada radio-actividade induzida.

Os raios emittidos pelos corpos radio-activos apresentam uma grande semelhança com os produzidos nos tubos altamente rarefeitos, quando atravessados por uma descarga electrica. Os raios α correspondem aos *raios canaes*, os raios β aos *raios cathodicos* e os raios γ aos *raios de RÖNTGEN*. Os primeiros são produzidos espontaneamente, os segundos correspondem a um certo dispendio de energia electrica. Os raios α e β têm velocidades muito maiores que as dos raios correspondentes dos tubos rarefeitos e os raios γ têm um poder de penetração muito maior que o dos *raios de RÖNTGEN*.

A acção dum campo magnetico intenso separa os tres typos de raios considerados. Os raios γ não são desviados; os raios α e β são deflectidos em direcções oppostas

e os raios β mais que os raios α . As particulas que constituem estes dois ultimos raios descrevem, sob a acção do campo magnetico, circumferencias.

Estudaremos agora separadamente estes tres typos de raios.

Raios β

BECQUEREL fez um estudo muito completo destes raios pelo methodo photographico, mostrando que, debaixo de todos os pontos de vista, sam semelhantes aos *raios cathodicos*.

Já vimos que uma particula carregada, projectada perpendicularmente a um campo magnetico uniforme, descreve, em virtude da acção deste campo, uma circumferencia cujo plano é perpendicular ás linhas de força. O raio desta circumferencia é

$$R = \frac{m \cdot u}{H \cdot e},$$

sendo m , e e u respectivamente a massa, carga e velocidade da particula e H a intensidade do campo.

Se a particula é lançada obliquamente, descreve uma helice cujo eixo é parallelo ás linhas de força magneticas. Esta helice é traçada num cylindro cujo raio é

$$R = \frac{m \cdot u}{H \cdot e} \cdot \text{sen } \theta,$$

sendo θ o angulo que a direcção do movimento faz com a direcção do campo.

BECQUEREL collocou um pequeno vaso de chumbo contendo radio em cima duma placa photographica e numa das suas margens. A face sensibilizada era a inferior e a placa estava, coberta por uma folha de chumbo e envolvida em papel negro, disposta horizontalmente num campo magnetico horizontal.

Excitando o magnete os raios eram deflectidos, observando-se uma impressão photographica por baixo da sua origem.

Esta experiencia mostra-nos a deflecção dos raios β , visto que os raios α são muito facilmente absorvidos, para o que basta uma folha de papel ordinario, e muito pouco activos photographicamente.

As particulas que constituem os raios considerados não possuem todas a mesma velocidade. Debaixo da acção dum campo magnetico cada particula descreve uma curva cujo raio é directamente proporcional á sua velocidade de projecção, como se conclue das fórmulas apresentadas.

BECQUEREL demonstrou esta complexidade de radiação do seguinte modo. Collocou sobre uma placa photographica, disposta horizontalmente num campo magnetico horizontal, uma pequena caixa de chumbo contendo radio, na posição correspondente ao centro do campo. A luz devida á phosphorecencia do radio não podia attingir a placa. Esta era collocada numa camara escura; a sua face sensibilizada era a superior.

A impressão recebida tinha a fórma duma banda elliptica continua. Demonstra-se que os raios emittidos em todas as direcções e com a mesma velocidade incidem na placa dentro duma ellipse cujo eixo menor, perpendicular

ao campo, é igual a $2R$ e cujo eixo maior é igual a πR . Não podemos ainda concluir que existem raios com velocidades diferentes.

Porém, collocando o radio no fundo dum cylindro de chumbo, alto e de pequeno diametro, os raios têm todos a mesma direcção e observa-se ainda uma impressão na placa com a fôrma duma banda continua. Concluimos que os raios têm curvaturas que variam dentro de largos limites e que, portanto, o mesmo succede á velocidade.

Collocando sobre a placa tiras de papel, aluminio, cobre, chumbo, etc., reconhece-se que os raios que soffrem maior desvio sam os mais facilmente absorvidos.

BECKEREL determinou approximadamente o limite inferior do valor de $H.R$ para raios transmittidos através de diferentes espessuras de diversas substancias. Obteve os seguintes resultados:

| Substancias | Espessura em m. m. | Limite inferior de $H.R$ |
|-------------------|--------------------|--------------------------|
| Papel negro | 0,065 | 650 |
| Aluminio..... | 0,010 | 350 |
| Aluminio..... | 0,100 | 1000 |
| Aluminio..... | 0,200 | 1480 |
| Mica..... | 0,025 | 520 |
| Vidro..... | 0,155 | 1130 |
| Platina..... | 0,030 | 1310 |
| Cobre..... | 0,085 | 1740 |
| Chumbo..... | 0,130 | 2610 |

Se $\frac{e}{m}$ é constante para todos os raios, visto que $H \cdot R$ é proporcional á velocidade, segue-se que a velocidade dos raios que impressionam a chapa atravessando 0,13 m.m. de chumbo é 7 vezes maior que a dos correspondentes á espessura 0,01 m.m. de aluminio.

Esta differença de velocidades não é, na realidade, tam grande porque o valor de $\frac{e}{m}$ não é, como veremos, constante, diminuindo quando a velocidade angmenta.

A quantidade de electricidade transportada pelos raios β , emittidos por uma boa preparação de radio, é muito mais pequena que a transportada pelos *raios cathodicos* num tubo rarefeito. Para verificar a sua existencia sam precisos methodos mais delicados.

Supponhamos uma camada de radio, collocada sobre um prato metallico em communicação com a terra, e em frente outro prato, ligado com um electrometro, que absorverá os raios β . Se os raios sam negativamente carregados este prato receberá uma carga negativa.

Esta carga desaparece porém rapidamente em virtude da ionização produzida pelos raios emittidos. Esta ionização pode ser diminuida interpondo um diaphragma que absorva os raios α mas que deixe passar os β .

A rapida perda de carga do prato pode ainda ser reduzida envolvendo-o com isoladores convenientes ou diminuindo a pressão do gaz que o cêrca. O primeiro processo foi empregado por M.^{me} CURIE que assim verificou a carga negativa transportada por os raios considerados.

STRUETT fez a seguinte experiencia que mostra bem a continua produção de electricidade pelas substancias radio-activas. Dentro dum recipiente de vidro hermeticamente fechado e no qual se fez o vacuo ha um tubo contendo um pequeno fragmento de radio; este tubo é sustentado por um fio isolador de quartzo e tem a sua superficie coberta por uma camada conductora de acido phosphorico; na parte inferior deste tubo estam duas folhas de ouro que constituem um electroscopio. Estas folhas estam continuamente em movimento lento, afastando-se pouco a pouco até tocarem duas laminas de estanho ligadas á terra, voltando de novo ao contacto e assim successivamente.

Este effeito é devido ao seguinte: as paredes do tubo em que está contido o radio sam sufficientemente espessas para absorver os raios α mas deixam passar livremente os raios β . Deste modo, as folhas de ouro estam constantemente recebendo uma carga positiva.

Pouco depois de descoberta a deflecção magnetica dos raios β , DORN e BECQUEBEL descobriram que, semelhantemente aos *raios cathodicos*, tambem eram deflectidos por um campo electrico, desviando-se para o lado do prato positivo quando atravessavam um condensador.

BECQUEBEL determinou o valor de $\frac{e}{m}$ e da velocidade para as particulas que constituem estes raios pelo methodo da combinação das deflecções electrostatica e magnetica. Dispoz para este fim dois discos de cobre verticalmente, fixados por meio de paraffina e distantes de 4 cent. Um desdes discos estava carregado a um alto potencial e o outro communicava com a terra. Uma disposição conve-

niente permittia inverter o sentido do campo conservando a mesma intensidade. A placa photographica, envolvida em papel negro, era fixada, horizontalmente, 1,2 cent. acima das arestas superiores dos discos de cobre. A substancia radio-activa estava collocada, abaixo do campo, numa ranhura aberta num pequeno bloco de chumbo. Tudo estava orientado de modo que a parte media do feixe emitido coincidissem com um plano paralelo aos discos e a igual distancia delles.

O feixe largo e diffuso assim obtido era desviado pelo campo electrico; este desvio, correspondente na placa a um deslocamento de alguns millimetros, era difficil de medir. O methodo finalmente empregado consistiu em collocar uma lamina de mica, coberta de estanho e bem isolada, normal á placa photographica e proxima della. Quando não existia o campo electrico esta lamina produzia na placa uma sombra rectangular muito estreita.

Quando o campo electrico era applicado os raios eram deflectidos e uma parte do feixe era interceptado pela lamina de mica; produzia-se uma sombra na placa que mostrava o sentido do desvio e correspondia aos raios menos desviaveis, que produzem uma impressão grande através do papel negro. Invertendo o sentido do campo a sombra é projectada em sentido contrario.

Uma disposição conveniente permittia cobrir por um diaphragma opaco successivamente cada uma das metades da placa, de modo a obter na mesma prova os dois phenomenos inversos. Assim se produziram duas bandas brancas, mostrando os dois desvios oppostos em relação á origem commum.

Representando m , e e u respectivamente a massa, carga e velocidade de cada particula e X a intensidade do campo, será

$$d_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{X \cdot e \cdot l^2}{m \cdot u^2}$$

o desvio, paralelo ao campo, depois de percorrida a distancia l na direcção perpendicular.

Designando por θ o desvio angular correspondente a l , temos

$$\text{tang } \theta = \frac{e \cdot X \cdot l}{m \cdot u^2}.$$

Se a placa photographica está á distancia h da extremidade do campo, as particulas attingiram a placa á distancia d_2 da linha correspondente á ausencia do campo. Será

$$\begin{aligned} d_2 &= h \cdot \text{tang } \theta + d_1 \\ &= \frac{X \cdot l \cdot e}{m \cdot u^2} \left(\frac{l}{2} + h \right). \end{aligned}$$

Designando por R o raio de curvatura da trajectoria seguida pelas mesmas particulas quando applicamos um campo magnetico de intensidade H , temos

$$\frac{e}{m} = \frac{u}{H \cdot R}$$

e

$$u = \frac{X \cdot l \cdot \left(\frac{l}{2} + h \right)}{H \cdot R \cdot d_2}.$$

O ponto mais delicado destas experiencias está na identificação das radiações que têm desvios electricos e magneticos correspondentes. BECQUEREL fez varias experiencias neste sentido, concluindo que os raios cujo desvio electrico era $0^{\text{cm}},4$ num campo cuja intensidade era $1,02 \cdot 10^{12}$, correspondiam sensivelmente aos que, num campo magnetico, tinham $H \cdot R = 1600$. Assim achou

$$u = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm/seg}$$

e

$$\frac{e}{m} = 10^7.$$

Os valores obtidos sam simplesmente approximados, sendo impossivel, servindo-nos deste methodo, estabelecer a correspondencia exacta entre os valores de $H \cdot R$ e d_2 .

Comtudo, podemos já notar que o valor de $\frac{e}{m}$ é da mesma ordem de grandeza que o obtido para os raios *cathodicos*. Estes raios sam em tudo analogos aos raios β excepto no valor de u que, nos primeiros, é muito menor. Admittimos, como fizemos para os raios *cathodicos*, que as particulas que constituem os raios β sam electrões. Brevemente obteremos a confirmação deste modo de ver.

Temos visto que, num feixe de raios β , ha raios com velocidades diferentes. As experiencias de BECQUEREL, que vimos de expor, não permittem determinar o valor de $\frac{e}{m}$ correspondente a cada uma destas velocidades.

Este problema foi resolvido por KAUFMANN ¹ do modo seguinte.

Applicando um campo magnetico ao feixe de raios β emittido pelo fragmento de raio a , collocado numa cavidade dum pequeno blóco de chumbo, este feixe, depois de atravessar o diaphragma b , vae produzir na placa photographica cd o espectro continuo $d_1 d_2$. Os raios γ produzem uma impressão em c . Num campo uniforme cada uma das linhas, taes como abd , é uma circumferencia. Só por este meio

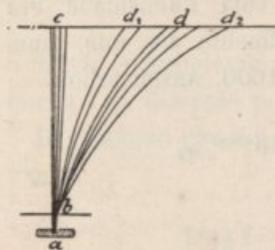


Fig. 15

não é possível conseguir o fim que desejamos; KAUFMANN applicou simultaneamente um campo electrico e um campo magnetico, de modo que os seus effectos se não neutralizassem, produzindo deflecções perpendiculares entre si. Deste modo, os raios provenientes duma pequena origem, depois de atravessarem o campo duplo, produzem numa placa photographica situada a pequena distancia um espectro curvo. Cada ponto desta curva corresponde a certos valores de u e de $\frac{e}{m}$ que, assim, sam perfeitamente determinados.

Este methodo é semelhante ao dos espectros cruzados, empregado por KUNDT no estudo da dispersão anomala.

¹ KAUFMANN — *La déviabilité magnétique et électrique des rayons de BECQUEREL*. Traduit de l'allemand. (*Memoires réunis et publiés par H. ABRAHAM et P. LANGEVIN*).

Praticamente, um pequeno fragmento de brometo de radio, collocado numa pequena caixa de latão, emittia um feixe de raios que passava através dum orificio, com meio millimetro de diametro, aberto num disco de platina distante dois centimetros do radio; antes de chegar a este diaphragma o feixe passava entre dois discos de latão, distantes de dois millimetros, ligados a uma fonte de potencial; distante dois centimetros do diaphragma estava a placa photographica. Este apparatus achava-se contido num vaso onde se fazia o vacuo e todo o conjuncto estava collocado entre os polos dum electromagnete que produzia um campo uniforme. Para que as duas deflecções sejam perpendiculares, as linhas de força dos dois campos devem ser coincidentes.

Nestas circumstancias, as particulas descrevem o começo duma espiral traçada em volta das linhas de força magneticas e deflectida na direcção das linhas de força electricas. Provavelmente apenas attingem a placa as particulas cuja trajectoria é menos deflectida, isto é, as de maior velocidade. A placa estava protegida dos raios α por uma folha de aluminio; os raios γ produziam uma impressão que é a origem geometrica da curva obtida e que corresponde á impressão que o feixe produziria na ausencia dos campos. A seguir a uma exposição de proximamente dois dias a direcção do campo electrico era invertida, seguindo-se outra exposição de igual duração. Assim se obteve uma curva formada por dois ramos dispostos symetricamente em relação á direcção do desvio magnetico; a semi-distancia entre dois pontos correspondentes da curva dá o desvio electrico.

Vejamos agora como, do exame desta curva, podemos deduzir os valores de u e de $\frac{e}{m}$.

Tomemos o plano da placa photographica para plano dos yz e a direcção do feixe, na ausencia do campo, para eixo dos x . Escolhamos para eixo dos z a direcção do desvio magnetico e para eixo dos y a direcção do desvio electrico.

Seja P um ponto qualquer da curva photographica, cujas coordenadas sam z_0 e y_0 . Consideremos a projecção sobre o plano dos xz de trajectoria correspondente a este ponto.

Seja u_x a projecção da velocidade sobre este plano e ρ o raio de curvatura da projecção da trajectoria; designando por H a intensidade do campo magnetico, temos

$$\frac{u_x^2}{\rho} = \frac{e}{m} \cdot u_x \cdot H \dots\dots\dots (1)$$

ou

$$\frac{1}{\rho} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{u_x}, \dots\dots\dots (2)$$

como já vimos.

Se os dois discos do condensador sam symetricos em relação á linha que une a origem das radiações com o centro do diaphragma, os raios sairam deste fazendo um angulo α com o plano dos xz cuja tangente se calcula do modo seguinte: no centro do diaphragma temos

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} \cdot F \cdot \frac{t}{2}$$

designando por F a intensidade do campo electrico e por t o tempo durante o qual a particula se acha neste campo.

Temos tambem

$$dt = \frac{ds}{u_x} \quad \text{e} \quad \frac{t}{2} = \frac{s_1}{u_x}$$

designando por s_1 a projecção da metade do caminho percorrido no campo electrico. Será portanto

$$\text{tang } \alpha = \frac{dy}{ds} = \frac{e \cdot F \cdot s_1}{m \cdot u_x^2}$$

Designando por s_2 a projecção da trajectoria, comprehendida entre o centro do diaphragma e a placa photographica, temos

$$y_0 = \frac{e \cdot F \cdot s_1 \cdot s_2}{m \cdot u_x^2} \dots \dots \dots (3),$$

Entre ρ e o desvio magnetico z_0 pode-se estabelecer facilmente, designando por x_1 e x_2 respectivamente as distancias do radio ao diaphragma e do diaphragma á placa, a relação.

$$\rho = \frac{z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2}{2z_0} + \frac{x_1^2 z_0}{4(z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2)}$$

em que, como já vimos, $x_1 = x_2 = 2^{\text{cent}}$.

Designando por h a altura dos discos do condensador, temos

$$s_1 = \rho \cdot \text{arc sen } \frac{h}{2\rho}$$

e

$$s_2 = 2\rho \cdot \text{arc sen} \frac{\sqrt{x_2^2 + z_0^2}}{2\rho}.$$

Das relações (1), (2) e (3) resulta

$$u_x = \frac{F \cdot s_1 \cdot s_2}{y_0 \cdot \rho \cdot H}$$

e

$$\frac{e}{m} = \frac{u_x}{\rho \cdot H}.$$

Finalmente, seria facil ver que a velocidade real, que é a mesma na origem da radiação e no centro do diaphragma, tem o valor

$$u = u_x \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{y_0^2}{s_2^2} \right)$$

ou, desprezando o valor $\frac{y_0^2}{s_2^2}$,

$$u = u_x.$$

Temos portanto todos os elementos para calcular os valores de $\frac{e}{m}$ e u para qualquer ponto da curva.

KAUFMANN obteve os resultados seguintes:

| Valores de u em cm/seg | Valores de $\frac{e}{m}$ |
|-----------------------------------|--------------------------|
| $2,36 \cdot 10^{10}$ | $1,31 \cdot 10^7$ |
| $2,48 \cdot 10^{10}$ | $1,17 \cdot 10^7$ |
| $2,59 \cdot 10^{10}$ | $0,97 \cdot 10^7$ |
| $2,72 \cdot 10^{10}$ | $0,77 \cdot 10^7$ |
| $2,85 \cdot 10^{10}$ | $0,63 \cdot 10^7$ |

Os valores de $\frac{e}{m}$ são da mesma ordem de grandeza que o achado para os *raios cathodicos*.

Este quadro mostra-nos ainda que o valor de $\frac{e}{m}$ diminue quando u augmenta, o que está de accordo com o que dissemos no capitulo I.

KAUFMANN fez posteriormente outras experiencias sobre este assumpto que, pela sua importancia, serão o objecto do proximo capitulo.

Raios α

A natureza dos raios α foi difficil de estabelecer porque um campo magnetico sufficiente para produzir um desvio consideravel dos raios β , não produzia effeitos apreciaveis nos raios α . Hoje, porém, disposições especiaes permitem que a sua natureza seja facilmente determinada, quer pelo methodo electrico quer pelo methodo photographico. Consideraremos successivamente cada um destes methodos.

RUTHERFORD ¹ empregou a seguinte disposição. Os raios emittidos por uma delgada camada de radio passavam através de estreitas fendas parallelas e, atravessando em seguida uma folha de aluminio, entravam num vaso onde existia um electroscopio de folhas de ouro. A ionização

¹ RUTHERFORD — *Radio-activity*, pag. 143.

produzida pelas radiações emitidas era medida pela velocidade do movimento das folhas deste electroscopio, previamente carregado e isolado. As fendas através das quaes passavam os raios eram os intervallos de 20 ou 25 discos de latão, parallellos, regularmente espaçados de, proxima-mente, 0,05 centimetros. O campo magnetico era applicado de modo que a deflecção fosse perpendicular ao plano destes discos. Um pequeno desvio era sufficiente para os raios serem interceptados e portanto absorvidos.

Nesta experiencia é necessario evitar que a emanação do radio entre no vaso que contém o electroscopio. A sua presença ahi produziria uma grande ionização, mascarando portanto os effeitos observados. Para este fim uma corrente de hydrogenio entra no vaso, atravessa a folha poroza de aluminio, passa entre os discos de latão e sae finalmente do aparelho arrastando consigo a emanação produzida. Os raios α sam muito mais facilmente absorvidos pelo ar do que pelo hydrogenio e a ionização produzida pelos raios β e γ é muito menor no hydrogenio do que no ar. O emprego do hydrogenio simplifica portanto a experiencia.

RUTHERFORD obteve, numa experiencia, os seguintes resultados:

| | Descarga do electroscopio em volts por minuto |
|---|---|
| (1) Sem campo magnetico..... | 8,33 |
| (2) Com campo magnetico..... | 1,72 |
| (3) Radio coberto com uma delgada lamina de mica para absorver os raios α .. | 0,93 |
| (4) Radio coberto com mica e campo magnetico applicado..... | 0,92 |

A lamina de mica empregada tinha a espessura sufficiente para absorver os raios α , deixando passar os raios β e γ sem absorpção sensivel. A differença entre (1) e (3) dá-nos a velocidade de descarga devida aos raios α ; a differença entre (2) e (3) dá-nos a velocidade de descarga devida aos raios α não desviados pelo campo magnetico empregado. Esta velocidade diminue á medida que augmenta a intensidade do campo. Com um campo magnetico sufficientemente forte consegue-se desviar todos os raios α , mostrando-se assim que sam inteiramente constituídos por particulas carregadas em movimento.

Para determinar a direcção do desvio os discos eram espaçados de um millimetro, e metade de cada um dos intervallos era coberta com uma tira de latão. A diminuição da velocidade de descarga depende agora da direcção do campo. Deste modo se verificou que os raios α sam desviados em sentido contrario ao dos *raios cathodicos*. Sam portanto constituídos por particulas carregadas positivamente.

RUTHERFORD verificou tambem o desvio electrostatico destes raios, que é ainda mais difficil de obter que o desvio magnetico. O apparelho empregado era o mesmo; os discos de latão eram isolados e communicavam alternadamente com uma fonte de potencial. A descarga do electroscopio diminuia com a applicação do campo electrico.

Estes resultados foram confirmados por BECQUEREL pelo methodo photographico. O radio era collocado numa ranhura rectilinea aberta num pequeno blóco de chumbo. Á distancia dum centimetro havia um diaphragma formado

por dois discos deixando entre si um estreito intervalo paralelo á ranhura. Por cima estava a placa photographica. O conjuncto estava collocado num forte campo magnetico paralelo á ranhura. O campo magnetico era sufficientemente forte para desviar os raios β , de modo que não produzissem impressão na placa. Assim se obtinha uma imagem nitida produzida pelos raios α ; invertendo o campo produzia-se outra imagem que correspondia a uma deflecção em sentido contrario ao da primeira. Os desvios observados eram pequenos e em sentido contrario aos observados, pelo mesmo methodo, para os raios β .

Os valores de u e de $\frac{e}{m}$ tẽem sido determinados pelos dois methodos.

RUTHERFORD, empregando o methodo da combinação dos desvios electrostatico e magnetico, achou

$$u = 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm/seg}$$

e

$$\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3.$$

DE COUDRES, medindo os desvios electrico e magnetico, achou, pelo methodo photographico, os valores

$$u = 1,65 \cdot 10^9 \text{ cm/seg}$$

e

$$\frac{e}{m} = 6,4 \cdot 10^3$$

que confirmam os primeiros.

Posteriormente, MACKENZIE fez numerosas experiencias medindo as deflecções electrostatica e magnetica. Usou uma modificação do methodo photographico: em frente da placa collocava um diaphragma de sulfureto de zinco que, batido dos raios, se tornava phosphorecente; esta phosphorecencia impressionava a placa.

As photographias obtidas mostraram que nem todos os raios emitidos soffriam igual deflecção, visto que a imagem da fenda através da qual passavam era consideravelmente ampliada. A ampliação devida ao campo magnetico era maior que a devida ao campo electrico contra o que se devia esperar, visto que, differindo as particulas unicamente na velocidade, o desvio no primeiro caso é proporcional á primeira potencia e no segundo caso ao quadrado da velocidade. Esta anomalia é provavelmente devida ¹ á menor duração da exposição no caso do campo electrico.

MACKENZIE achou para u valores comprehendidos entre $1,11 \cdot 10^9$ e $1,64 \cdot 10^9$; estes valores correspondem ás velocidades adquiridas pelas particulas depois de atravessarem uma lamina de mica que cobria a origem das radiações. MACKENZIE calculou que as velocidades eram reduzidas de 6 % na passagem através da mica; as velocidades com que estas saem do radio serão portanto comprehendidas entre $1,18 \cdot 10^9$ e $1,74 \cdot 10^9$. Os valores de $\frac{e}{m}$ estaram portanto comprehendidos entre $3 \cdot 10^3$ e $6,05 \cdot 10^3$; a média é $5 \cdot 10^3$.

BECQUEREL verificou que o raio de curvatura da traje-

¹ THOMSON — *Conduction of Electricity through gases*, pag. 357.

ctoria das particulas, sob a acção dum campo magnetico forte, augmenta com a distancia da placa photographica á fenda através da qual os raios passam. Este facto é explicado pela differença de velocidade das particulas; as que possuem menor velocidade sam mais facilmente absorvidas, de modo que, augmentando o afastamento da placa, só a attingem as particulas mais rapidas. BRAGG e KLEEMAN, estudando a absorpção dos raios α emittidos por uma camada espessa de radio, acharam que o poder de penetração, e portanto a velocidade, variava dentro de largos limites. Este facto explicou-se admittindo que as particulas partiam de differentes profundidades, soffrendo portanto retardações diversas. Em experiencias posteriores, os mesmos physicos mostraram que havia outra causa de variação de velocidade no facto dos differentes productos de desintegração do radio emittirem raios α com propriedades diversas.

Supponhamos que na relação $\frac{e}{m}$ o valor de e é o da carga transportada na electrolyse pelo ião H. O valor desta relação será: para o atomo de hydrogenio 10^4 , para o atomo de helio $2,5 \cdot 10^3$ e para a molecula de hydrogenio $5 \cdot 10^3$. O valor que obtivemos para as particulas α concorda com este ultimo, suppondo que o valor de e é o mesmo; se for duplo concordará com o correspondente ao atomo de helio.

Com os conhecimentos que temos sobre este assumpto não podemos chegar a um resultado positivo. Notaremos apenas que as particulas α sam da ordem de grandeza de atomos.

Recentemente, SOBBY fez experiencias com que pretendem demonstrar que estas particulas devem a sua carga positiva á ionização do ar. A altas rarefações não observou a menor deflecção e portanto as particulas α , intrinsicamente, não possuiriam carga. Esta conclusão, não prova-vel, não pode ainda ser considerada como verdadeira ¹.

Raios γ

Além do seu muito maior poder de penetração, estes raios differem dos que já estudamos em não serem defle-tidos por um campo electrico ou magnetico.

Ainda hoje não está definitivamente resolvido se os raios γ têm character corpuscular ou se pertencem ao typo do raios de RÖNTGEN.

A sua grande penetração e o facto de não serem defle-tidos approxima-os destes ultimos.

EVE estudando a conductibilidade dos gazes produzida pelos raios X, reconheceu que esta conductibilidade variava com o poder de penetração dos raios considerados e que entre as propriedades destes raios e as dos raios γ não havia portanto a differença que ao principio se suppoz existir.

RUTHERFORD emittiu a opinião de que os raios γ têm com os raios β a mesma relação que os raios X têm com os raios *cathodicos*. Esta opinião baseia-se no facto da intensidade dos raios γ ser proporcional ao grau de expulsão de particulas β . A expulsão de cada particula β

¹ OLIVER LODGE — *Electrons*, pag. 172.

da substancia radio-activa daria origem a uma pulsação que se propagaria com a velocidade da luz.

PASCHEN considera os raios γ como produzidos pelo movimento de electrões negativos com uma velocidade quasi igual á da luz.

A opinião, porém, mais geralmente accete e, por emquanto, mais fundamentada é a primeira que considerámos: os raios γ sam da mesma natureza dos raios RÖNTGEN, pertencendo porém a um typo de maior poder de penetração.

CAPITULO VII

Experiencia de Kaufmann

Já vimos que, quando uma corrente cresce, se desenvolve uma força electro-motriz de auto-inducção que se oppõe á passagem da corrente; ao contrario, quando uma corrente decresce, a força electro-motriz de auto-inducção tende a conservá-la. A auto-inducção é uma verdadeira inercia.

Um raio cathodico, constituido por um grande numero de projecteis carregados negativamente, pode ser considerado como uma corrente; differe da corrente ordinaria, em que a materia é immovel e a electricidade circula através della. A corrente em que a electricidade é transportada por um vehiculo material, com o qual está ligada, chama-se *corrente de convecção*. Tem sido demonstrado que estas correntes têm as mesmas propriedades que as *correntes de conducção*.

Se a velocidade duma particula cathodica varia, a intensidade da corrente correspondente tambem varia, desenvolvendo-se portanto uma auto-inducção que tende a contrariar esta variação. As particulas possuem portanto uma inercia dupla: a inercia ordinaria e a inercia devida

á auto-inducção. Terám tambem uma massa total, somma da massa ordinaria e da massa electro-magnetica.

O calculo mostra que a massa electro-magnetica varia com a velocidade e que a força de inercia de auto-inducção não é a mesma, quando a velocidade da particula augmenta ou diminue, ou quando varia a sua direcção; o mesmo succede á força da inercia total.

A massa total não é portanto a mesma, quando a força real applicada á particula é parallela á sua velocidade e tende fazel-a variar em grandeza, ou quando a força é perpendicular á sua velocidade e tende a fazel-a variar em direcção. É necessario distinguir a *massa total longitudinal* e a *massa total transversal*; estas massas variam com o valor da velocidade.

Nos diversos casos que temos considerado medimos a velocidade e a relação entre a carga e a massa total transversal.

Já vimos que os raios β não sam todos identicos. Poderiamos suppor que cada especie de raios era caracterizada por uma velocidade, por uma carga ou por uma massa determinada. É mais natural, porém, admittir que a carga e a massa ordinaria sam as mesmas e que unicamente varia a velocidade. O valor de $\frac{e}{m}$ varia com a velocidade porque assim varia a massa total m , unica observavel.

Varios physicos têm calculado a lei da variação da massa electro-magnetica com a velocidade. KAUFMANN, determinando experimentalmente, nos raios β , os valores de $\frac{e}{m}$ correspondentes a differentes valores da velocidade,

fez conhecer a lei de variação da massa total. A comparação das duas leis permite-nos determinar a relação entre a massa electro-magnética e a massa total.

Tal é o problema de que nos occuparemos neste capítulo. Estudaremos primeiro as varias formulas propostas para exprimir a primeira lei e em seguida exporemos os notaveis trabalhos de KAUFMANN sobre a determinação da segunda.

Formulas de Abraham

MAX ABRAHAM¹ propoz uma dinamica do electrão assente sobre bases puramente electro-magnéticas.

O electrão, tal como o definimos, isto é, sem suporte material, é considerado com a forma espherica e a carga electrica suppõe-se distribuida em camadas esphericas homogeneas. ABRAHAM considera principalmente os dois casos simples duma densidade volumetrica ou superficial uniformes.

A dinamica do electrão repouza sobre tres systemas de equações fundamentaes: as *equações cinematicas* que limitam a liberdade de movimento do electrão, as *equações do campo* que dam o campo electro-magnético produzido pelo electrão e as *equações dynamicas fundamentaes* que determinam o movimento do electrão num dado campo exterior.

¹ MAX ABRAHAM — *Principes de la dynamique de l'électron*. Traduit de l'allemand. (*Memoires réunis et publiés* par H. ABRAHAM e P. LANGEVIN).

As equações do primeiro systema coincidem com as da cinematica dum solido invariavel. A electricidade está ligada aos elementos de volume do *electrão invariavel* como a material aos elementos de volume do solido. O electrão é considerado sem elasticidade; as forças exteriores communicam-lhe um movimento de translacção ou de rotação e as forças interiores, provenientes do campo produzido, equilibram as primeiras, sem que se admittam forças capazes de o deformar.

Sam estas as principaes hypotheses admittidas por ABRAHAM.

Quando um electrão se move produz-se uma perturbação no ether que o cerca; esta perturbação acompanha-o no seu movimento. Os campos electrico e magnetico produzidos seriam, para um observador que acompanhasse o electrão, invariaveis e só poderiam ser alterados variando a grandeza ou a direcção da velocidade.

Variando a velocidade produz-se a chamada *onda de acceleração*, perturbação analoga ás ondas luminosas, que parte do electrão no momento da variação e que se propaga por ondas esphericas successivas com a velocidade da luz.

Conclue-se que no movimento rectilíneo e uniforme a energia se conserva integralmente, mas que, desde que haja acceleração, ha perda de energia que se dissipa sob a forma de ondas analogas ás ondas luminosas.

Neste ultimo caso a energia e quantidade de movimento deixam de depender unicamente de velocidade actual. O campo electro-magnetico é constituido pela sobreposição de todas as perturbações que têm sido produzidas pelo

electrão. É necessario portanto conhecer toda a sua historia para fazer o estudo perfeito do campo. Diz ABRAHAM que esta circumstancia torna impossivel a solução completa da dynamica do electrão.

Sabemos que se uma corrente de conducção é estacionaria, isto é, se a sua intensidade é constante, o campo magnetico produzido é definido pelo valor desta intensidade. Variando a intensidade, o novo campo não depende sómente da intensidade actual, mas tambem da sua variação com o tempo. Para variações rapidas como as oscillações hertzianas, esta circumstancia tem um papel essencial, manifestando-se pelas ondas que emite um excitador de HERTZ. Na theoria das correntes alternativas de pequena frequencia essa circumstancia não é porém attendida; calcula-se a intensidade do campo magnetico como se a intensidade da corrente fosse estacionaria e em seguida, partindo da energia deste campo, calcula-se a auto-inducção que se oppõe á variação da corrente. Esta theoria da corrente quasi-estacionaria concorda satisfatoriamente com os factos observados; a irradiação desprezada só se torna sensivel nas variações rapidas.

Á corrente de conducção estacionaria corresponde a corrente da convecção estacionaria, isto é, um electrão em movimento uniforme; á corrente quasi-estacionaria corresponde um *movimento quasi-estacionario*. Neste caso pode-se calcular a energia e a quantidade de movimento unicamente em funcção da velocidade actual.

No movimento quasi-estacionario podemos ainda considerar duas especies de movimentos — movimentos lentos e movimentos rapidos — conforme a velocidade do electrão

é ou não pequena quando comparada com a velocidade da luz.

ABRAHAM deduziu que nos primeiros a massa longitudinal é igual á transversal enquanto que nos segundos a massa longitudinal é sempre superior á transversal; nos primeiros a massa não depende da velocidade enquanto que nos segundos depende.

Para os movimentos rapidos, ABRAHAM chegou ás seguintes formulas que nos dam respectivamente os valores das massas longitudinal e transversal:

$$m_1 = \frac{3}{4} m_0 \cdot \chi(\beta) \quad , \quad \chi(\beta) = \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[-\frac{1}{\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} + \frac{2}{1-\beta^2} \right]$$

$$m_2 = \frac{3}{4} m_0 \cdot \phi(\beta) \quad , \quad \phi(\beta) = \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1+\beta^2}{2\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1 \right] \quad (1)$$

representando m_0 a massa electro-magnetica para pequenas velocidades e $\beta = \frac{u}{v}$ a relação entre a velocidade do electrão e a velocidade da luz.

O valor de m_0 , que já vimos ser o mesmo para a massa longitudinal e transversal, é

$$m_0 = \frac{4}{5} \cdot \frac{e^2}{R \cdot v^2}$$

no caso da carga estar uniformemente distribuida em volume, ou

$$m_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{R \cdot v^2}$$

no caso da carga estar uniformemente distribuida na superficie.

O valor de m_0 , dependendo da carga e do electrão, do seu raio R e da velocidade da luz v , é portanto constante.

ABRAHAM demonstrou que a theoria do movimento quasi-estacionario é applicavel em todos os casos que considerámos na determinação do valor de $\frac{e}{m}$; considera os raios *cathodicos* na cathegoria dos movimentos lentos e os raios β na dos movimentos rapidos.

Os methodos que expozemos para a determinação do valor de $\frac{e}{m}$ nos raios *cathodicos* permitem-nos conhecer o valor da massa total transversal. Porém, quando tratamos dos raios de LENARD, pag. 47, determinamos o valor da massa total longitudinal. Como vimos, os valores obtidos eram iguaes. Verificamos tambem que o valor da velocidade não influa no de $\frac{e}{m}$. Estes factos confirmam o que dissémos.

Concluimos portanto que só os raios β permitem resolver o problema de que, neste capitulo, nos occupamos.

Formula de J. J. Thomson

Já vimos (cap. I) que uma esphera carregada, de carga e e raio a , movendo-se com uma velocidade pequena em relação á da luz, se comporta como se a sua massa fosse augmentada de $\frac{2 \cdot \mu \cdot e^2}{3 \cdot a}$, designando por μ a permeabilidade magnetica do meio.

Quando a velocidade da esphera carregada não é pequena em relação á da luz, THOMSON deduziu a seguinte formula que nos dá o valor da massa electro-magnetica da esphera:

$$m \cdot u = \frac{e^2}{2 \cdot a} \cdot \frac{v^2}{(v^2 - u^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ \theta \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{v^2}{u^2} \right) + \frac{1}{2} \cdot \text{sen} \theta \left(1 + \frac{1}{4} \cdot \frac{v^2}{u^2} \cdot \cos 2\theta \right) \right\}$$

onde

$$u = v \cdot \text{sen} \theta$$

sendo u e v respectivamente a velocidade da esphera e da luz.

Esta formula pode ser escripta do seguinte modo:

$$m = \frac{2 \cdot \mu \cdot e^2}{3a} \cdot \frac{3}{8} \cdot \frac{(1 - 2 \cos 2\theta) \frac{2\theta}{\text{sen} 2\theta} + (2 - \cos 2\theta)}{1 - \cos 2\theta}$$

ou

$$m = \frac{2 \cdot \mu \cdot e^2}{3a} \cdot \Phi(\theta) = m_0 \cdot \Phi(\theta) \dots \dots \dots (2)$$

designando por m_0 a massa electro-magnetica da esphera quando a velocidade é pequena; quando assim succede $\Phi(\theta)$ é igual á unidade e $m = m_0$.

Formulas de Lorentz

LORENTZ ¹ admite que, quando o electrão está em repouso, a sua forma é espherica e as forças electricas equilibram as forças elasticas; quando o electrão se move, as forças electro-magneticas resultantes do seu movimento alteram-lhe a forma de equilibrio e o electrão deixa de ser espherica; admite portanto o *electrão deformavel*.

O electrão, em repouso, é uma esfera de raio R, e, em movimento de translação, é um ellipsoide de revolução cujo eixo menor coincide com a direcção do movimento; as deformações, nas direcções dos tres eixos do ellipsoide e em relação ao raio R, tomado como unidade, sam respectivamente $\frac{1}{k}$, $\frac{1}{1}$, $\frac{1}{1}$, sendo

$$k^2 = \frac{v^2}{v^2 - u^2},$$

em que u e v representam respectivamente as velocidades do electrão e da luz.

Os eixos do ellipsoide ², chamado de HEAVISIDE por ser

¹ H. A. LORENTZ — *Phénomènes électro-magnétiques dans un système qui se meut avec une vitesse quelconque inférieure à celle de la lumière*. Traduit de l'anglais. (Mémoires publiés par H. ABRAHAM e P. LANGEVIN).

² LORENTZ e FITZ-GERALD admittem que todos os corpos em movimento de translação soffrem uma contracção no sentido do movimento, que é a mesma para todos os corpos. Deste modo, supponha-

este physico o primeiro que o considerou, estam portanto

entre si na relação $k = \sqrt{1 - \frac{v^2}{u^2}} : 1 : 1$.

Posto isto, supponhamos que houve uma alteração no movimento do electrão a que corresponde a força F.

Consideremos o movimento quasi-estacionario de ABRAHAM; seja j_1 , a acceleração na direcção do movimento e j_2 a acceleração normal; a força F decompõe-se em duas, na direcção das accelerações, cujos valores sam

$$F_1 = m_1 j_1 \quad \text{e} \quad F_2 = m_2 j_2$$

designando por m_1 e m_2 respectivamente a massa longitudinal e transversal.

mos que um corpo se ajusta exactamente a um metro, quando se orienta o corpo e o metro no sentido do movimento da Terra, quando se orientem noutra direcção o corpo não deixa de se ajustar ao metro porque ambos soffreram igual variação.

Porém, se em vez de medirmos uma grandeza com o metro, a medirmos pelo tempo que a luz gasta em a percorrer, não devemos achar o mesmo valor quando a orientação da grandeza variar.

As experiencias de MICHELSON e MORLEY (*Preston-Theory of Light*, pag. 518) sam assim explicadas, admittindo, como faz LORENTZ, que a materia é perfeitamente permeavel ao ether e que este é immovel; a variação das dimensões do aparelho empregado, nas duas posições da experiencia, é tal que compensa o effeito que se deveria esperar, devido ao movimento da terra através do ether. Notemos que, todas as experiencias em que se tem querido pôr em evidencia este movimento, têm dado resultados negativos.

A hypothese da deformação tem a seu favor as experiencias referidas.

LORENTZ achou para m_1 e m_2 os seguintes valores:

$$m_1 = \frac{e^2}{6 \cdot \pi \cdot v^2 \cdot R} \cdot \frac{d(k \cdot u)}{du}$$

e

$$m_2 = \frac{e^2}{6 \cdot \pi \cdot v^2 \cdot R} \cdot k \dots \dots \dots (3)$$

em que e é a carga do electrão, uniformemente distribuida na superficie quando em repouso, e k é, como dissemos, uma funcção de u .

Para pequenas velocidades, temos

$$m_1 = m_2 = \frac{e^2}{6\pi \cdot v^2 \cdot R}$$

Como vemos, para velocidades não pequenas comparadas com a da luz, o valor da massa varia com a velocidade. Para pequenas velocidades, a massa transversal é igual á longitudinal e estas não variam com a velocidade.

Estes resultados sam os mesmos a que conduz a theoria de ABRAHAM; a lei de variação da massa com a velocidade e o valor da massa para pequenas velocidades é porém differente. Esta differença provém de LORENTZ considerar o *electrão deformavel* e ABRAHAM o *electrão indeformavel*.

Notemos finalmente que todas as formulas a que nos temos referido dam um valor infinito para a massa quando a velocidade do electrão for igual á da luz, mostrando-nos assim a impossibilidade dum tal movimento.

Experiencia de Kaufmann

As primeiras experiencias de KAUFMANN, de que nos occupámos quando estudámos os raios β , mostraram que a massa das particulas β variava com a velocidade; vimos como se determinava o valor de $\frac{e}{m}$ para os differentes valores de u .

KAUFMANN, depois do apparecimento dos trabalhos theoricos de ABRAHAM, realizou novas experiencias, mais exactas, com o fim de comparar os resultados experimentaes com os theoricos.

Para levar a exactidão o mais longe possivel, procurou obter:

- 1.º Curvas bem definidas;
- 2.º Grandes desvios.

Para satisfazer a primeira condicção, KAUFMANN¹ empregou um fragmento muito pequeno dum sal de radio, primeiro o chloreto puro e por fim o brometo puro.

Para satisfazer a segunda, empregou campos magneticos e electricos muito intensos. O campo electrico era produzido por 2.608 accumuladores; assim se obtinha uma differença de potencial constante de 5.200 volts.

O apparelho empregado era, com ligeiras modificações, o mesmo que já descrevemos quando tratámos dos raios

¹ KAUFMANN — *Sur la masse électromagnétique des électrons*. Traduit de l'allemand. (*Memoires réunis et publiés* par H. ABRAHAM et P. LANGEVIN).

β . A cada ramo da curva correspondia uma exposiçãõ de vinte horas.

Vejamõs agora a theoria do methodo seguido. O valor de ρ que apresentãmos (pag. 99) pode escrever-se

$$\rho = \frac{x_2^2 + x_1 x_2}{2z_0} + \frac{z_0}{2} \left[1 + \frac{x_1^2}{2(z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2)} \right];$$

à quantidade

$$z' = \frac{x_2^2 + x_1 x_2}{2\rho},$$

pouco differente de z_0 , chamaremos desvio magnetico reduzido.

Para desvios infinitamente pequenos, os valores que achãmos para s_1 e s_2 dam para o seu producto o valor limite $\frac{h x_2}{2}$. À quantidade

$$y' = y_0 \cdot \frac{h \cdot x_2}{2s_1 \cdot s_2}$$

chamaremos desvio electrico reduzido.

Deste modo, obtemos os seguintes valores:

$$u = \frac{z' \cdot h \cdot x_2 \cdot F}{y' (x_2^2 + x_1 x_2) \cdot H}$$

e

$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot z'^2 \cdot x_2 \cdot h \cdot F}{y' (x_2^2 + x_1 x_2)^2 \cdot H^2}$$

No apparelho empregado era

$$x_2 = 2,05, \quad x_1 = 2,024 \quad e \quad h = 1,70;$$

portanto

$$z' = \frac{4,176}{\rho}$$

e

$$y' = y_0 \frac{1,743}{s_1 \cdot s_2},$$

logo

$$u = 0,4175 \frac{z' \cdot F}{y' \cdot H} \dots\dots\dots (1)$$

e

$$\frac{e}{m} = 0,100 \frac{z'^2 \cdot F}{y' \cdot H^2} \dots\dots\dots (2).$$

A formula (1) de ABRAHAM, relativa á massa transversal, pode escrever-se

$$\frac{e}{m_2} = \frac{e}{m_0} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{\psi(\beta)}$$

Sendo

$$\psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right) \quad \text{e} \quad \beta = \frac{u}{v}$$

As equações (1) e (2) dam

$$\beta = K_1 \cdot \frac{z'}{y'}$$

$$\psi(\beta) = K_2 \cdot \frac{y'}{z'^2};$$

a equação da curva reduzida será

$$\frac{z'^2}{y'} = \frac{K_2}{\psi \left(K_1 \cdot \frac{z'}{y'} \right)} \dots\dots\dots (3).$$

Os valores das constantes, em função das dimensões do aparelho, são

$$K_1 = \frac{0,4175 \cdot F}{H \cdot v}$$

e

$$K_2 = \frac{5,57 \cdot H}{K_1 \cdot v} \cdot \frac{e}{m_0};$$

donde

$$\frac{e}{m_0} = \frac{K_1 \cdot K_2 \cdot 539 \cdot 10^7}{H} \dots \dots \dots (4).$$

Se for possível achar um valor para a constante K_1 tal que, (3),

$$\frac{z'^2}{y'} \cdot \psi \left(K_1 \cdot \frac{z'}{y'} \right) = K_2$$

seja constante, dentro dos limites dos erros da experiência, fica demonstrado que a curva observada está em harmonia com a fórmula de ABRAHAM.

KAUFMANN verificou que assim succedia, podendo portanto concluir, visto que a fórmula de ABRAHAM foi deduzida para massas da natureza exclusivamente electro-magnética, que *a massa das particulas β é exclusivamente de natureza electro-magnética*; cada particula é portanto um electrão.

A equação (4) permite-nos determinar os valores de $\frac{e}{m}$. Baseado nas observações de KAUFMANN, RUNGE obteve o valor medio

$$\frac{e}{m_0} = 1,775 \cdot 10^7 \pm 0,059 \cdot 10^7$$

que, dentro dos limites do erro da experiencia, concorda com o achado para os *raios cathodicos*.

KAUFMANN conclue que tambem *os raios cathodicos sam exclusivamente formados por electrões*.

As formulas de J. J. THOMSON e LORENTZ tambem concordam com os resultados obtidos por KAUFMANN, porèm, a formula de ABRAHAM é a que melhor se harmoniza com elles.

KAUFMANN tenciona proseguir as suas experiencias, esperando attingir uma muito maior precisão; então poderá decidir-se entre a hypothese do electrão indeformavel de ABRAHAM e a do electrão deformavel de LORENTZ.

Concluimos, portanto, que as particulas que constituem os raios cathodicos e raios β , as emittidas pelos metaes negativamente carregados sob a acção da luz ultra-violete e as emittidas pelos corpos incandescentes, sam de natureza identica, possuindo todas uma inercia de character puramente electro-magnetico.

Chegamos assim á seguinte conclusão: a electricidade negativa pode existir separada da materia, sendo, quando assim se manifesta, formada por pequenissimas porções isoladas e identicas. Assim como a materia é formada de atomos, *a electricidade negativa é formada de electrões*.

Suppondo que a carga de cada electrão é igual á transportada na electrolyse pelo ião H, podemos facilmente calcular as suas dimensões. Vimos que na theoria de ABRAHAM, para movimentos lentos, se obtinham as formulas

$$m_0 = \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2}{R} \text{ para a carga em volume}$$

e

$$m_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{R} \text{ para a carga em superficie.}$$

Para os raios cathódicos, SIMON achou

$$\frac{e}{m_0} = 1,865 \cdot 10^7;$$

servindo-nos deste valor, achamos

$$R = \frac{4}{5} \cdot e \cdot 1,865 \cdot 10^7 \text{ para a carga em volume}$$

e

$$R = \frac{2}{3} \cdot e \cdot 1,865 \cdot 10^7 \text{ para a carga em superficie.}$$

Como

$$2 \cdot 10^{-10} < e < 20 \cdot 10^{-10}$$

temos

$$10^{-13} \text{ cent} < R < 10^{-12} \text{ cent.}$$

Vemos assim que o raio do electrão é approximadamente $\frac{1}{100.000}$ do diametro duma molecula, calculado na theoria cinetica dos gazes,

As particulas positivamente electrizadas, que constituem os *raios canaes* ou que sam emittidas pelos metaes incandescentes e substancias radio-activas, tẽem uma massa da mesma ordem de grandeza que a dum atomo. Possuem portanto uma massa consideravelmente maior que a dos electrões, ou particulas negativas que vimos de considerar.

De dois modos podemos explicar esta differença. Podemos suppor que cada particula positiva tem, além da masa electro-magnetica, uma massa ordinaria consideravel, não tendo sido possivel, até hoje, separar a electricidade positiva da materia. Podemos, porém, igualmente admittir que a massa ordinaria é nulla e que as particulas positivas têm uma massa electro-magnetica muito maior por serem consideravelmente mais pequenas; com effeito, nas formulas que apresentámos, a massa dum electrão varia da razão inversa do seu raio. O valor de R que achámos mostra-nos qual deve ser a pequenez destas particulas.

Nada ha porém que nos permita decidir entre estas duas hypotheses; as velocidades reconhecidas nas particulas positivas são sufficientemente pequenas para que se não possa realizar um estudo, analogo ao que KAUFMANN fez das particulas negativas.

Diz OLIVER LODGE¹ que o problema da electricidade positiva é, na epocha actual, o principal problema a resolver em Physica.

Emquanto não for resolvido decidimo-nos conforme o temperamento conservador ou innovador de cada um. Admittida a segunda hypothese, a materia é de natureza electrica; existe unicamente a massa electro-magnetica, variavel com a velocidade, e a massa transversal não é igual á longitudinal; deixaram de ser verdadeiros os principios da mecanica.

¹ OLIVER LODGE — *Electrons*, pag. 147.

Ha argumentos importantes a favor desta hypothese, mas o seu estudo não cabe dentro dos limites que marcámos para o nosso trabalho. Serám o assumpto de outro trabalho que porventura publicaremos.

