

MÁRIO A. DA SILVA

Doutor pela Universidade de Paris

# Sobre dois métodos de determinação da probabilidade -h- de Thomson

(CONTRIBUIÇÃO PARA O ESTUDO DA AFINIDADE ELECTRÓNICA)

(TRABALHO SUBSIDIADO PELA JUNTA DE EDUCAÇÃO NACIONAL)



COIMBRA

IMPRESA DA UNIVERSIDADE

1931

18  
Sala 5  
Gab. -  
Est. 56  
Tab. 20  
N.º 39

Sala 5  
Gab. -  
Est. 56  
Tab. 20  
N.º 39



UNIVERSIDADE DE COIMBRA  
Biblioteca Geral



1301088618

SÓBRE DOIS MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO  
DA PROBABILIDADE —h— DE THOMSON

b16829967



BY PROCEEDINGS OF THE  
FEDERAL BUREAU OF INVESTIGATION

Dissertação

MÁRIO A. DA SILVA

Doutor pela Universidade de Paris

# Sôbre dois métodos de determinação da probabilidade - h - de Thomson

(CONTRIBUIÇÃO PARA O ESTUDO DA AFINIDADE ELECTRÓNICA)

(TRABALHO SUBSIDIADO PELA JUNTA DE EDUCAÇÃO NACIONAL)



COIMBRA

IMPRESA DA UNIVERSIDADE

1931

MARCO A. DA SILVA

Contribuição para o estudo da actividade eléctrica

Sobre dois métodos de determinação  
da probabilidade  $n$  de Thomson

CONTRIBUIÇÃO PARA O ESTUDO DA ACTIVIDADE ELÉCTRICA

TRABALHO SUBMETIDO À COMISSÃO DE EXAMES

---

SEPARATA

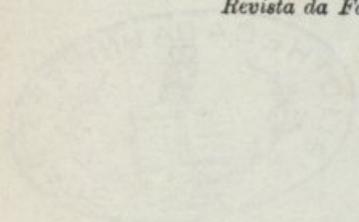
DA

*Revista da Faculdade de Ciências da Universidade de Coimbra*

---

VOL. I — N.º 2

---



COIMBRA

IMPRESSÃO DA UNIVERSIDADE

1961

## INTRODUÇÃO

Dissertação para concurso ao  
magistério da Faculdade de  
Ciências.

1. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

2. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

3. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

4. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

5. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

6. - Deixa-se a Linguagem e prosa de natureza de nível  
alto de momento de formação dos seus alunos. De sua  
educação, há que se falar, como expresso no momento para  
seguinte, por exemplo.

Divulgação para concurso ao  
Magistério da Faculdade de  
Ciências

## INTRODUÇÃO

1 — Devem-se a Langevin as primeiras tentativas de explicação do mecanismo de formação dos iões gasosos. Na sua antiga teoria, Langevin admitia, como hipótese fundamental para explicar êste mecanismo, a existência duma polarização electrostática das moléculas neutras dos gases ionizados, provocada pelos centros electrizados produzidos pela acção do agente ionizante.

Partindo da existência desta polarização e por meio de raciocínios semelhantes aos que se utilizam na teoria cinética dos gases, Langevin foi conduzido a admitir a possibilidade de formação de iões polimoleculares e a deduzir para os coeficientes característicos do movimento iónico, expressões que foram confirmadas, justo é dizê-lo, pelos primeiros resultados fornecidos pela experiência.

Assim se explica o successo obtido pela teoria de Langevin nos primeiros tempos em que foram estudadas as propriedades dèsses corpúsculos a que se atribuiu desde logo, com tóda a razão, a conductibilidade eléctrica dos gases.

A concordância, porém, entre os resultados teóricos e os fornecidos pela experiência, não pôde ser mantida por muito tempo: certos factos experimentais, descobertos posteriormente ao desenvolvimento da teoria de Langevin, vieram mostrar a necessidade de modificar as concepções, demasiado simplistas, em que ela se fundamentava.

Pelo que diz respeito, em especial, aos iões negativos, alguns resultados obtidos mostraram que no mecanismo de formação dèstes iões, intervém, como factor importante, com o qual a

teoria de Langevin não entrava em linha de conta, o comportamento químico das moléculas a partir das quais se formam os iões.

Entre os trabalhos que marcaram pela sua originalidade e que mais contribuíram para a modificação das concepções simples da teoria antiga, deve-se citar o que foi publicado por J. J. Thomson em 1915, sob o título *The mobility of negative ions at low pressures*.

É neste trabalho que J. J. Thomson estabelece pela primeira vez a noção fundamental de electroafinidade já hoje muito conhecida e sobre a qual não temos por isso necessidade de insistir.

2 — Devem-se a Loeb as primeiras determinações da electroafinidade dalguns gases; entre eles, estudou este Físico o oxigénio e o cloro que, pelo seu carácter electronegativo acentuado, mereceram desde logo uma atenção especial.

Em todos os seus trabalhos, Loeb ocupou-se apenas da electroafinidade molecular que caracterizou pelo número  $n$  de Thomson. Este número representa na teoria de Thomson, o número médio de choques que deve fazer um electrão contra as moléculas do gás em que se desloca, antes de se fixar sobre uma dessas moléculas e formar com ela um ião negativo. É por vezes interessante considerar, e é o que faremos no nosso trabalho, o inverso deste número  $h = 1/n$  que representa a probabilidade que tem o electrão de se fixar no momento dum choque sobre uma molécula do gás.

O estudo da electroafinidade atómica é mais difícil de abordar pelo mesmo método. Neste caso, a electroafinidade pode determinar-se indirectamente pelo estudo, por exemplo, do espectro chamado de afinidade electrónica. O estudo deste espectro faz conhecer, com efeito, a frequência limite  $\nu_0$  emitida quando o electrão passa do estado livre (velocidade inicial igual a zero) ao estado em que gravita em volta do núcleo do átomo com o qual constitui o ião negativo. Conhecida esta frequência, a re-

lação de Einstein:

$$h\nu_0 = e$$

permite calcular a energia  $e$  a que pode ser dado o nome de energia de afinidade, ou ainda o potencial de ionização do ião negativo e que pode também servir para avaliar a electroafinidade atómica. Convém recordar que êste potencial de ionização significa a diferença de potencial que deve ser transposta por um electrão, primitivamente em repouso, para adquirir a energia necessária para arrancar num choque o electrão suplementar que constitui, com o átomo neutro, o ião negativo.

Êste mesmo método poderia, em princípio, aplicar-se ao estudo da electroafinidade molecular. Devem existir espectros de afinidade molecular apresentando para o lado dos grandes comprimentos de onda, um limite bem definido que deve corresponder à passagem do electrão do estado livre e de velocidade inicial igual a zero, até à órbita normal que êle pode descrever em volta da molécula. O limite porém destes espectros deve encontrar-se na região espectral extrema do infravermelho, cujas dificuldades de estudo são bem conhecidas. Não admira portanto que estes espectros não tenham ainda sido estudados.

Relativamente à determinação teórica da electroafinidade, muito pouco se tem feito. Há no entanto algumas tentativas recentes, a que não podemos deixar de nos referir, no domínio da nova mecânica ondulatória. Estas tentativas têm-se limitado quasi exclusivamente à resolução dalguns casos simples, como por exemplo, o da electroafinidade do átomo de hidrogénio (1). No caso da molécula de hidrogénio e, por maioria de razão, nos casos doutras moléculas mais complicadas, a teoria tem-se mostrado impotente perante a complexidade dos problemas postos.

---

(1) Veja-se por exemplo: *Die Elektronenaffinität des Wasserstoffatoms nach der Wellenmechanik* — Hylleraas (*Zeitschrift für Physik* — Band 60, 624 (1930).

3 — Voltemos, pôsto isto, à determinação experimental da electroafinidade molecular pelo número  $n$  de Thomson. Esta determinação tem um inconveniente que convém desde já apontar: o número de Thomson não é apenas, como o supoz a principio Thomson, função da natureza química do gás. Este número é ainda, como foi demonstrado por Bailey, função da energia do electrão. Por outras palavras, a probabilidade  $h$  de fixação dum electrão sôbre uma molécula no momento dum choque, não depende apenas da natureza química do gás que se considera; depende ainda da velocidade com que se move o electrão no momento do choque. A variação com a velocidade é no entanto pequena, dentro de determinados limites. A-pesar-disso convém, sempre que seja possível, indicar em tôdas as determinações de  $n$  ou de  $h$ , a velocidade correspondente do electrão.

Limitamo-nos a estas indicações sumárias sôbre o que se tem feito no domínio das questões que se relacionam com a afinidade electrónica e para cujo estudo constitui uma pequena contribuição, o trabalho que apresentamos a seguir.

NOTA — Os aparelhos descritos neste trabalho foram construídos no Laboratório de Física da Universidade de Coimbra pelo preparador-conservador, sr. António Ferreira e pelo preparador, sr. Francisco Galvão.

## CAPÍTULO I

### Sôbre um primeiro método de determinação da probabilidade $h$ de Thomson

1. **Teoria do método.** — Nos primeiros trabalhos que publicámos sôbre a ionização do argo puro, mostrámos que as curvas de ionização que se obtêm neste gás e que correspondem ao transporte de electrões livres, se deformam consideravelmente quando se misturam com o argo pequenas quantidades de gases electronegativos. O estudo das deformações obtidas permitiu-nos a comparação das afinidades electrónicas dos gases que se misturavam com o argo.

Nestes trabalhos não nos foi porém possível obter uma determinação do número  $n$  de Thomson que nos permitisse indicar para cada gás a sua electroafinidade.

Propomo-nos agora indicar alguns métodos novos de determinação dêste número, directamente applicáveis ao estudo das nossas misturas: argo + gás electronegativo, submetidas a condições experimentais análogas às dos nossos trabalhos anteriores.

Sejam A e B dois pratos dum condensador plano entre os quais existe argo sob uma pressão da ordem de grandeza da pressão atmosférica e ao qual se adicionou uma pequena quantidade do gás electronegativo cuja afinidade electrónica se pretende estudar.

Seja:

$$X = X_0 \text{ sen } \omega t = X_0 \text{ sen } 2\pi \frac{t}{T}$$

o campo applicado entre os dois pratos considerados ( $\omega = \frac{2\pi}{T}$  é a pulsação do campo alterno applicado).

Suponhamos que no instante  $t=0$  ( $X=0$ ) são produzidos  $N_0$  electrões na vizinhança do prato A.

Estes electrões são submetidos à acção do campo  $X = X_0 \sin \omega t$ ; suponhamos que no intervalo de tempo  $\frac{T}{2}$  que se segue ao estabelecimento do campo, os electrões são atraídos pelo prato B.

Seja  $\theta_d$  o tempo que um electrão gasta em percorrer a distância  $d$  entre os dois pratos A e B sob a acção do campo considerado.

Suponhamos:

$$\theta_d < \frac{T}{2}$$

Calculemos nestas condições o número  $N_d$  de electrões que percorrem uma distância  $d$ , contada paralelamente às linhas de força do campo, sem se fixar sobre as moléculas do gás electronegativo misturado com o argo.

Consideremos para isso dois planos às distâncias  $x$  e  $x + dx$  do prato A e designemos por  $U$  a velocidade de agitação térmica e por  $K$  a mobilidade do electrão. Posto isto, ao percurso  $dx$  feito pelo electrão paralelamente às linhas de força do campo no tempo  $dt = \frac{dx}{KX}$  (sendo  $X$  o valor do campo no instante em que o electrão, que partiu no instante  $t = 0$  do prato A, está à distância  $x$  de A), corresponde no gás o percurso  $U \cdot \frac{dx}{KX}$ . Se designarmos, pois, por  $\lambda$  o percurso livre médio do electrão na mistura, podemos calcular o número de choques que sofre o electrão quando avança de  $dx$  no sentido de A para B.

Este número é:

$$U \cdot \frac{dx}{KX} \cdot \frac{1}{\lambda}.$$

Ora alguns destes choques são feitos contra as moléculas do gás electronegativo. Podemos escrever que o número destes choques é igual a:

$$r U \cdot \frac{dx}{KX} \cdot \frac{1}{\lambda},$$

designando por  $r$  um coeficiente que calcularemos adiante e que é, evidentemente, função da pressão parcial do gás electronegativo.

Teremos pois para um número total  $N$  de electrões, um nú-

mero de iões formados igual a :

$$rUN \cdot \frac{dx}{KX} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot h$$

sendo  $h$ , como vimos, a probabilidade de formação dum ião.

Podemos pois escrever :

$$dN = - \frac{hrUN dx}{KX\lambda}$$

Para integrar esta equação, temos que exprimir  $X$  em função de  $x$ . Para isso basta notar que :

$$X = X_0 \text{sen } \omega \theta_x$$

designando por  $\theta_x$  o tempo que um electrão gasta em percorrer a distância  $x$ .

Temos pois :

$$x = \int_0^{\theta_x} K X_0 \text{sen } \omega t \cdot dt = K X_0 \frac{1 - \cos \omega \theta_x}{\omega}$$

ou ainda :

$$1 - \frac{\omega x}{K X_0} = \sqrt{1 - \text{sen}^2 \omega \theta_x}$$

$$\text{sen } \omega \theta_x = \sqrt{\frac{2 \omega x}{K X_0} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2 X_0^2}}$$

Portanto :

$$X = X_0 \text{sen } \omega \theta_x = X_0 \sqrt{\frac{2 \omega x}{K X_0} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2 X_0^2}}$$

ou ainda

$$X = \sqrt{\frac{2 \omega X_0 x}{K} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2}}$$

Temos portanto :

$$dN = - \frac{hrUN}{K\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{2 \omega X_0 x}{K} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2}}}$$

Integrando obtém-se:

$$N_1 = N_0 e^{-\int_0^{\delta} \frac{h r U}{K \lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{2 \omega X_0 x}{K} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2}}} dx}$$

sendo  $N_1$  o número de electrões livres à distância  $\delta$  do prato A.  
Podemos ainda escrever:

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{h r U}{K \lambda} \int_0^{\delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{2 \omega X_0 x}{K} - \frac{\omega^2 x^2}{K^2}}} dx}$$

supondo  $K$  constante e portanto  $\frac{U}{\lambda}$  também constante.

Calculando o integral obtém-se:

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{h r U}{\lambda \omega} \arccos \left( 1 - \frac{\omega \delta}{X_0 K} \right)}$$

Temos assim o número de electrões que ainda se encontram livres a uma distância  $\delta$  do prato A.

Esta expressão vai-nos permitir agora resolver este problema: determinar a carga  $Q$  recebida pelo prato B durante o intervalo de tempo considerado  $\frac{T}{2}$ . Esta carga pode ser determinada experimentalmente, ligando ao prato B um electrómetro.

Para calcular esta carga, designemos por  $x_1$  a mais pequena distância que pode ser percorrida, a partir do prato A, por um electrão no estado livre para que possa atingir o prato oposto B no intervalo de tempo  $\frac{T}{2}$ . É evidente que todos os electrões que se transformam em iões antes de ter percorrido a distância  $x_1$ , não podem atingir o prato B no intervalo de tempo  $\frac{T}{2}$ . Portanto, a carga  $Q$  que se pretende calcular, corresponde simplesmente aos electrões que são capazes de atingir um plano C situado a uma distância igual a  $x_1$  de A, sem se fixar sobre as moléculas do gás electronegativo. Um electrão que percorra esta distância  $x_1$  no estado livre e que se transforme num ião no momento em que passa por C, chega ao prato B precisamente no fim do intervalo de tempo  $\frac{T}{2}$ .

Seja pois  $\theta_x$ , o tempo que este electrão gasta em percorrer a distância  $x_1$  e  $\theta'_{d-x_1}$ , o tempo que gasta em percorrer a distância  $d - x_1$ , o ião em que é transformado.

Devemos portanto ter:

$$\theta_{x_1} + \theta'_{d-x_1} = \frac{T}{2}.$$

Por outro lado podemos escrever:

$$x_1 = \int_0^{\theta_{x_1}} K X_0 \sin \omega t . dt$$

donde se deduz

$$x_1 = K X_0 \frac{1 - \cos \omega \theta_{x_1}}{\omega}$$

e também

$$d - x_1 = \int_{\theta_{x_1}}^{\frac{T}{2}} K_1 X_0 \sin \omega t . dt$$

donde se deduz:

$$d - x_1 = K_1 X_0 \frac{1 + \cos \omega \theta_{x_1}}{\omega}$$

sendo  $K_1$  a mobilidade do ião.

Temos pois:

$$\frac{\omega x_1}{K X_0} = 1 - \cos \omega \theta_{x_1}$$

e

$$\frac{\omega (d - x_1)}{K_1 X_0} = 1 + \cos \omega \theta_{x_1}.$$

Deduz-se pois:

$$x_1 = \frac{2 X_0 K K_1 - K \omega d}{\omega (K_1 - K)}.$$

Se portanto na expressão que há pouco deduzimos para  $N_1$ , substituirmos  $\delta$  por

$$x_1 = \frac{2 X_0 K K_1 - K \omega d}{\omega (K_1 - K)}$$

e multiplicarmos essa expressão pela carga  $\varepsilon$  dum ião, teremos a expressão procurada da carga  $Q$ :

$$Q = \varepsilon N_0 e^{-\frac{hrU}{\omega\lambda}} \arccos \left[ 1 - \frac{2X_0 K K_1 - K \omega d}{(K_1 - K) X_0 K} \right].$$

Até aqui supuzemos que se produzia uma única ionização instantânea (produção de  $N_0$  electrões no tempo  $t=0$ ). Suponhamos agora que a mesma produção instantânea se efectua periódicamente nos instantes  $t=0$ ,  $t=T$ ,  $t=2T$ , etc.

Entre os instantes  $t=0$  e  $t=\frac{T}{2}$ , a carga recebida é a carga calculada  $Q$ ; entre  $t=\frac{T}{2}$  e  $t=T$  o campo inverte-se e portanto todos os iões negativos que não atingem o prato B entre  $t=0$  e  $t=\frac{T}{2}$  retrocedem caminho. Portanto a carga total recebida pelo prato B entre os instantes  $t=0$  e  $t=T$  é apenas a carga  $Q$ . O mesmo sucede entre  $t=T$  e  $t=2T$ , entre  $t=2T$  e  $t=3T$ , etc.

Logo a corrente de ionização que se estabelece no condensador entre A e B é

$$I = \frac{Q}{T} = \frac{\varepsilon}{T} N_0 e^{-\frac{hrU}{\omega\lambda}} \arccos \left[ 1 - \frac{2X_0 K K_1 - K \omega d}{(K_1 - K) X_0 K} \right].$$

Ora esta corrente pode ser medida pelo electrómetro ligado ao prato B. Temos assim uma expressão que nos permite calcular  $h$  ou o seu inverso, o número  $n$  de Thomson, se forem conhecidas as quantidades  $r$ ,  $U$ ,  $\lambda$ ,  $K$  e  $K_1$ .

Relativamente às quantidades  $U$  e  $\lambda$ , pode-se substituir na equação obtida, a relação  $\frac{U}{\lambda}$  que aí figura, pelo seu valor deduzido da equação de Langevin:

$$K = 0,75 \frac{e_1}{m} \cdot \frac{\lambda}{U}$$

donde se deduz  $\frac{U}{\lambda}$  em função de  $K$ :

$$\frac{U}{\lambda} = \frac{0,75 e_1}{m K}$$

Ficamos assim reduzidos apenas às quantidades  $r$ ,  $K$  e  $K_1$ . Relativamente a  $K_1$  — mobilidade do ião negativo — descreveremos adiante um método que serve para a sua determinação. Quanto a  $K$ , encontramos aqui as mesmas dificuldades já encontradas por outros autores. Os valores de  $K$  são em geral mal conhecidos. Contudo no caso do argo há já uma literatura muito extensa onde nos é possível encontrar valores de  $K$ , correspondentes às nossas condições experimentais e que até certo ponto se podem considerar satisfatórios.

Resta-nos a quantidade  $r$ .

Para a calcular, notemos que o quociente  $\frac{U dx}{K X \lambda}$  que calculamos atrás, representa o número total de choques contra as moléculas da mistura, feitos pelo electrão no percurso  $dx$  e que o quociente  $\frac{r U dx}{K X \lambda}$  representa o número de choques, relativo ao mesmo percurso, contra as moléculas do gás electronegativo misturado com o argo.

Podemos, para simplificar os cálculos que se seguem, considerar em vez destes quocientes, os números de choques feitos pelo electrão num segundo, quer contra as moléculas da mistura, quer contra as moléculas do gás electronegativo. Para calcular estes números de choques, basta dividir os quocientes indicados por  $\frac{dx}{K X}$ . Se designarmos então por  $n_{a+g}$  o número destes choques relativo à mistura e por  $n_g$  o relativo ao gás electronegativo, teremos:

$$r = \frac{n_g}{n_{a+g}}.$$

É fácil agora calcular  $n_g$  e  $n_{a+g}$ .

Seja  $P$  a pressão total da mistura — argo + gás electronegativo — e  $n' = \frac{a}{100}$  a percentagem do gás electronegativo na mistura ( $a$  moléculas de gás electronegativo para 100 da mistura). Portanto  $1 - n'$  é a percentagem do argo. Logo a pressão parcial do gás electronegativo é  $P n'$  e a do argo é  $P(1 - n')$ . Com efeito  $P n' + P(1 - n') = P$ .

Seja, posto isto,  $\lambda_g$  o livre percurso médio do electrão no gás electronegativo sob a pressão de 1 mm. de mercúrio. Ora sabe-se que o livre percurso médio varia na razão inversa da

pressão. Portanto se a pressão do gás é  $P n'$ , o livre percurso médio do electrão no gás, sob esta pressão, é  $\frac{\lambda_g}{P n'}$ . Logo o número de choques  $n_g$  é:

$$\frac{U}{\lambda_g/P n'} = \frac{U P n'}{\lambda_g}.$$

Por um raciocínio análogo se obteria para o número de choques no argo o valor seguinte:

$$\frac{U(1-n')P}{\lambda_a}$$

designando por  $\lambda_a$  o livre percurso médio do electrão no argo quando a pressão é também de 1 mm.

Obtemos finalmente para  $r$ :

$$r = \frac{U P n' / \lambda_g}{U P n' / \lambda_g + U P (1 - n') / \lambda_a}$$

ou ainda:

$$\frac{1}{r} = 1 + \frac{1-n'}{n'} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_a}.$$

**2. Realização experimental do método.** — Para realizar experimentalmente o método que fica descrito, empregamos a montagem que está indicada esquemáticamente na fig. 1.

A e B representam os dois pratos duma câmara de ionização perfeitamente estanque; C é um terceiro prato colocado a uma distância de B igual à d'este prato ao prato A e que serve para compensar as cargas induzidas por A sobre B quando funciona o transformador Tr. Esta compensação obtém-se ligando o ponto médio do secundário do transformador, à terra (potencial zero) e as duas extremidades livres, uma ao prato A e a outra ao prato C. B está ligado a um electrómetro de quadrantes não representado na figura. A medida da corrente de ionização entre A e B é feita por um método de compensação (método de Townsend ou quartzo piezo-eléctrico de Curie).

Os três pratos A, B e C são de latão de 0,5 mm. de espessura, mas o prato A tem no centro um orifício circular de 1 cm.

de diâmetro coberto com uma fôlha de ouro de 0,0001 mm. de espessura.

O fundo da câmara de ionização tem igualmente um orifício circular cujo diâmetro é também de 1 cm., coberto com uma

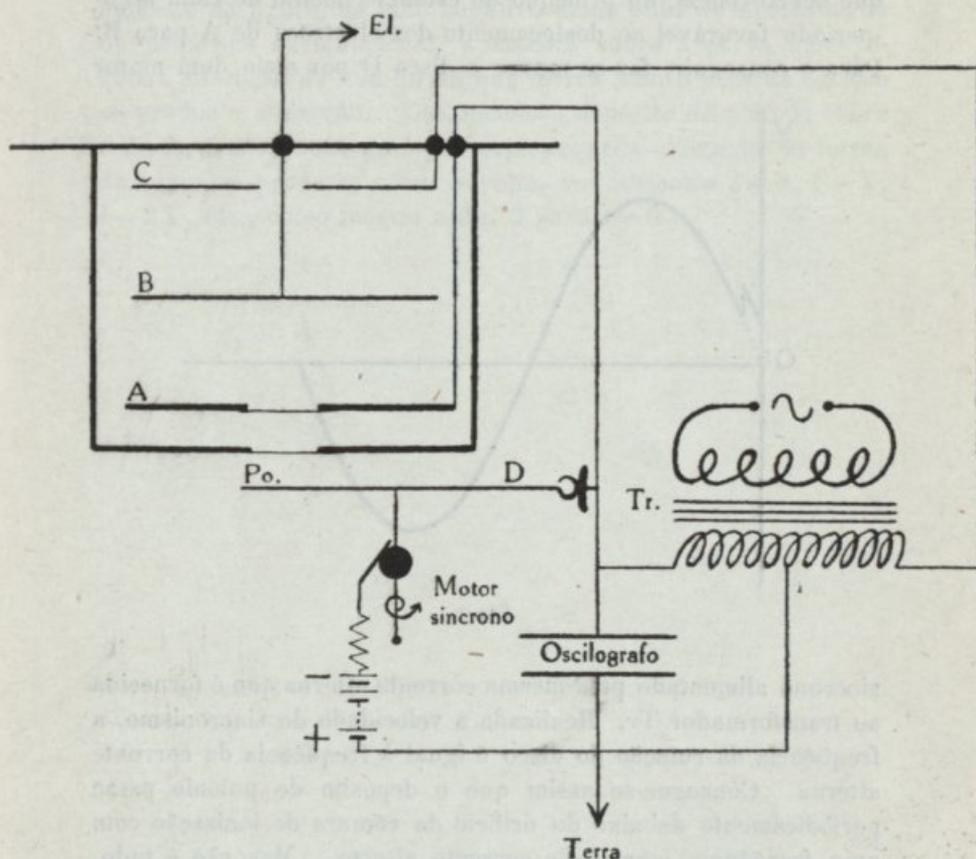


Fig. 1

fôlha de mica muito fina (0,01 mm. de espessura), ficando este orifício exactamente por debaixo do orifício do prato A. É assim possível ionizar o gás dentro da câmara de ionização por meio de um pequeno depósito de polónio colocado exteriormente sobre um disco móvel D. A distância do polónio ao prato A e as espessuras das lâminas de mica e de ouro são tais que os raios  $\alpha$  do polónio ionizam, quando muito, entre A e B, uma pequena camada de gás (0,5 a 1 mm. de espessura) em contacto

imediatamente com o prato A. É portanto produzida uma certa ionização superficial todas as vezes que o depósito de polônio passa diante dos orifícios do fundo da câmara de ionização e do prato A. Mas esta ionização deve ser produzida, como o exige o método que descrevemos, no princípio do estabelecimento de cada semi-período favorável ao deslocamento dos electrões de A para B. Para o conseguir, faz-se mover o disco D por meio dum motor

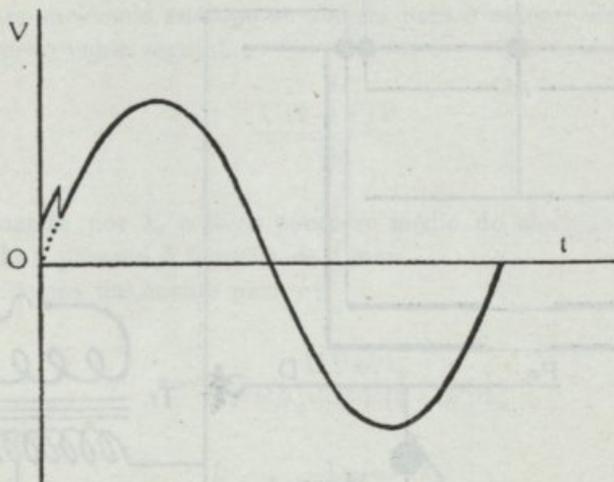


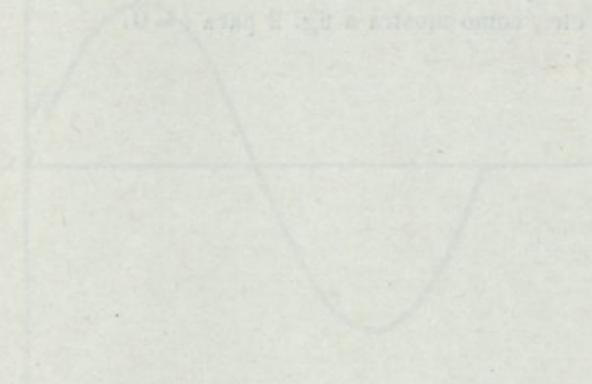
Fig. 2

síncrono alimentado pela mesma corrente alterna que é fornecida ao transformador Tr. Realizada a velocidade do sincronismo, a frequência da rotação do disco é igual à frequência da corrente alterna. Consegue-se assim que o depósito de polônio passe periodicamente debaixo do orifício da câmara de ionização com uma frequência igual à da corrente alterna. Mas não é tudo. É ainda preciso que a ionização seja produzida, como se viu, nos instantes  $t=0$ ,  $t=T$ ,  $t=2T$ , isto é, no começo de cada semi-período favorável ao deslocamento dos electrões de A para B. É preciso portanto colocar o depósito de polônio sobre o disco D de tal modo que se realize esta condição. Para verificar experimentalmente a realização desta condição, liga-se, como mostra a figura, o prato A a um dos pratos dum oscilógrafo catódico que tem o outro prato ligado à terra.

Observa-se assim a sinusóide que representa a variação da tensão do prato A. Ora no momento em que o depósito de

polónio passa debaixo do orifício da câmara de ionização, estabelece-se momentâneamente, como mostra a figura, o contacto do disco com o mesmo prato do oscilógrafo que está ligado ao prato A. Se então o disco estiver ligado, como também está indicado na figura, ao polo negativo duma pilha de elementos ou de pequenos acumuladores, aparecerá sôbre a curva uma pequena alteração da sua forma que marca bem o instante em que se produz a ionização. Deslocando o depósito de polónio sôbre o disco, é fácil conseguir que esta pequena alteração da forma da curva se produza, como convém, nos instantes  $t=0$ ,  $t=T$ ,  $t=2T$ , etc., como mostra a fig. 2 para  $t=0$ .

The first part of the paper is devoted to a study of the
 properties of the function  $f(x)$  defined by the
 equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt$ . It is shown that
 this function is the only solution of the equation
  $f(x) = \int_0^x f(t) dt$  which is continuous at
 the origin. The second part of the paper is devoted
 to a study of the properties of the function  $f(x)$ 
 defined by the equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x$ .
 It is shown that this function is the only solution
 of the equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x$  which
 is continuous at the origin.



The third part of the paper is devoted to a study of
 the properties of the function  $f(x)$  defined by the
 equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x^2$ . It is shown
 that this function is the only solution of the equation
  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x^2$  which is continuous
 at the origin. The fourth part of the paper is devoted
 to a study of the properties of the function  $f(x)$ 
 defined by the equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x^3$ .
 It is shown that this function is the only solution
 of the equation  $f(x) = \int_0^x f(t) dt + x^3$  which
 is continuous at the origin.

## CAPÍTULO II

### Sôbre um segundo método de determinação da probabilidade $h$ de Thomson

1. **Considerações preliminares.** — O método precedente tem a vantagem de utilizar, como tensão variável, uma tensão de emprêgo corrente em todos os Laboratórios; poderia parecer que êle tem, a par disso, o inconveniente de submeter os electrões a um campo continuamente variável e portanto não permitir o estudo do mecanismo de formação dos iões negativos com electrões de energia conhecida. Êste inconveniente é no entanto apenas aparente; com efeito, o método é apenas utilizável quando o campo reduzido  $X/P$  é muito pequeno, isto é, quando a energia dos electrões, proveniente do campo eléctrico aplicado, é desprezível em frente da energia de agitação  $U$ . O principio de equipartição da energia é então applicável, o que permite, como é bem conhecido, calcular a energia dos electrões a partir da energia das moléculas, entre as quais êles se movem.

Se se pretende porém fazer o estudo da electroafinidade com electrões submetidos a campos muito intensos, o método descrito deixa de ser utilizável e convirá portanto recorrer a um outro cujas condições de utilização não sejam, como para aquele, tão limitadas. Convém então empregar um método em que se submetam os electrões durante um tempo conhecido a um campo constante. Do valor dêste campo é então possível deduzir o valor da energia comum a todos os electrões que se deslocam no campo, mesmo no caso em que perde a sua validade o principio de equipartição da energia.

Sejam (fig. 3) A e B dois pratos metálicos, a uma distância muito pequena um do outro; seja essa distância, para fixar ideias, de 1 mm. O prato B tem no seu centro um pequeno orificio circular dalguns milímetros de diâmetro por onde podem

passar os electrões ou iões produzidos entre A e B por meio de um depósito de polónio colocado em  $d$ ; êste polónio é coberto com uma fôlha de mica metalizada que reduz o percurso dos raios  $\alpha$  a 1 mm. Entre A e B é produzido um campo de, por exemplo, 10 volts/cm.

Suponhamos em primeiro lugar que a câmara de ionização está cheia de argo puro. São então produzidos entre A e B

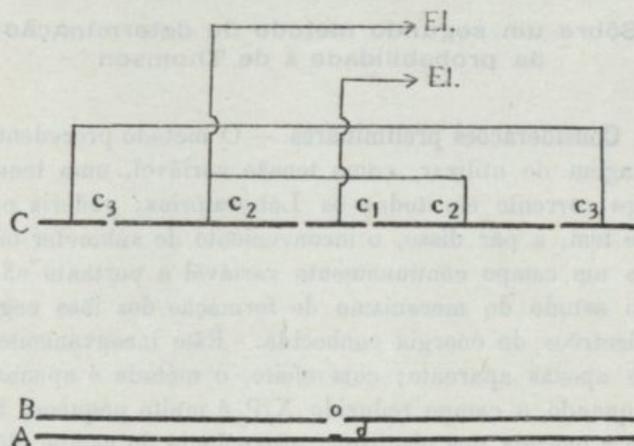


Fig. 3

electrões e iões positivos cujo sentido de movimento depende do sentido do campo produzido entre A e B. Suponhamos, por exemplo, que o campo é dirigido de A para B. São então os iões positivos de argo que se deslocam de A para B e passam pelo orifício circular do prato B. Suponhamos que do outro lado do prato B existe um campo do mesmo sentido e da mesma intensidade: os iões positivos continuam o seu caminho e dirigem-se para o prato superior do condensador. Êste prato está dividido, como mostra a figura, em três partes: um disco central  $c_1$  e dois anéis circulares  $c_2$  e  $c_3$ . Êste último funciona como anel de guarda. O anel circular  $c_2$  e o disco central  $c_1$  estão reunidos cada um, a um electrómetro que permite medir a carga recebida por êles.

Se não existisse o fenómeno da difusão dos iões, todos êles seriam recebidos pelo disco  $c_1$ , cujo diâmetro é superior de alguns milímetros ao orifício circular do prato B. Em virtude

porém da existência d'êste fenómeno, alguns iões são também recebidos pelo anel  $c_2$ . Caracterizaremos a difusão, à maneira de Townsend, pela relação  $R = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$ , sendo  $n_1$  a carga recebida por  $c_1$  e  $n_2$  a carga recebida por  $c_2$ . Isto permite-nos utilizar os resultados obtidos por êste Físico nos seus trabalhos sôbre a difusão dos iões e dos electrões. Estes trabalhos são bem conhecidos e não temos por isso, aqui, necessidade de lhes fazer uma minuciosa referência. Recordaremos simplesmente que Townsend demonstrou que a relação  $R$  é apenas função da relação  $X/k : R = f(X/k)$ , sendo  $X$  o campo aplicado e  $k$  o factor que intervém na relação:

$$\frac{1}{2} m U^2 = \frac{1}{2} k M \Omega^2$$

onde  $\frac{1}{2} m U^2$  representa a energia cinética média dos centros eletrizados—iões ou electrões—cujo movimento se estuda e  $\frac{1}{2} M \Omega^2$ , a energia cinética duma molécula gasosa a 15° C (energia que é conhecida).

Ora no caso dos iões positivos considerados,  $k = 1$ ; pelo contrario  $k$  é diferente da unidade para os electrões, como o mostrou Townsend. Para se saber portanto o valor da energia dos electrões, em cada caso particular, é necessário conhecer o valor correspondente de  $k$ .

A sua determinação é fácil com a montagem indicada na fig. 3. Com efeito, esta montagem permite, como vínhamos dizendo, deslocar de A para B e de B para C os iões positivos de argo formados entre A e B. É o estudo da difusão d'êstes iões entre B e C (para os quais  $k$  é igual à unidade) que nos vai permitir traçar a curva  $R = f(X/k)$ , para o que basta determinar, para diferentes valores de  $X$ , os correspondentes valores de  $R$ . A curva traça-se marcando os valores de  $R$ , obtidos experimentalmente, em ordenadas e os correspondentes valores de  $X$ , em abscissas. Obtém-se assim experimentalmente uma curva análoga à que Townsend obteve teòricamente e que está representada na fig. 4. Para cada valor de  $R$  conhece-se pois o correspondente valor de  $X/k$  ( $X$  é dado pela experiência e  $k = 1$ ).

Suponhamos, posto isto, que se inverte o campo entre A e B e igualmente entre B e C. Então são os electrões que se deslocam entre B e C e que são recebidos por  $c_1$  e  $c_2$ . Determine-se para estes electrões, submetidos ao campo conhecido —

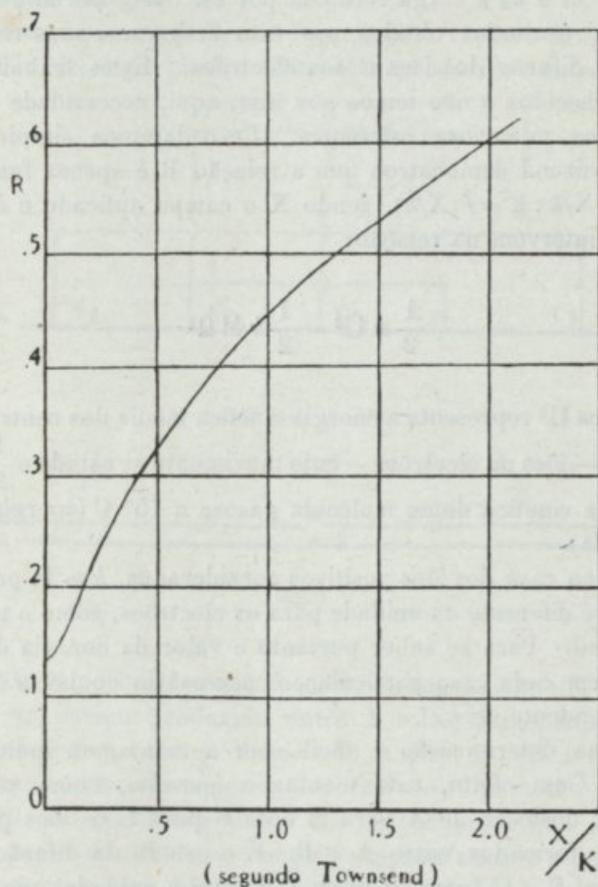


Fig. 4

X volts/cm. — o correspondente valor de R. A curva da fig. 4 fornecerá então o valor de  $k$  correspondente ao campo X aplicado.

A relação  $\frac{1}{2} m U^2 = \frac{1}{2} k M \Omega^2$  faz conhecer finalmente o valor procurado da energia  $\frac{1}{2} m U^2$ .

Em resumo, o processo que acabamos de descrever permite

determinar, para um determinado campo constante  $X$ , a energia dos electrões submetidos a esse campo.

Suponhamos agora que se mistura com o argo uma pequena quantidade do gás electronegativo que se pretende estudar. Os electrões chocam então no seu movimento através da mistura, não só os átomos de argo mas também as moléculas do gás electronegativo. Notemos, porém, que em virtude da pequena percentagem deste, a frequência dos choques contra os átomos de argo é muito maior do que a frequência dos choques contra as moléculas do gás electronegativo. Daqui resulta, que os electrões devem ter na mistura a mesma energia de agitação térmica  $U$  que têm no argo, sob a acção — é claro — dos mesmos campos. Pode no entanto acontecer, em certos casos, que esta energia seja um pouco diferente. Variações sensíveis da energia dos electrões foram, por exemplo, verificadas por Townsend, pela adição a um gás em que se moviam inicialmente os electrões, de pequenas quantidades de outro gás. Convirá portanto fazer sempre, depois do estudo preliminar que ficou descrito sobre a energia dos electrões no argo puro, uma redeterminação desta energia nas novas condições a que se submetem os electrões. Esta redeterminação pode no entanto oferecer dificuldades provenientes do facto de alguns electrões se transformarem, no seu trajecto entre B e C, em iões cuja difusão é diferente da dos electrões. Não vemos outra maneira de remover estas dificuldades senão adoptando a solução seguinte: fazer o estudo da difusão, tal como ficou descrito, colocando os dois pratos B e C a uma pequena distância um do outro, inferior ou quando muito da ordem de grandeza do caminho que em média um electrão que parte de B, pode percorrer no sentido das linhas de força do campo, sem se fixar sobre uma molécula e passar ao estado de ião.

2. Teoria do método. — Sabemos pois calcular a energia cinética dos electrões que se movem, sob a acção dum campo constante  $X$ , entre os dois pratos B e C do condensador representado na fig. 3. Podemos agora servir-nos destes electrões para estudar a afinidade electrónica do gás misturado com o argo. Para fazer este estudo, podemos utilizar em vez dum só orifício circular  $o$ , muitos outros; melhor ainda, podemos substituir o prato B por uma rede metálica como se indica na fig. 5 e

utilizar como fonte de raios  $\alpha$  um depósito extenso de polónio.

Suponhamos que este depósito de polónio produz, num dado instante,  $N_0$  electrões numa delgada camada de gás em contacto imediato com a rede metálica e situada do mesmo lado em que se encontra o prato C. Suponhamos que estes electrões se submetem durante um tempo  $T$  a um campo constante  $X$  (para o qual a energia cinética  $U$  é conhecida).

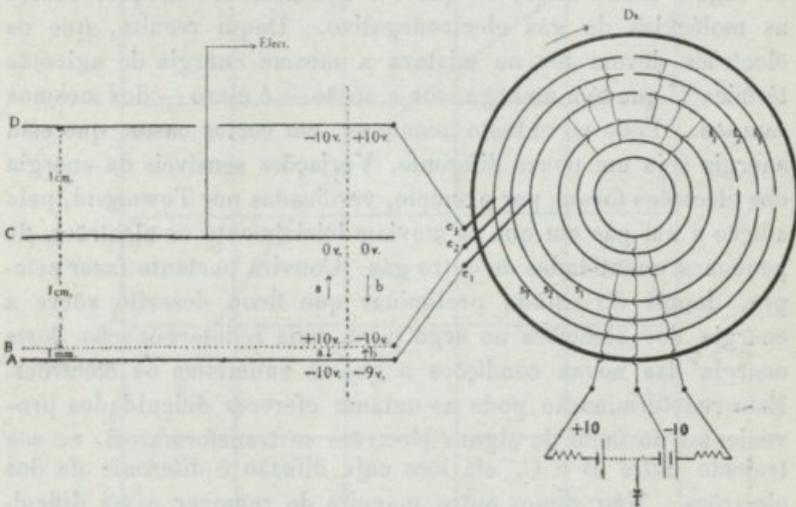


Fig. 5

Calculemos a carga  $Q$  que durante este tempo é recebida pelo prato C. Thomson dá a expressão desta carga para o caso dum gás homogéneo, no seu trabalho de 1915. É evidente que podemos utilizar esta mesma expressão no nosso caso, introduzindo apenas o nosso coeficiente  $r$  que já definimos atrás e que caracteriza a percentagem do gás electronegativo na nossa mistura: argo + gás electronegativo. Introduzindo este coeficiente na expressão de Thomson, obtemos :

$$Q = N_0 e^{-\frac{r\beta}{X}(d - K_1 X T)}$$

sendo

$$\beta = \frac{h U}{(K - K_1) \lambda}$$

A medida de  $Q$ , permite pois determinar  $h$ .

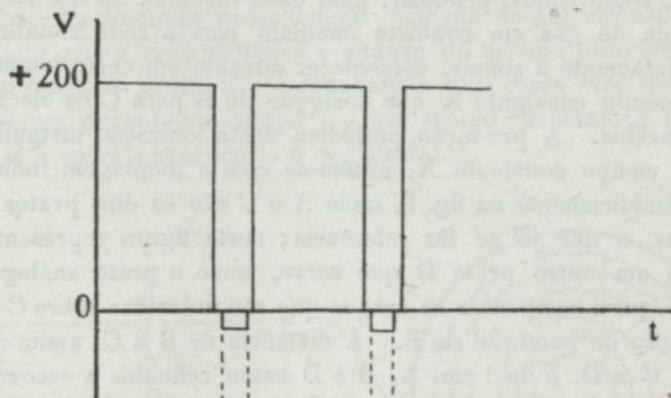
3. **Realização experimental do método.** — Vejamos agora como poderemos pôr em prática o método descrito. É necessário, como vimos, produzir, num dado instante,  $N_0$  electrões na camada de gás em contacto imediato com a rede metálica e, imediatamente a seguir, estabelecer durante um certo tempo  $T$ , um campo constante  $X$  que desloque de B para C os electrões produzidos. A produção periódica desta ionização instantânea e do campo constante  $X$ , obtém-se com a montagem indicada esquemáticamente na fig. 5, onde A e C são os dois pratos metálicos, a que já se fez referência; nesta figura representa-se ainda um outro prato D que serve, como o prato análogo da fig. 1, para compensar as cargas que são induzidas sobre C pela variação do potencial de B. A distância de B a C, assim como a de C a D, é de 1 cm. A, B e D estão reunidos a escovas — representadas na figura respectivamente por  $e_1$ ,  $e_2$  e  $e_3$  — que se apoiam sobre os arcos metálicos dum disco móvel  $D_s$ . Entre A e B são produzidos, como se disse, electrões por meio dum depósito de polónio, assente sobre A e coberto com uma lâmina que reduz o percurso dos raios  $\alpha$  a 1 mm.

O disco move-se no sentido indicado pela seta. Os arcos metálicos  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$ ,  $s'_1$ ,  $s'_2$  e  $s'_3$  estão ligados, da maneira que se indica na figura, aos polos de uma bateria de acumuladores. A rotação do disco com uma velocidade uniforme, permite pois estabelecer entre A e B e entre B e C, as diferenças de potencial indicadas pelos gráficos das figs. 6 e 7. (Na fig. 5 indicaram-se valores determinados dos potenciais de A, B e D para fixar ideias sobre um caso concreto. No caso da figura, como se vê, o campo  $X$  entre C e B, é de 10 volts/cm. É evidente que podem ser dados outros valores aos potenciais e obter assim campos diversos entre B e A e entre C e B).

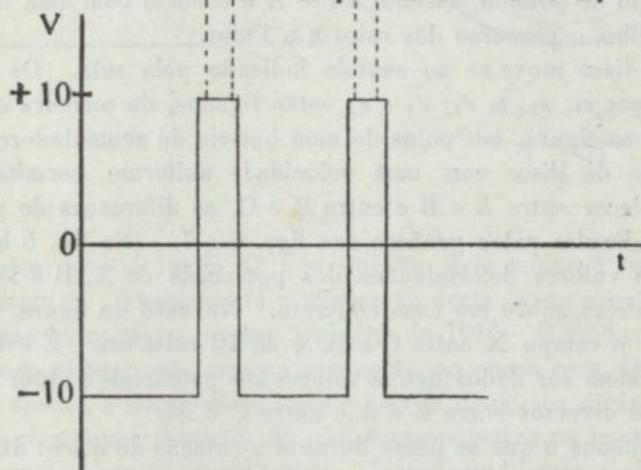
Vejamos o que se passa durante a rotação do disco: durante um tempo sensivelmente igual a  $\frac{3}{4}\theta$ , sendo  $\theta$  o período de rotação do disco, as escovas  $e_1$  e  $e_2$  apoiam-se sobre os arcos metálicos, respectivamente  $s_1$  e  $s_2$ . Como estes arcos estão ligados aos polos da bateria cujos potenciais são respectivamente  $-10$  e  $+10$  volts (caso particular da figura) estabelece-se durante aquele tempo entre B e A uma diferença de potencial de  $+20$  volts e entre C e B uma diferença de potencial de  $-10$  volts.

O campo tem então o sentido indicado na figura em *a*; os electrões dirigem-se portanto durante o tempo considerado para a

Dif. de potentiel entre B et A.



Dif. de potentiel entre C et B.



Figs. 6 e 7

rêde que os remove do campo. No momento, porém, em que a escova  $e_2$  deixa o arco  $s_2$  e se apoia sobre o arco  $s'_2$ , o potencial de B passa de +10 volts a -10 volts. O potencial de A continua no entanto, durante um tempo muito curto  $\epsilon$ , a ser de -10 volts (visto que o arco  $s_1$  é um pouco mais comprido do que o arco  $s_2$ ). Portanto durante este tempo muito curto  $\epsilon$ , não existe

campo entre A e B ao passo que o campo entre C e B tem já, durante este tempo  $\varepsilon$ , um sentido oposto ao que tinha precedentemente. Alguns electrões portanto que se encontram junto da rêde e que para ela foram arrastados pelo campo que existia anteriormente entre B e A, são apanhados durante este tempo muito curto  $\varepsilon$  e atraídos pelo prato C. Passam assim durante o tempo  $\varepsilon$  um certo número  $N_0$  de electrões através da rêde. Como  $\varepsilon$  é muito pequeno, tudo se passa como se tivéssemos produzido uma ionização instantânea de  $N_0$  electrões junto da rêde. O movimento do disco e as ligações estabelecidas permitem submeter imediatamente estes electrões a um campo de valor constante e bem determinado entre C e B, durante todo o tempo que a escova  $e_2$  permanece em contacto com  $s'_2$ . Este tempo, igual a  $\frac{1}{4}\theta$ , é o tempo que designámos por T na teoria anterior. Temos pois:  $\frac{1}{4}\theta = T$ .

Limitamo-nos a estas breves indicações sôbre o princípio do método que julgamos suficientes para a sua compreensão: certas minúcias a que não forão feitas referências podem ser facilmente postas em relêvo por uma observação cuidada não só do esquema da fig. 5 mas também dos gráficos das figs. 6 e 7.

### RÉSUMÉ

L'auteur établit deux méthodes de détermination de la probabilité  $h$  de formation d'un ion négatif, applicables aux mélanges: argon + gaz électronégatif, qu'il a étudiées dans des travaux antérieures.

La première méthode utilise un champ alternatif établi entre les deux plateaux A et B d'une chambre d'ionisation (fig. 1). Le dispositif indiqué dans la fig., permet de produire périodiquement, avec la fréquence du champ alternatif utilisé,  $N_0$  électrons à la surface du plateau A, juste au commencement de la demi-période favorable aux électrons.

L'auteur calcule la charge apportée à l'électromètre pendant le temps d'une période. Il arrive à l'expression:

$$Q = \varepsilon N_0 e - \frac{h r U}{\omega \lambda} \arccos \left[ 1 - \frac{2 X_0 K K_1 - K \omega d}{(K_1 - K) X_0 K} \right].$$

On indique la façon de calculer les constantes qui figurent dans cette équation. Ces constantes étant connues, la mesure de la charge permet de déterminer la probabilité  $h$ .

La deuxième méthode est une méthode de champ constant. Elle utilise la production de  $N_0$  électrons à la surface d'une toile métallique au moyen du dispositif indiqué dans la fig. 5. Ce dispositif est analogue à celui qui est indiqué dans l'appendice suivant où l'on trouvera quelques détails sur son emploi.

ANNEXE

## APPENDICE I

### Sur une méthode de détermination de la vie moyenne d'un ion négatif

Dans la troisième édition de son livre *Conduction of electricity through gases*, J. J. Thomson attire l'attention sur l'intérêt que pourrait présenter, pour l'étude du mécanisme de formation des ions négatifs gazeux, la détermination du temps moyen  $\theta$  qu'un électron, fixé à un instant donné par une molécule, reste attaché à la molécule. Nous appellerons ce temps *vie moyenne de l'ion négatif*.

Nous nous sommes proposés de déterminer cette vie moyenne, en nous plaçant dans des conditions expérimentales aussi simples que celles qui ont été suggérés par J. J. Thomson. La condition la plus importante est l'obtention d'une ionisation superficielle instantanée, contre un des plateaux d'une chambre d'ionisation. Si l'on connaît le nombre d'ions ainsi produits (à l'instant  $t=0$ ), il devient alors extrêmement simple de calculer la vie moyenne  $\theta$  à partir de la valeur de la charge reçue à l'autre plateau pendant un temps  $t$  inférieur à  $\frac{d}{K_1 X}$ ,  $d$  étant la distance des plateaux,  $K_1$  la mobilité des ions négatifs et  $X = \frac{V}{d}$  le gradient du potentiel appliqué.

Soient (fig. 8-a) A et C deux plateaux métalliques distants de  $2d$  centimètres l'un de l'autre et B une toile également métallique placée à mi-distance entre A et C.

Sur le plateau A est disposé la lame d'argent  $l$  avec un dépôt de Polonium de quelques milliers d'unités, recouverte d'une feuille de mica argentée qui réduit le parcours des rayons  $\alpha$  à environ 1 mm. d'air. On a ainsi une forte ionisation superficielle sur le plateau A.

Le plateau A et la toile B sont reliées à deux balais  $b_1$  et  $b_2$  qui s'appuient sur des arcs métalliques fixés à un disque tour-

nant  $Ds$ , ainsi qu'il est indiqué sur la partie  $b$  de la fig. 8. On voit sur la figure que le balais  $b_2$  relié à la toile B reste en contact avec l'arc  $a_2$ , porté à un potentiel de  $+300$  volts, pendant un temps qui est environ de  $\frac{3}{4}T$  et en contact avec l'arc  $c_2$ ,

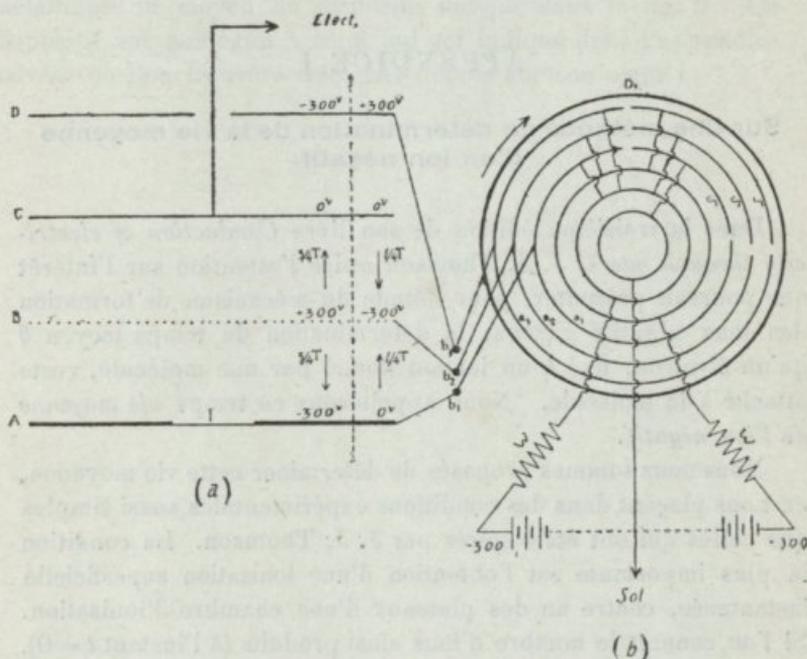


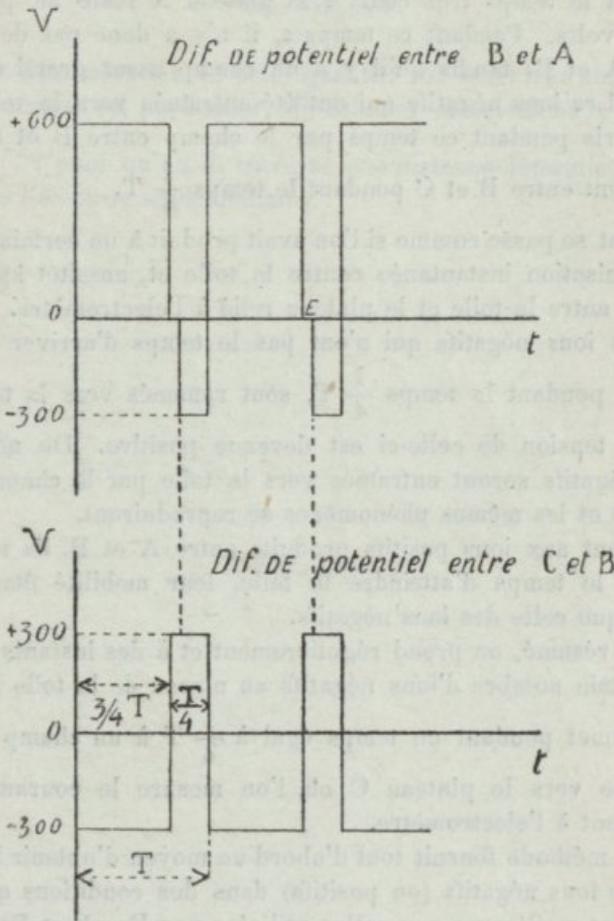
Fig. 8

porté à un potentiel de  $-300$  volts, pendant un temps rigoureusement égal à  $\frac{1}{4}T$ ,  $T$  étant la durée d'une révolution du disque. Le potentiel de la toile oscille donc entre  $+300$  volts et  $-300$  volts.

D'autre part, le plateau A est en contact soit avec l'arc  $a_1$ , porté à un potentiel de  $-300$  volts, soit avec l'arc  $c_1$ , porté au potentiel zero. Comme l'arc  $a_1$  est un plus long que l'arc  $a_2$ , on voit que la différence de potentiel entre la toile B et le plateau A varie avec le temps suivant le graphique représenté sur la fig. 9, où l'on remarque en particulier qu'il n'y a pas de champ entre A et B pendant le temps très court  $\varepsilon$ .

Le plateau C, étant relié à un électromètre Curie-Debierne

et un quartz piézo-electrique, est toujours maintenu au potentiel zero. Les variations du potentiel de B produisent donc un champ alterné entre B et C, ainsi qu'il est indiqué sur la (fig. 10).



Figs. 9 e 10

Le plateau D, relié au balai  $b_3$ , est destiné à compenser les charges induites sur l'électromètre par la variation du potentiel de B.

Il est facile maintenant de voir les phénomènes qui se produisent pendant la rotation du disque D s.

Lorsque la toile est au potentiel  $+300$  volts et le plateau A

au potentiel  $-300$  volts, les ions négatifs sont dirigés vers la toile et ont le temps d'y arriver, le temps de parcours étant plus petit que le temps d'établissement de ces tensions. A un moment donné, le potentiel de la toile devient  $-300$  volts et pendant le temps très court  $\epsilon$  le plateau A reste au potentiel  $-300$  volts. Pendant ce temps  $\epsilon$ , il n'y a donc pas de champ entre A et B, tandis qu'il y a un champ assez grand entre B et C. Les ions négatifs qui ont été entraînés vers la toile sont donc pris pendant ce temps par le champ entre B et C et se déplacent entre B et C pendant le temps  $\frac{1}{4} T$ .

Tout se passe comme si l'on avait produit à un certain instant une ionisation instantanée contre la toile et, aussitôt après, un champ entre la toile et le plateau relié à l'électromètre.

Les ions négatifs qui n'ont pas le temps d'arriver au plateau C pendant le temps  $\frac{1}{4} T$ , sont ramenés vers la toile dès que la tension de celle-ci est devenue positive. De nouveaux ions négatifs seront entraînés vers la toile par le champ entre A et B et les mêmes phénomènes se reproduiront.

Quant aux ions positifs produits entre A et B, ils n'auront jamais le temps d'atteindre la toile, leur mobilité étant plus petite que celle des ions négatifs.

En résumé, on prend régulièrement et à des instants donnés un certain nombre d'ions négatifs au niveau de la toile B et on les soumet pendant un temps égal à  $\frac{1}{4} T$  à un champ qui les entraîne vers le plateau C où l'on mesure le courant qu'ils apportent à l'électromètre.

La méthode fournit tout d'abord un moyen d'obtenir la mobilité des ions négatifs (ou positifs) dans des conditions qui nous semblent meilleures que celles utilisées par Frank et Pohl dans leur modification de la méthode bien connue du champ alterné due à Rutherford.

Elle permet ensuite de vérifier s'il y a des ions qui se décomposent dans leur trajet de B à C, comme il a été suggéré par J. J. Thomson et, dans le cas affirmatif, de mesurer la vie moyenne de ces ions.

Au lieu de considérer la vie moyenne, on aurait pu aussi bien considérer le chemin moyen parcouru par un ion, parallèlement

aux lignes de force, dans des conditions déterminées de pression et de champ.

Si l'on désigne par  $x_m$  ce chemin moyen, on peut écrire:

$$x_m = K_1 X \theta.$$

La détermination de cette quantité est aussi très importante; elle permet, en particulier, de calculer directement la probabilité  $e^{-\frac{x}{x_m}}$  pour qu'un  $\alpha$  traverse une distance déterminée  $x$  sans perdre l'électron supplémentaire.

Les données de l'essai, dans les conditions énoncées de pression  
 et de température, ont été les suivantes :  
 La détermination de cette quantité est aussi très importante ;  
 elle permet, en particulier, de calculer directement la probabi-  
 lité  $P$  de rupture en fonction des distances élastiques  $e$  sans  
 recourir à l'équation expérimentale.

Les résultats de l'essai sont résumés dans le tableau ci-dessous :

On voit que la rupture a eu lieu à une distance élastique  $e$  qui  
 est voisine de la valeur théorique  $e_0$  pour une pression  $P$  qui  
 est voisine de la valeur théorique  $P_0$ .

La courbe de la figure 1, qui représente la relation entre la  
 distance élastique  $e$  et la pression  $P$ , est en accord avec les  
 résultats expérimentaux.

On voit également que la rupture a eu lieu à une distance élastique  
 qui est voisine de la valeur théorique  $e_0$  pour une pression  $P$  qui  
 est voisine de la valeur théorique  $P_0$ .

La courbe de la figure 1, qui représente la relation entre la  
 distance élastique  $e$  et la pression  $P$ , est en accord avec les  
 résultats expérimentaux.

On voit également que la rupture a eu lieu à une distance élastique  
 qui est voisine de la valeur théorique  $e_0$  pour une pression  $P$  qui  
 est voisine de la valeur théorique  $P_0$ .

Les résultats de l'essai sont résumés dans le tableau ci-dessous :

## APPENDICE II

Nous avons obtenu dernièrement quelques résultats intéressants concernant l'ionisation de l'hydrogène très pur. Ces résultats ont montré l'existence d'un petit nombre d'ions positifs très mobiles et particulièrement sensibles à des traces d'impuretés. Nous pensons que ces ions sont des *protons*.

Si l'expérience confirme cette manière de voir, nous estimons qu'il y a lieu d'étudier la variation de la mobilité de ces centres positifs avec la pureté de l'hydrogène, ce qui pourra nous conduire à un fait nouveau : l'affinité du proton ou protoaffinité.



