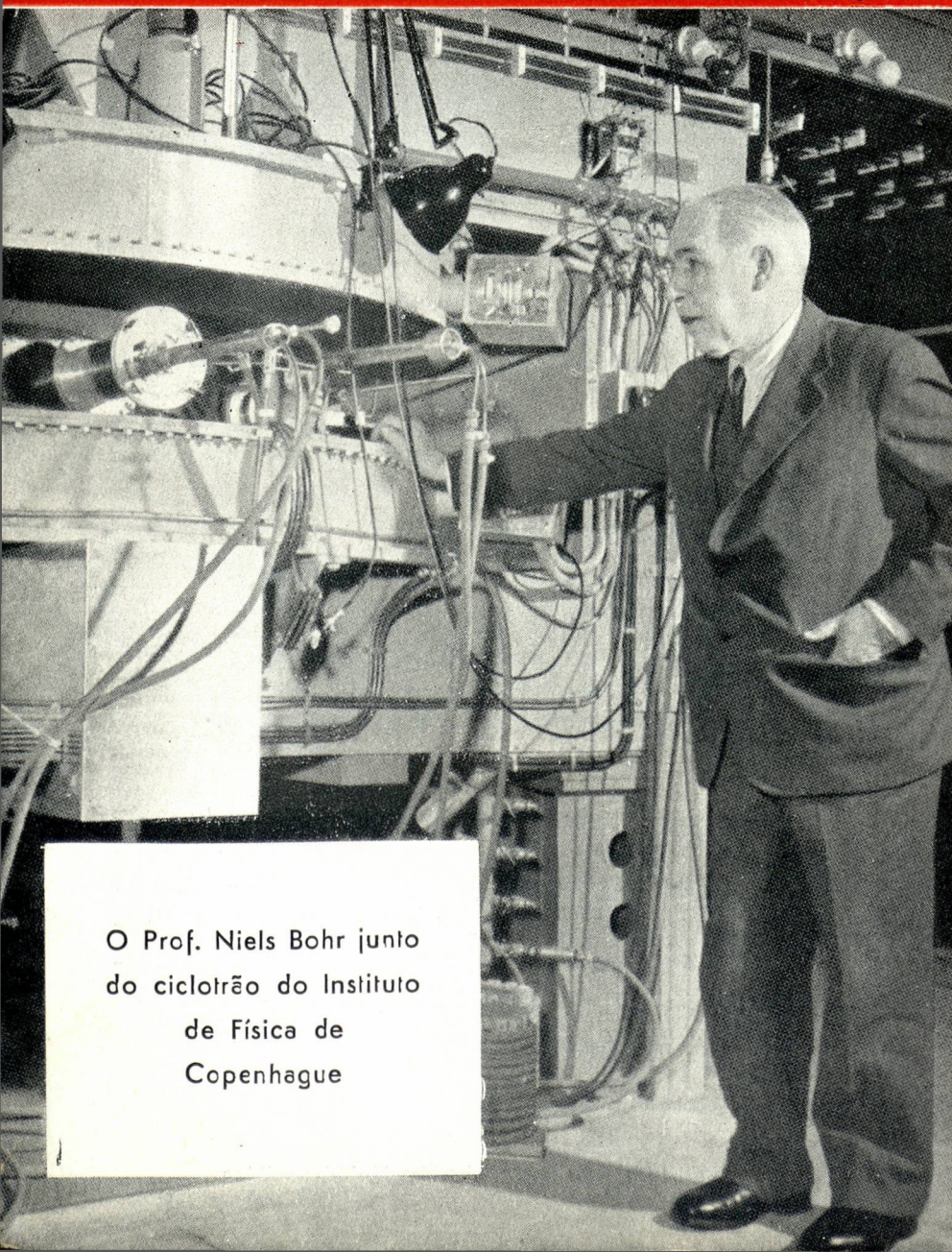


GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS E TÉCNICO-FÍSICOS PORTUGUESES



O Prof. Niels Bohr junto
do ciclotrão do Instituto
de Física de
Copenhague

VOL. IV, FASC. 3
JANEIRO 1963

Homenagem da *Gazeta
de Física* ao grande
físico dinamarquês

(Ver págs. 65 a 78)

VOL IV

FASC. 3

JANEIRO — 1963

GAZETA DE FÍSICA

PUBLICAÇÃO DESTINADA AOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E AOS FÍSICOS E TÉCNICO-FÍSICOS POR-
TUGUESES • VOLUMES PUBLICADOS:
VOL. I — 1946 A 1948 — IX FASCÍCULOS — 288 PÁGINAS
VOL. II — 1948 A 1953 — X FASCÍCULOS — 280 PÁGINAS
VOL. III — 1953 A 1960 — IX FASCÍCULOS — 276 PÁGINAS

S U M Á R I O

Prof. Niels Bohr	65
Acerca da constituição de átomos e moléculas, <i>por Niels Bohr</i>	66
Símbolos, unidades e nomenclatura em Física, <i>tradução de J. Sousa Lopes</i>	73
Progressos recentes em Física Corpuscular, (<i>Continuação do número anterior</i>)	86
Lev Davidovich Landau (Prémio Nobel de Física de 1962), <i>por J. Sousa Lopes</i>	96
Noticiário	96

A matéria de cada artigo é tratada sob a inteira responsabilidade do autor

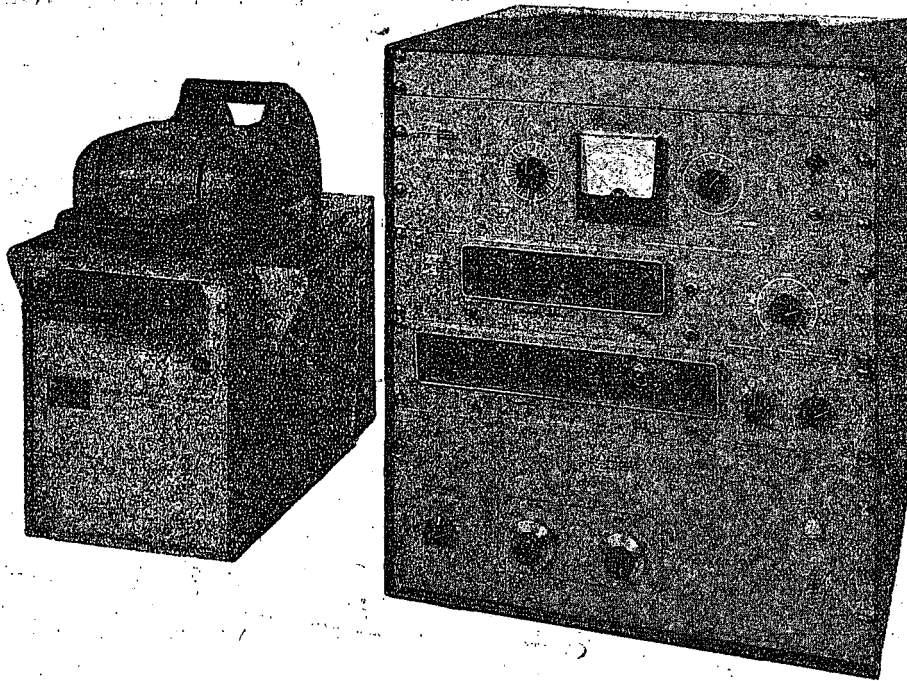
COMISSÃO DE REDACÇÃO: — Rómulo de Carvalho — Lidia Salgueiro
— José V. Gomes Ferreira — Maria Helena Sampaio Carepa
— F. Bragança Gil — J. Sousa Lopes — Maria Teresa Gonçalves

★

PROPRIEDADE E EDIÇÃO: GAZETA DE MATEMÁTICA, LDA. * CORRESPONDÊNCIA: GAZETA
DE FÍSICA — LABORATÓRIO DE FÍSICA DA FACULDADE DE CIÊNCIAS DE LISBOA — RUA DA
ESCOLA POLITÉCNICA — LISBOA * NÚMERO AVULSO: ESC. 15\$00 * ASSINATURA DE 4 NÚME-
ROS: PORTUGAL, ESC. 50\$00; ESTRANGEIRO, ESC. 70\$00 * DISTRIBUIÇÃO PARA AS LIVRA-
RIAS: RUA DAS CHAGAS, 17-1.º, D, TELEFONE 366917, LISBOA



BAIRD-ATOMIC, INC.



**Conjunto Modelo 745 A
para contagem por cintilação de amostras líquidas**

BAIRD-ATOMIC

Apresenta a maior linha de aparelhos para trabalhos nucleares, fabricados nos E. U. A. e na Holanda. Trata-se de instrumentos de concepção moderna, de grande precisão, muito robustos, esplendida apresentação e a preços compatíveis com similares de outras industriais europeias. Em Portugal já estão instalados muitos aparelhos B/A em diversos laboratórios, a funcionarem em perfeitas condições. Se ainda não tem, com muito gosto remeteremos os catálogos descritivos.

REPRESENTANTES EXCLUSIVOS EM PORTUGAL:

EMÍLIO DE AZEVEDO CAMPOS & C.^A LDA.

CASA FUNDADA EM 1854

Rua Antero de Quental, 17, 1.º • LISBOA • Telef. 55 33 66
Rua Santo António, 137-145 • PORTO • Telef. 202 54/5/6

Tipografia // Litografia // Encadernação

S O C I E D A D E
T I P O G R Á F I C A

«A Mundial»
LIMITADA

ESCRITÓRIO:

AVENIDA ALMIRANTE REIS, 45-A

TELEFONE 83 36 66

LISBOA 1

OFICINAS: NOVAS INSTALAÇÕES,
REGUEIRÃO DOS ANJOS, 36

ALVES & C.^A (Irmãos)

MATERIAL DE MEDICINA E CIRURGIA
MATERIAL DE LABORATÓRIO

Representantes exclusivos de:

- C. REICHERT OPTISCHE WERKEAG
- ETABLISSEMENTS BEAUDOUIN
- WINKELCENTRIFUG
- PAUL BUNGE-HAMBURGO
(Balanças analíticas)
- A. KRUSS (espectroscopia, colorímetros, etc.)

Largo do Chiado, 12-1.º

Telefones P. P. C. 32 76 53 e 32 53 62

LISBOA-2

LIVRARIA ESCOLAR
EDITORA

SEDE: RUA DA ESCOLA POLITÉCNICA, 70

TELEFONE 66 40 40

SUCURSAL: CAMPO GRANDE, 111

TELEFONE 76 74 06

LISBOA

*Livros para o Ensino Universitário,
Liceal, Técnico e Primário*

NOVIDADES LITERÁRIAS

Rápido serviço de encomendas de livros

SECÇÃO DE PAPELARIA

*Material de desenho, canetas e artigos
de escritório*

DISCOTECA

Tipografia
LISBONENSE

de

António Joaquim de Alencastre Telo

FABRICANTE DE SACOS DE PAPEL
EM TODOS OS GÊNEROS
ENCADERNAÇÕES

IMPRESSÃO EM PAPEL CELOFANE
ARTIGOS DE ESCRITÓRIO

Rua do Passadiço, 48 a 56

Telef. 54357 - LISBOA

Prof. Niels Bohr

Niels Bohr nasceu em 7 de Outubro de 1885. Estudou na Universidade de Copenhague e, após o seu doutoramento, trabalhou em Cambridge com J. J. Thomson e em Manchester com Rutherford.

Em 1922 recebeu o Prémio Nobel de Física «pelos serviços prestados na investigação da estrutura do átomo e das radiações emitidas por este».

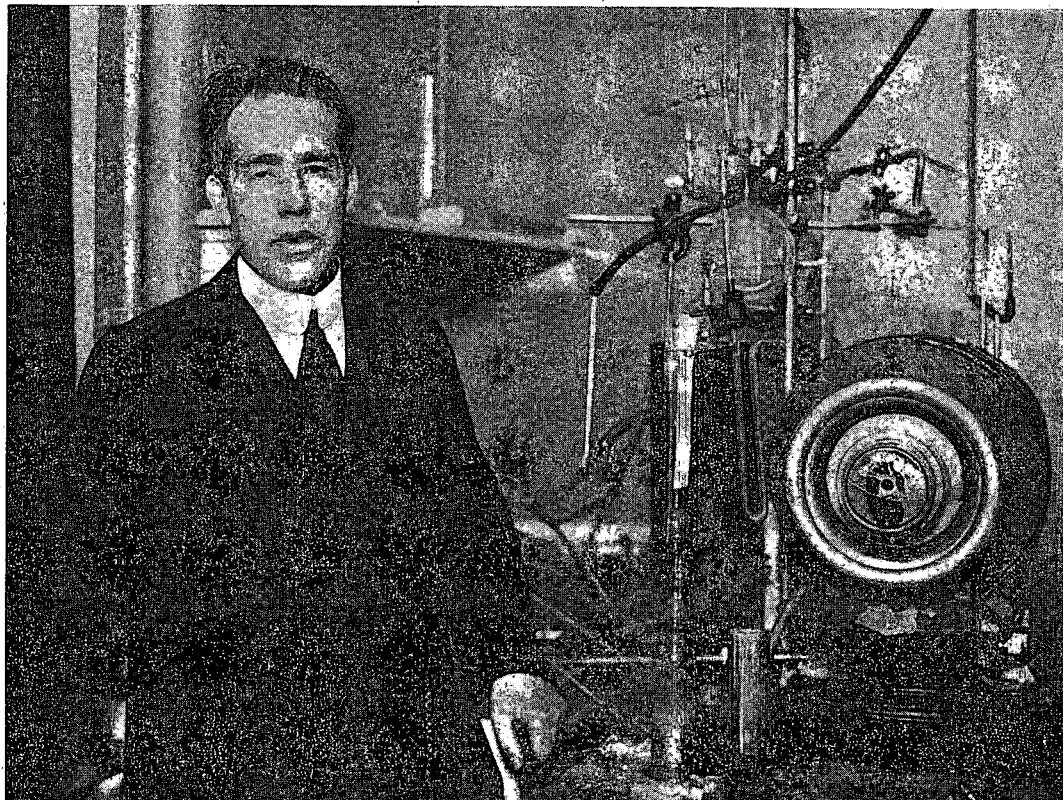
Professor em Copenhague de 1916 a 1955 — com excepção dos anos de exílio devido à ocupação nazi do seu país — Niels Bohr foi o director do Instituto Universitário de Física Teórica desde a sua fundação, em 1920. Por este Instituto — hoje designado Instituto Niels Bohr — passaram, como discípulos seus, muitos dos grandes físicos contemporâneos: Heisenberg, Frank, Pauli, Rosenfeld, Landau, etc.

Desde a sua fundamental contribuição para o desenvolvimento da Física Atômica, em 1913, até à sua morte, Niels Bohr actuou decisivamente para a existência, na Dinamarca, de uma notável tradição no campo da Física Teórica. O seu Instituto tem sido sempre um centro internacional de investigação fundamental e, após a fundação do Centre Européen de Recherches Nucléaires (CERN), tem sido mantida uma permanente colaboração entre os dois organismos no estudo dos problemas actuais da Física Nuclear: estrutura nuclear, partículas elementares, etc. Por outro lado, com vista a uma mais íntima colaboração escandinava no domínio da Física, foi criado, em 1957, o Instituto Nórdico de Física Nuclear Teórica (NORDISK INSTITUT FOR TEORETISK ATOMFYSIK ou NORDITA).

A influência de Niels Bohr não se limitou, contudo, à Física. Como presidente da Academia Dinamarquesa de Ciências a sua actuação foi, em muitas ocasiões, decisiva para o progresso da Ciência, em geral, na Dinamarca.

Durante a guerra participou, juntamente com outros notáveis físicos europeus, como Fermi, Segré, Rossi, Teller e Chadwick, nas pesquisas nucleares americanas. Contudo, consciente do seu valor e da sua influência, Niels Bohr nunca poupou esforços no sentido de evitar uma catástrofe nuclear. As suas ideias pacifistas ficaram bem explícitas nas suas «Carta Aberta ao Presidente dos Estados Unidos» e «Carta à Organização das Nações Unidas».

Numa homenagem ao grande cientista de Copenhague, recentemente falecido (18 de Dezembro de 1962), «Gazeta de Física» apresenta aos seus leitores a parte fundamental do artigo em que Niels Bohr introduziu o seu modelo atômico, inicialmente publicado em «Philosophical Magazine», vol. 26, pág. 151, do ano de 1913.



O Prof. Niels Bohr, quando da atribuição do prémio Nobel da Física, em 1922.

(Foto cedida pela embaixada da Dinamarca em Lisboa)

Acerca da Constituição de Átomos e Moléculas

por NIELS BOHR

Introdução

Com o fim de explicar os resultados de experiências de dispersão de partículas α pela matéria, o Prof. Rutherford apresentou uma teoria da estrutura dos átomos. Segundo esta teoria, os átomos consistem de um núcleo positivamente carregado rodeado por um sistema de electrões mantidos pelas forças atractivas do núcleo; a carga negativa total dos electrões é igual à carga positiva do núcleo. Além disto, supõe que a parte essencial da massa do átomo se encontra no núcleo, cujas dimensões lineares são extremamente

pequenas em comparação com as do átomo. Deduz-se que o número de electrões que existe no átomo é aproximadamente igual a metade do peso atómico. Este modelo atómico tem um grande interesse; com efeito, como Rutherford mostrou, a existência de tais núcleos parece ser necessária para explicar os grandes ângulos de dispersão obtidos nas experiências de dispersão dos raios α .

Numa tentativa para explicar algumas das propriedades da matéria com base neste modelo atómico, deparámos, contudo, com sérias dificuldades no que respeita à aparente instabilidade do sistema de electrões: dificul-

dades propositadamente evitadas nos modelos atômicos previamente considerados, como, por exemplo, o proposto por Sir J. J. Thomson. De acordo com a teoria deste último, o átomo consiste em uma esfera com electrificação positiva e uniforme, dentro da qual os electrões se movem em órbitas circulares.

A principal diferença entre os modelos atômicos propostos por Thomson e Rutherford consiste na circunstância das forças que, no modelo de Thomson, actuam nos electrões lhes permitirem certas configurações e movimentos para os quais o sistema está em equilíbrio estável; contudo, tais configurações aparentemente não existem no segundo modelo atômico. A natureza desta diferença é, talvez, mais claramente vista notando que entre as quantidades que caracterizam o primeiro átomo existe uma — o raio da esfera positiva — com as dimensões de um comprimento e a mesma ordem de grandeza da extensão linear do átomo; uma tal quantidade não aparece entre as que caracterizam o segundo átomo, tais como as cargas e massas dos electrões e do núcleo positivo, nem pode ser determinada com o único recurso a estas quantidades.

O modo de tratar um problema deste tipo tem, no entanto, sofrido nos últimos anos alterações essenciais, devido ao desenvolvimento da teoria da radiação de energia e às novas hipóteses nela introduzidas por força de experiências em domínios muito diversos tais como, calores específicos, efeito foto-eléctrico, raios Röntgen, etc. O resultado da discussão destas questões parece conduzir ao reconhecimento geral, da inaptidão da electrodinâmica clássica quando aplicada à descrição do comportamento de sistemas com dimensões atômicas. Qualquer que seja a alteração a fazer nas leis do movimento dos electrões, parece ser necessário introduzir nelas uma quantidade estranha à electrodinâmica clássica, isto é, a constante de Planck ou, como é muitas vezes designada, o quantum elementar de acção. Pela introdução desta quantidade, a questão da configuração estável dos electrões nos átomos é

essencialmente modificada, visto que esta constante tem dimensões e grandeza tais que pode, juntamente com a massa e carga das partículas, determinar um comprimento da ordem de grandeza requerida.

Este artigo é uma tentativa para mostrar que a aplicação das ideias acima descritas ao modelo atômico de Rutherford fornece uma base para uma teoria da constituição dos átomos. Mostrar-se-á também que a partir desta teoria somos conduzidos a uma teoria da constituição das moléculas.

Nesta primeira parte do artigo, discute-se o mecanismo da ligação dos electrões ao núcleo positivo tomando em consideração a teoria de Planck. Mostra-se que, deste ponto de vista, é possível explicar, de uma maneira simples, a lei do espectro de riscas do hidrogénio. Serão igualmente apresentadas as razões da principal hipótese em que se baseiam as considerações contidas nas partes subsequentes.

Desejo expressar aqui os meus agradecimentos ao Prof. Rutherford pelo seu benévolo e encorajante interesse neste trabalho.

I — LIGAÇÃO DOS ELECTRÕES PELOS NÚCLEOS POSITIVOS

§ 1. Considerações gerais

A incapacidade da electrodinâmica clássica para dar conta das propriedades dos átomos, do ponto de vista do modelo atômico de Rutherford, surge muito claramente se considerarmos um sistema simples constituído por um núcleo carregado positivamente, de dimensões muito pequenas, e um electrão descrevendo órbitas fechadas em torno dele. Por simplicidade, suponhamos que a massa do electrão é desprezável em comparação com a do núcleo; suponhamos igualmente que a velocidade do electrão é pequena em comparação com a da luz.

Admitamos primeiramente que não há radiação de energia. Neste caso o electrão

descreverá órbitas elípticas estacionárias. A frequência de revolução ω e o eixo maior da órbita $2a$ dependem da quantidade de energia W que deve ser fornecida ao sistema de modo a remover o electrão para uma distância infinitamente grande do núcleo. Designando por e e E respectivamente as cargas do electrão e do núcleo, e por m a massa do electrão, teremos

$$(1) \quad \omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{W^{3/2}}{e E \sqrt{m}}; \quad 2a = \frac{e E}{W}.$$

Além disso, pode ser facilmente mostrado que o valor médio da energia do electrão numa revolução completa é igual a W . Vemos assim que se o valor de W não é dado, não haverá valores de ω e a característicos do sistema em questão.

Consideremos agora, contudo, o efeito da radiação de energia, calculada da forma usual a partir da aceleração do electrão. Neste caso o electrão já não descreve órbitas estacionárias. W cresce continuamente e o electrão aproxima-se do núcleo descrevendo órbitas de dimensões sucessivamente menores e frequências cada vez maiores; o electrão ganha, em média, energia cinética, ao mesmo tempo que o sistema total perde energia. Este processo progride até que as dimensões da órbita são da mesma ordem de grandeza que as dimensões do electrão ou do núcleo. Um cálculo simples mostra que a energia radiada desta maneira é imensamente grande quando comparada com a que é emitida nos processos moleculares ordinários.

É óbvio que o comportamento de um tal sistema é muito diferente do que ocorre na natureza, num sistema atómico. Em primeiro lugar, os átomos reais, no seu estado permanente, parecem ter dimensões e frequências absolutamente fixadas. Além disso, se considerarmos qualquer fenómeno molecular, o resultado parece ser sempre — depois de radiada uma certa quantidade de energia característica do sistema — a obtenção de um estado de equilíbrio estável, no qual as

distâncias entre as partículas são da mesma ordem de grandeza das existentes antes do fenómeno.

Mas, no seu aspecto essencial, a teoria da radiação de Planck afirma que a energia radiada por um sistema atómico não é emitida de uma forma contínua — como na electrodinâmica ordinária — sendo, pelo contrário, constituída por emissões separadas; a quantidade de energia radiada por um vibrador atómico de frequência ν numa única emissão é então $\tau h \nu$, onde τ é um número inteiro e h é uma constante universal.

Voltando ao caso simples, acima considerado, de um electrão e um núcleo positivo, suponhamos que o electrão, no começo da interacção com o núcleo, estava a grande distância deste e não tinha velocidade sensível em relação a ele. Suponhamos igualmente que o electrão, após a interacção, ocupou uma órbita estacionária em torno do núcleo. Admitimos, por razões adiante referidas, que a órbita em questão é circular; esta afirmação não altera, contudo, os cálculos para um sistema contendo um só electrão.

Suponhamos agora que, durante a ligação do electrão, é emitida uma radiação homogénea de frequência ν , igual a metade da frequência de revolução do electrão na sua órbita final; então, segundo a teoria de Planck, devemos esperar que a quantidade de energia emitida no fenómeno considerado seja igual a $\tau h \nu$, onde h é a constante de Planck e τ um número inteiro. Se supomos que a radiação emitida é homogénea, a segunda afirmação respeitante à frequência da radiação sugere-se a si própria, visto que a frequência de revolução do electrão no começo da emissão é 0. Contudo, a questão da validade rigorosa de ambas afirmações, assim como da aplicação feita da teoria de Planck, será discutida com maior profundidade no § 3.

Pondo

$$(2) \quad W = \tau h \frac{\omega}{2},$$

obtemos, com a ajuda das fórmulas (1)

$$(3) \quad W = \frac{2 \pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}, \quad \omega = \frac{4 \pi^2 m e^2 E^2}{\tau^5 h^5},$$

$$2a = \frac{\tau^2 h^2}{2 \pi^2 m e E}.$$

Se nestas expressões atribuímos a τ diferentes valores, obtemos uma série de valores de W , ω e a correspondendo a uma série de configurações do sistema. De acordo com as considerações acima, somos levados a supor que estas configurações correspondem a estados do sistema nos quais não há radiação de energia; estados que, em consequência, serão estacionários, enquanto o sistema não for perturbado do exterior. Vemos que o maior valor de W corresponde ao menor valor de τ , 1. Este caso deve portanto corresponder ao estado mais estável do sistema, isto é, àquele em que a ligação do electrão é tal que para a destruir é necessário a maior quantidade de energia.

Pondo nas expressões acima $\tau=1$ e $E=e$, e introduzindo os valores experimentais,

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17};$$

$$h = 6,5 \cdot 10^{-27},$$

obtemos

$$2a = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}, \quad \omega = 6,2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1},$$

$$\frac{W}{e} = 13 \text{ volt}.$$

Vemos que estes valores são da mesma ordem de grandeza que as dimensões lineares dos átomos, as frequências ópticas e os potenciais de ionização.

A importância geral da teoria de Planck para a discussão do comportamento dos sistemas atômicos foi primeiramente posta em destaque por Einstein. As considerações de Einstein foram desenvolvidas e aplicadas a numerosos fenómenos diferentes, especialmente por Stark, Nernst e Sommerfeld. O acordo, para a ordem de grandeza, entre os valores observados das frequências e dimensões dos átomos e os valores calcula-

dos, para estas quantidades, a partir de considerações semelhantes às apresentadas acima, tem sido assunto de muita discussão.

Ele foi, pela primeira vez, posto em destaque por Haas, numa tentativa para explicar o significado e o valor da constante de Planck com base no modelo atômico de J. J. Thomson, servindo-se das dimensões lineares e frequência de um átomo de hidrogénio.

Sistemas do tipo considerado neste artigo, nos quais as forças entre partículas variam inversamente com o quadrado da distância, são discutidos, em relação com a teoria de Planck, por J. W. Nicholson. Numa série de artigos este autor mostrou ser possível dar conta das riscas, de origem até agora desconhecida, no espectro das nebulosas estelares e da coroa solar, supondo a presença, nestes corpos, de certos elementos hipotéticos com a constituição exactamente indicada. Supõe-se que os átomos destes elementos consistem simplesmente de um anel de alguns electrões rodeando um núcleo positivo de dimensões desprezavelmente pequenas. As razões entre as frequências correspondentes às riscas em questão são comparadas àquelas que correspondem a diferentes modos de vibração do anel de electrões. Nicholson obteve uma relação com a teoria de Planck mostrando que as razões entre os comprimentos de onda de diferentes conjuntos de riscas do espectro da coroa podem ser explicadas com grande precisão supondo que a razão entre a energia do sistema e a frequência de rotação do anel é igual a um múltiplo inteiro da constante de Planck. A quantidade que Nicholson refere como sendo a energia é igual a duas vezes aquela que nós designamos acima por W . No último artigo citado, Nicholson achou necessário dar à teoria uma forma mais complicada, representando, contudo, ainda a razão entre a energia e a frequência como uma função simples de números inteiros.

O excelente acordo entre os valores calculados e os observados para as razões entre os comprimentos de onda em questão

parece ser um forte argumento em favor da validade dos fundamentos em que se baseiam os cálculos de Nicholson. Contudo, sérias objecções podem apresentar-se contra a teoria. Tais objecções estão intimamente ligadas ao problema da homogeneidade da radiação emitida. Nos cálculos de Nicholson a frequência das riscas num espectro é identificada com a frequência de vibração de um sistema mecânico num estado de equilíbrio perfeitamente determinado. Como se faz uso da teoria de Planck, devemos esperar que a radiação seja emitida em quanta; mas, sistemas como os considerados, nos quais a frequência é uma função da energia, não podem emitir uma quantidade finita de radiação homogénea; porque, logo que se inicia a emissão de radiação, a energia e a frequência do sistema são alteradas. Além disso, de acordo com os cálculos de Nicholson, os sistemas são instáveis para alguns modos de vibração. Pondo de parte tais objecções — as quais podem ser unicamente de natureza formal — deve notar-se que a teoria, na forma apresentada, parece não ser capaz de dar conta das bem conhecidas leis de Balmer e Rydberg, relacionando as frequências das riscas nos espectros dos elementos ordinários.

Tentaremos agora mostrar que as dificuldades em questão desaparecem se considerarmos o problema do ponto de vista deste artigo. Antes de o fazer, pode ser útil repetir brevemente as ideias que caracterizam os cálculos anteriores (pág. 69). Os principais conceitos usados são:

(1) O equilíbrio dinâmico dos sistemas em estados estacionários pode ser discutido por meio da mecânica ordinária, ao passo que as transições entre estados estacionários diferentes não podem ser tratadas nesta base.

(2) O último processo é acompanhado pela emissão de uma radiação *homogénea*, para a qual a relação entre a frequência e a quantidade de energia emitida é a dada pela teoria de Planck.

A primeira afirmação parece evidente: na verdade, é sabido que a mecânica ordinária não pode ter uma validade absoluta, sendo unicamente aplicável aos cálculos de certos valores médios do movimento dos electrões. Por outro lado, nos cálculos do equilíbrio dinâmico num estado estacionário, no qual não há deslocamento relativo das partículas, não precisamos de distinguir entre movimentos reais e os seus valores médios. A segunda afirmação está em contraste óbvio com as ideias da electrodinâmica, mas surge como necessária para explicar os factos experimentais.

Nos cálculos anteriores (pág. 69) fizemos também uso de afirmações mais particulares, designadamente que a estados estacionários diferentes corresponde a emissão de um número diferente de quanta de energia; e que a frequência da radiação emitida durante a passagem do sistema de um estado, no qual ainda não é radiada energia, para um dos estados estacionários, é igual a metade da frequência de revolução do electrão no último estado. Podemos, contudo (ver § 3), chegar às expressões (3) para os estados estacionários usando afirmações de forma algo diferente. Vamos, portanto, adiar a discussão das hipóteses particulares e mostrar primeiramente como podemos obter o espectro de riscas do hidrogénio, a partir das hipóteses principais e das expressões (3) para os estados estacionários.

§ 2. Emissão de espectros de riscas

Espectro do hidrogénio — Tudo indica que um átomo de hidrogénio consiste simplesmente de um único electrão rodando em torno de um núcleo positivo de carga e . A formação de um átomo de hidrogénio, depois de o electrão ter sido removido para uma grande distância do núcleo — por exemplo, por efeito de uma descarga eléctrica num tubo de vácuo — deve consequentemente corresponder à ligação de um electrão por um núcleo positivo, caso considerado ante-

riormente (pág. 69). Se em (3) pomos $E = e$, obtemos, para a quantidade total de energia radiada pela formação de um dos estados estacionários,

$$W_{\tau} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 \tau^2}.$$

A quantidade de energia emitida pela passagem do sistema de um estado correspondendo a $\tau = \tau_1$ a outro correspondendo a $\tau = \tau_2$ é, portanto,

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Se supusermos agora que a radiação em questão é homogênea e que a quantidade de energia emitida é igual a $h\nu$, onde ν é a frequência da radiação, obtemos

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = h\nu$$

e, a partir daqui

$$(4) \quad \nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right)$$

Vemos que esta expressão está de acordo com a lei que liga as riscas no espectro do hidrogénio. Se pomos $\tau_2 = 2$ e fazemos variar τ_1 , obtemos a série de Balmer. Se pomos $\tau_2 = 3$, obtemos a série no infra-vermelho observada por Paschen e previamente suspeitada por Ritz. Se pomos $\tau_2 = 1$ e $\tau_1 = 4, 5, \dots$ obtemos séries respectivamente no ultra-violeta extremo e no infra-vermelho extremo, as quais não foram observadas mas cuja existência se pode esperar.

O acordo em questão é não só qualitativo mas também quantitativo. Pondo

$$e = 4,7 \times 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17},$$

e

$$h = 6,5 \times 10^{-27},$$

obtemos

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} 3,1 \times 10^{15}.$$

O valor observado para o factor fora dos parêntesis na fórmula (4) é

$$3,290 \times 10^{15}.$$

O acordo entre os valores teóricos e observados está dentro da incerteza devida aos erros experimentais contidos nas constantes que entram na expressão do valor teórico. Voltaremos, no § 3, a considerar a possível importância do acordo em questão.

Deve notar-se que o facto de não ter sido possível observar mais do que 12 riscas das séries de Balmer nas experiências com tubos de vácuo, enquanto se observam 33 riscas no espectro de alguns corpos celestes, é justamente o que deve esperar-se da teoria acima exposta. Em consequência da equação (3), o diâmetro da órbita do electrão, nos diferentes estados estacionários, é proporcional a τ^2 . Para $\tau = 12$ o diâmetro é igual a $1,6 \times 10^{-6}$ cm, ou seja a distância média entre as moléculas num gás à pressão de cerca 7 mm de mercúrio; para $\tau = 33$ o diâmetro é igual a $1,2 \times 10^{-5}$ cm, correspondendo à distância média das moléculas à pressão de cerca de 0,02 mm de mercúrio. Em consequência da teoria, a condição necessária para o aparecimento de um grande número de riscas é portanto uma densidade de gás muito pequena; para, simultaneamente, obter uma intensidade suficiente para observação, o espaço preenchido com o gás deve ser muito grande. Se a teoria é correcta, não podemos portanto esperar que se observem, em experiências com tubos de vácuo, as riscas correspondentes a números elevados das séries de Balmer do espectro de emissão do hidrogénio; pode, contudo, ser possível observar estas riscas através de uma investigação nos espectros de absorção deste gás (ver § 4).

Devemos observar que, através do caminho acima seguido, não obtemos outras séries de riscas geralmente atribuídas ao hidrogénio; por exemplo, as séries primeiramente observadas por Pickering no espectro da estrela ζ Puppis, e o conjunto de séries recentemente encontradas por Fowler por

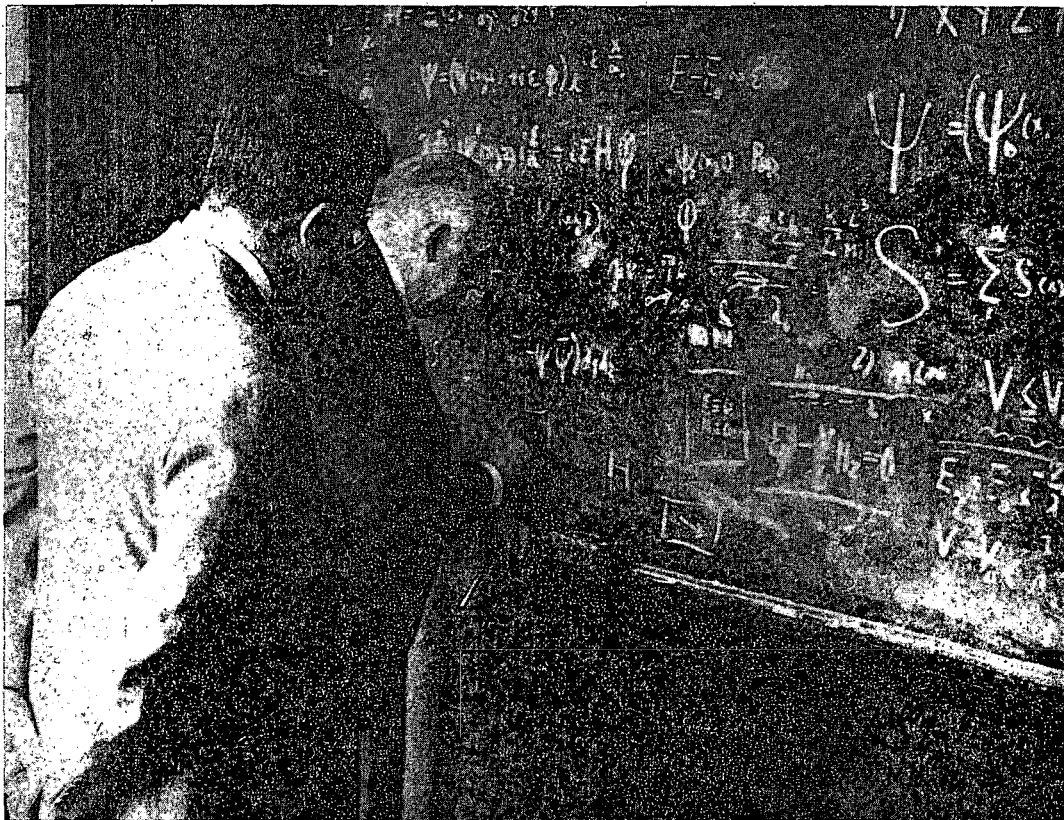
meio de experiências com tubos de vácuo contendo uma mistura de hidrogénio e hélio. Veremos contudo que poderemos dar conta, com a ajuda da teoria acima exposta, destas séries de riscas se as atribuirmos ao hélio.

Um átomo neutro deste último elemento consiste, de acordo com a teoria de Rutherford, de um núcleo positivo de carga $2e$ e de dois electrões. Considerando agora a ligação de um único electrão por um núcleo de hélio, obtemos, com $E = 2e$ na expressão (3) e procedendo exactamente do mesmo modo como acima,

$$\nu = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^5} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) =$$

$$= \frac{2\pi^2 m e^4}{h^5} \left(\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2}\right)^2} \right)$$

Se, nesta fórmula, pomos $\tau_2 = 1$ ou $\tau_2 = 2$, obtemos séries de riscas no extremo ultra-violeta. Se utilizamos o valor $\tau_2 = 3$ e fazemos variar τ_1 , obtemos séries que incluem duas daquelas observadas por Fowler e por ele designadas como a primeira e a segunda principais séries do espectro de hidrogénio. Para $\tau_2 = 4$, obtemos as séries observadas por Pickering no espectro de ζ Puppis. Cada segunda risca destas séries é idêntica à risca da série de Balmer do espectro do hidrogénio; a presença de hidrogénio nesta estrela pode portanto explicar o facto destas riscas apresentarem maior intensidade do que as restantes riscas da série. Esta série é também observada nas experiências de Fowler e designada no seu artigo por «Sharp series» do espectro do hidrogénio. Se finalmente utilizamos, na fórmula acima,



O Prof. Niels Bohr e seu filho; o Prof. Aage Bohr.

(Foto cedida pela embaixada da Dinamarca em Lisboa)

valores de τ_2 iguais a 5, 6, ..., obtemos séries cujas riscas de maior intensidade devem ser encontradas no infra-vermelho.

A razão pela qual o espectro considerado não se observa nos tubos de hélio ordinários, pode residir no facto de, em tais tubos, a ionização do hélio não ser tão completa como na estrela considerada ou nas experiências de Fowler, onde uma forte descarga atravessa uma mistura de hidrogénio e hélio. A condição para o aparecimento do espectro é, em consequência da teoria acima, que os átomos de hélio estejam presentes num estado em que tenham perdido ambos os electrões.

Devemos supor agora que a quantidade de energia necessária para remover o segundo electrão do átomo de hélio é muito maior do que a necessária na remoção do primeiro.

Por outro lado, é sabido, a partir de experiências com raios positivos, que o átomo de hidrogénio pode adquirir uma carga negativa; portanto, a presença de hidrogénio nas experiências de Fowler pode dar origem a que mais electrões sejam removidos de alguns átomos de hélio do que os que seriam se estivesse presente unicamente hélio.

(Introdução e tradução de F. BRAGANÇA GIL e J. SOUSA LOPES)

Símbolos, unidades e nomenclatura em Física

As recomendações expressas neste documento, compostas pela Comissão de Símbolos, Unidades e Nomenclatura da União Internacional de Física Pura e Aplicada, foram aprovadas em sucessivas Assembleias Gerais da União, realizadas em 1948, 1951, 1954, 1957 e 1960.

1. Grandezas físicas — Recomendações gerais

1. 1. O símbolo para uma grandeza física (francês: «grandeur physique»; inglês: «physical quantity» ou «physical magnitude»; alemão: «physikalische grösse») é equivalente ao produto do valor numérico (ou medida), número puro, por uma unidade, isto é,

grandezas físicas = valor numérico \times unidade

A unidade correspondente a uma grandeza física sem dimensões não tem, muitas vezes, nome ou símbolo, nem é explicitamente indicada.

Exemplos: $E = 200 \text{ erg}$ $n_{\text{qu.}} = 1,55$
 $F = 27 \text{ N}$ $v = 3 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$

1. 2. Símbolos para as grandezas físicas — Regras gerais

1. Os símbolos para as grandezas físicas devem ser letras (uma para cada símbolo) dos alfabetos latino ou grego com ou sem sinais especificadores: índice, expoente, plícas, etc.

Nota:

- a) Uma excepção a esta regra são os símbolos com duas letras, que são usados algumas vezes para representarem produtos sem dimensões de grandezas físicas. Se um tal símbolo, composto por duas letras, aparece como um factor num produto, recomenda-se a sua separação dos outros símbolos por um ponto, por um parêntesis ou por um espaço.
- b) As abreviaturas, isto é, formas condensadas de nomes ou expressões, tais como f. p. para função de partição, não devem ser usadas nas equações físicas. No texto, devem ser escritas no tipo romano.

2. Os símbolos para as grandezas físicas devem ser impressos em *italico*.

Nota:

No que respeita à impressão dos índices recomenda-se o critério seguinte: apenas os índices que são símbolos de grandezas físicas devem ser impressos em itálico. *Exemplos.*

Índices em romano redondo	Índices em romano itálico
C_g ($g = \text{gás}$)	p em C_p
g_n ($n = \text{normal}$)	n em $\sum_n a_n v_n$
μ_r ($r = \text{relativo}$)	x em $\sum_x a_x b_x$
E_k ($k = \text{cinética}$)	i, k em g_{ik}
χ_e ($e = \text{eléctrica}$)	x em p_x

3. Símbolos para vectores e tensores:

Para evitar o uso de índices é muitas vezes recomendado indicar os vectores e os tensores de segunda ordem por letras dum tipo especial. Recomenda-se o seguinte:

- a) Os vectores devem ser impressos a tipo negro, de preferência tipo negro inclinado, por exemplo, **A, a**.
- b) Os tensores de segunda ordem devem ser impressos em tipo negro alongado, por exemplo, **S, T**.

Nota:

Quando isto não for possível, os vectores devem ser indicados por uma seta, e os tensores por uma dupla seta, em cima do símbolo respectivo.

1. 3. Operações matemáticas simples

1. A adição e a subtração de duas grandezas físicas são indicadas por:

$$a + b \text{ e } a - b$$

2. A multiplicação de duas grandezas físicas pode ser indicada por uma das formas seguintes:

$$ab \quad a b \quad a \cdot b \quad a \cdot b \quad a \times b$$

Nota: Os vários produtos de vectores e tensores podem ser escritos das maneiras seguintes:

produto escalar (ou interno) dos vectores **A e B:** **A . B A · B**

produto vectorial (ou externo) dos vectores **A e B:** **A \wedge B A \times B**

produto diádico dos vectores **A e B:**

$$AB$$

produto escalar dos tensores **S e T:**

$$(\sum_{i,k} S_{ik} T_{ki}) \quad \mathbf{S : T}$$

produto tensorial uma vez contraído dos tensores **S e T:**

$$(\sum_k S_{ik} T_{kl}) \quad \mathbf{S \cdot T \quad S T}$$

produto interno do tensor **S** pelo vector **A:**

$$(\sum_k S_{ik} A_k) \quad \mathbf{S \cdot A \quad S \cdot A}$$

3. A divisão de uma quantidade por outra quantidade pode ser indicada por uma das maneiras seguintes:

$$\frac{a}{b} \quad a/b \quad a b^{-1}$$

ou por qualquer outra maneira de escrever o produto de a por b^{-1} .

Estas normas podem estender-se aos casos em que uma das grandezas ou ambas são produtos, quocientes, somas ou diferenças de outras quantidades.

Se for necessário, os parêntesis têm de usar-se de acordo com as regras da matemática.

Se o traço inclinado se usa para separar o numerador do denominador, e se existe alguma dúvida sobre quando começa o numerador ou acaba o denominador, devem usar-se parêntesis.

Exemplos:

Expressões com uma barra horizontal *Mesmas expressões com um traço inclinado*

$\frac{a}{bcd}$	a/bcd
$\frac{2}{9} \text{ sen } kx, \frac{1}{2} RT$	$(2/9) \text{ sen } kx, (1/2) RT$ ou $RT/2$
$\frac{a}{b} - c$	$a/b - c$
$\frac{a}{b-c}$	$a/(b-c)$
$\frac{a-b}{c-d}$	$(a-b)/(c-d)$
$\frac{a}{c} - \frac{b}{d}$	$a/c - b/d$

Nota: Recomenda-se que em expressões tais como:

$$\text{sen } \{2\pi(x - x_0)/\lambda\} \quad \exp \{r - r_0/\sigma\}$$

$$\exp \{-V(r)/kT\} \quad \sqrt{(\epsilon/c^2)}$$

o argumento seja sempre colocado entre parêntesis, excepto quando for um simples produto de duas grandezas; por exemplo, $\text{sen } kx$. Quando se usar a barra horizontal sobre o sinal de raiz quadrada, não são necessários parêntesis.

2. Unidades — Recomendações gerais

2.1 Símbolos para as unidades — Regras gerais.

1. Os símbolos das unidades de grandezas físicas devem ser impressos em tipo romano redondo.

2. Os símbolos das unidades não devem ser acompanhados por um ponto final, e devem permanecer inalterados no plural; por exemplo, 7 cm e não 7 cms.

3. Os símbolos das unidades devem ser impressos em tipo romano redondo (caixa baixa). Contudo, o símbolo para uma unidade, quando derivado dum nome próprio, deve começar por uma letra de tipo romano maiúsculo; por exemplo, m (metro), A (ampère), Wb (weber), Hz (hertz).

2.2 Prefixos — Regras gerais

1. Devem usar-se os seguintes prefixos para indicar as fracções ou múltiplos decimais duma unidade.

deci (= 10^{-1})	d		
centi (= 10^{-2})	c		
mili (= 10^{-3})	m	quilo (= 10^3)	k
micro (= 10^{-6})	μ	mega (= 10^6)	M
nano (= 10^{-9})	n	giga (= 10^9)	G
pico (= 10^{-12})	p	tera (= 10^{12})	T
fento (= 10^{-15})	f		
ato (= 10^{-18})	a		

2. O uso de prefixos duplos deve evitar-se sempre que haja um prefixo (simples) conveniente.

Não: m μ s, mas: ns (nanosegundo)
 Não: kMW, mas: GW (gigawatt)
 Não: $\mu\mu$ F, mas: pF (picofarad)

3. Quando se coloca um prefixo antes do símbolo duma unidade, a combinação resultante deve ser considerada como um novo símbolo, que pode ser elevado ao quadrado ou ao cubo sem se usarem parêntesis.

Exemplos:

$$\text{cm}^2, \text{ mA}^2, \mu\text{s}^2$$

Nota: Nunca deve usar-se um prefixo à frente duma unidade elevada ao quadrado. Assim,

cm^2 significa sempre $(0,01\text{ m})^2$ e nunca $0,01\text{ m}^2$

2.3 Operações matemáticas

1. A multiplicação de duas unidades pode ser indicada por uma das maneiras seguintes:

$$\text{Nm} \quad \text{N m} \quad \text{N} \cdot \text{m} \quad \text{N} \cdot \text{m}$$

2. A divisão duma unidade por outra pode ser indicada por alguma das formas

$$\frac{\text{m}}{\text{s}} \quad \text{m/s} \quad \text{m s}^{-1}$$

ou por qualquer outra maneira de escrever o produto de m por s^{-1} . Não deve usar-se mais do que um traço inclinado. *Exemplos:*

Não: cm/s/s, mas: $\text{cm/s}^2 = \text{cm s}^{-2}$

Não: 1 poise =
 = 1 g/s/cm, mas: 1 poise =
 = 1 g/s cm =
 = 1 g s $^{-1}$ cm $^{-1}$

Não: J/°K/mol, mas: J/°K mol =
 = J °K $^{-1}$ mol $^{-1}$

3. Algarismos e números

1. Os algarismos ou números devem ser impressos em tipo romano redondo.

2. O sinal *decimal* entre algarismos ou números deve ser uma vírgula (,) ou (mas apenas nos textos em inglês) um ponto.

3. O sinal de *multiplicação* entre algarismos ou números deve ser uma cruz (\times) ou (*excepto* nos textos em inglês) um ponto.

4. A *divisão* dum algarismo ou número pode ser indicada das seguintes maneiras:

$$\frac{136}{273,15} \quad 136/273,15$$

ou ainda escrevendo-a como o produto do numerador pelo inverso do denominador. Nestes casos o número que se inverteu deve ser colocado entre parêntesis.

Nota: Quando se usa o traço inclinado e possa haver qualquer dúvida sobre quando começa o numerador ou acaba o denominador, devem usar-se parêntesis, como no caso das grandezas (Cf. 2. 4).

5. Para facilitar a leitura de *números grandes*, os algarismos podem juntar-se em *grupos de três*, mas não deve usar-se *nenhuma* vírgula ou ponto, salvo para o sinal decimal.

Exemplos: 2 573, 421 736.

4. Símbolos para os elementos químicos, núclídeos e partículas

1. Os *símbolos para os elementos químicos* devem ser impressos em tipo romano redondo. Não se põe um ponto final a seguir ao símbolo.

Exemplos: Ca C H He

2. Os números associados que especificam um *nuclídeo* são:

número de massa $^{14}\text{N}_2$ átomos/molécula

Nota: O número atômico, se se quiser, pode ser colocado à esquerda, como índice. O lugar superior, à direita, deve ser usado, se se quiser, para indicar um estado de ionização (por exemplo, Ca^{2+} , P_4^3-) ou estado excitado (por exemplo, $^{110}\text{Ag}^m$, He^*).

3. Símbolos para partículas e quanta

neutrão	n	mesão π	π
protão	p	mesão μ	μ
deutério	d	eléctrão	e
trítio	t	neutrino	ν
partícula α	α	fotão	γ

Recomenda-se o uso da seguinte notação:

Hiperões: letras gregas maiúsculas para indicar partículas específicas, por exemplo, Λ , Σ .

Nucléões: tipo romano redondo (caixa baixa) n e p para indicar o neutrão e o protão respectivamente.

Mesões: letras gregas, tipo romano redondo (caixa baixa) para indicar partículas específicas, por exemplo, π , μ , τ .

Leptões: Partículas L; por exemplo, e, ν .

Recomenda-se que a carga das partículas seja indicada por um expoente +, - ou 0.

Exemplos:

$$\pi^+, \pi^-, \pi^0, p^+, p^-, e^+, e^-.$$

Se não se indicar a carga relativamente aos símbolos p e e , entende-se que eles se referem ao protão positivo e ao eléctrão negativo, respectivamente.

O símbolo \sim sobre o símbolo dum partícula, tem sido usado para indicar a antipartícula correspondente (por exemplo, $\bar{\nu}$ para o antineutrino), e recomenda-se o seu emprego, no mesmo sentido, quando necessário noutros casos.

5. Estados quânticos

1. Um símbolo que indique o estado quântico dum *sistema* deve ser impresso no tipo romano redondo maiúsculo.

O índice direito indica o número quântico correspondente ao momento angular total, e o expoente esquerdo a multiplicidade.

Exemplo: $^2\text{P}_3$ ($J = \frac{3}{2}$; multiplicidade, 2).

2. Um símbolo que indique o estado quântico duma única *partícula* deve ser impresso em tipo romano redondo (caixa baixa). O índice direito pode ser usado para o número quântico do momento angular total da partícula no caso de acoplamento $j - j$.

Exemplo: $p_{\frac{3}{2}}$ — electrão

3. As letras que correspondem simbolicamente aos *números quânticos do momento angular* devem ser:

0 S,s	4 G,g	8 L,l
1 P,p	5 H,h	9 M,m
2 D,d	6 I,i	10 N,n
3 F,f	7 K,k	11 O,o

6. Nomenclatura

1. Utilização da palavra «específico».

Em língua inglesa a palavra «específico» associada a grandezas físicas deve limitar-se ao significado «dividido pela massa»*.

Exemplos:

Specific volume	volume/massa
Specific energy	energia/massa
Specific heat capacity	capacidade calorífica/massa

2. Notação para o carácter covariante do acoplamento

S acoplamento escalar	A acoplamento vectorial axial
V acoplamento vectorial	P acoplamento pseudo-escalar
T acoplamento tensorial	

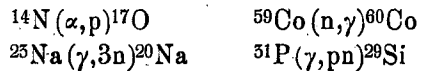
3. Notação abreviada para uma reacção nuclear

O significado duma expressão simbólica que indique uma reacção nuclear deve ser o seguinte:

* Notar que em língua portuguesa se usa, por exemplo, massa específica significando massa por unidade de volume (N. T.).

nuclídeo inicial $\left(\begin{array}{l} \text{partícula(s)} \\ \text{ou quanta} \\ \text{bombardeante(s)}, \end{array} \right.$ $\left. \begin{array}{l} \text{partícula(s)} \\ \text{ou quanta} \\ \text{projectado(s)} \end{array} \right)$ nuclídeo final

Exemplos:



4. Carácter das transições

Multipolaridade da transição:

unipolar eléctrica ou magnética	E0 ou M0
dipolar	E1 ou M1
quadripolar	E2 ou M2
octopolar	E3 ou M3
2 ⁿ -polar	E _n ou M _n

Mudança de paridade na transição:

transição *com* mudança: sim
transição *sem* mudança: não

5. *Nuclídeo:* Uma espécie de átomos, idênticos no que respeita aos números atómico e de massa, deve ser indicada pela palavra *nuclídeo*, e não pela palavra *isótopo*.

Nuclídeos diferentes que tenham o mesmo número atómico devem chamar-se *isótopos* ou *nuclídeos isotópicos*.

Nuclídeos diferentes que tenham o mesmo número de massa devem chamar-se *isóbaros* ou *nuclídeos isobáricos*.

6. Sinal do vector de polarização (Convenção de Basileia)

Nas interacções nucleares, toma-se a polarização positiva de partículas com $\text{spin } \frac{1}{2}$ na direcção do produto vectorial

$$k_i \times k_0$$

onde k_i e k_0 são, respectivamente, os vectores de onda circular das partículas bombardeante e projectada.

7. Símbolos recomendados para as grandezas físicas

Notas:

(1) Quando para uma grandeza se apresentam vários símbolos, sem indicação

especial, pode usar-se indiferentemente qual-quer deles.

(2) Geralmente não se presta atenção especial ao nome da grandeza.

7. 1. Espaço e tempo.

comprimento	l	
largura	b	
altura	h	
raio	r	
diâmetro: $d = 2r$	d	
trajectória: $L = \int ds$	L, s	
área	A, S	
volume	V, v	
ângulo (plano)	$\alpha, \beta, \gamma, \theta, \vartheta, \varphi$	
ângulo sólido	ω, Ω	
comprimento de onda	λ	
número de onda:		
$\sigma = 1/\lambda$	$\sigma, \tilde{\nu}$	(*)
número de onda angu- lar: $k = 2\pi/\lambda$	k	(**)
tempo	t	
período	T	
frequência: $\nu = 1/T$	ν, f	(*)
frequência angular, pulsação: $\omega = 2\pi\nu$	ω	
velocidade $v = ds/dt$	c, u, v	
velocidade angular:		
$\omega = d\varphi/dt$	ω	
aceleração: $a = dv/dt$	a	
aceleração angular:		
$\alpha = d\omega/dt$	α	
aceleração da gravi- dade	g	
aceleração da gravi- dade padrão	g_n	
v/c	β	

(*) $\tilde{\nu}$ usa-se exclusivamente em espectroscopia molecular.

(**) Em inglês: circular wave number.

Convém notar que em Teoria das Ondas se considera um vector k , de módulo $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, designado por vector de onda (N. T.).

(*) Em física: ν :

7. 2. Mecânica

massa	m	
massa específica		
$\rho = m/V$	ρ	(*)
massa reduzida	μ	
momento: $p = mv$	p, P	(**)
momento de inércia:		
$I = \int r^2 dm$	I, J	
força	F, F	
peso	$G, (W)$	(*)
momento duma força	M, M	
pressão	p	
pressão ou tensão nor- mal	σ	(**)
tensão tangencial ou de corte	τ	(*)
constante de gravita- ção $F(r) = G m_1 m_2 / r^2$	G	
módulo de elasticidade		
módulo de Young:		
$\sigma = E \Delta l / l$	E	
módulo de corte:		(**)
$\tau = G \text{tg } \gamma$	G	
compressibilidade:		
$k = -(1/V) dV/dp$	k	
módulo de compres- sibilidade: $K = 1/k$	K	(*)
viscosidade	η	
viscosidade cinemá- tica: $\nu = \eta/\rho$	ν	
coeficiente de atrito	f	
tensão superficial	γ, σ	
energia	E, U	

(*) No texto em inglês encontra-se a palavra «density». Convém, no entanto, notar que a definição $\rho = \frac{m}{V}$ se refere a massa específica (N. T.).

(**) Em inglês: «momentum». Trata-se da mo-mento linear cuja designação em português é quan-tidade de movimento. Alguns autores designam esta grandeza por impulsão, reservando o termo momento (linear) para o correspondente operador em Mecânica Quântica (N. T.).

(*) Símbolo preferido: G .

(**) Em inglês: normal stress.

(*) Em inglês: shear stress.

(**) Em inglês: shear modulus

(*) Em inglês: bulk modulus.

energia potencial	V, E_p	temperatura termodinâmica	$T, (\Theta)$	(*)
energia cinética	T, E_k	constante de Boltzmann	k	
trabalho	W, A	$1/kT$ em funções exponenciais	β	
potência	P	constante dos gases por mole	R	
rendimento	η	função de partição	Q, Z	
função de Hamilton, hamiltoniano	H	coeficiente de difusão	D	
função de Lagrange, lagrangiano	L	coeficiente de difusão térmica	D_T	
densidade	d	razão de difusão térmica	K_T	
7.3. Física molecular				
número de moléculas	N	factor de difusão térmica	α_T	
número de moléculas por unidade de volume $n = N/V$	n	temperatura característica	Θ	
constante de Avogadro	L, N_A	temperatura de Debye: $\Theta_D = h \nu_D / k$	Θ_D	
massa molecular	m	temperatura de Einstein: $\Theta_E = h \nu_E / k$	Θ_E	
velocidade vectorial molecular com componentes	$\{ \mathbf{c}, (c_x, c_y, c_z) \}$ $\{ \mathbf{u}, (u_x, u_y, u_z) \}$	temperatura rotacional: $\Theta_r = h^2 / 8 \pi^2 I k$	Θ_r	
vector posição molecular com componentes	$r, (x, y, z)$	temperatura vibracional: $\Theta_v = h \nu / k$	Θ_v	
momento vectorial molecular com componentes	$\mathbf{p}, (p_x, p_y, p_z)$	7.4. Termodinâmica		
velocidade média	$\mathbf{c}_0, \mathbf{u}_0, \bar{c}, \bar{u}$	quantidade de calor	Q	
velocidade mais provável	\hat{c}, \hat{u}	trabalho	W, A	
livre percurso médio	l	temperatura	$t, (\mathcal{S})$	(**)
energia de atracção molecular	ϵ	temperatura termodinâmica	$T, (\Theta)$	(*)
energia de interacção entre as moléculas i e j	φ_{ij}, V_{ij}	entropia	S	
função de distribuição de velocidades: $n = \int f d c_x d c_y d c_z$	$f(c)$	energia interna	U	
função de Boltzmann	H	função de Helmholtz, energia livre: $F = U - TS$	F	
coordenada generalizada	q	entalpia: $H = U + pV$	H	
momento generalizado	p	função de Gibbs: $G = U + pV - TS$	G	(*)
volume no espaço de fase γ	Ω			

(*) Em inglês: number density of molecules.

(*) Símbolo preferido: T .
 (**) Símbolo preferido: t .
 (•) Símbolo preferido: T .
 (‡) Também designada por entalpia livre ou potencial termodinâmico. (N. T.).

coeficiente de dilatação linear	α	
coeficiente de dilatação cúbica	γ	
condutividade térmica	λ	
capacidade calorífica específica	c_p, c_v	
capacidade calorífica molar	C_p, C_v	
coeficiente de Joule-Thomson	μ	
razão de calores específicos	k, γ	(*)

7.5. *Electricidade e Magnetismo*

quantidade de electricidade	Q	
densidade de carga	ρ	
densidade superficial de carga	σ	
potencial eléctrico	V, Φ	
campo eléctrico	E, \mathcal{E}	
deslocamento eléctrico	D, \mathcal{D}	
capacidade	C	
constante dieléctrica : $\epsilon = D/E$	ϵ	
constante dieléctrica do vácuo	ϵ_0	
constante dieléctrica relativa : $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$	ϵ_r	
polarização dieléctrica : $D = \epsilon_0 E + P$	P, \mathcal{P}	(**)
susceptibilidade eléctrica	χ_e	
polarizabilidade	α, γ	
momento eléctrico dipolar	p, \mathcal{P}	
corrente eléctrica	I	
densidade de corrente eléctrica	J, \mathcal{J}	
campo magnético	H, \mathcal{H}	
indução magnética	B, \mathcal{B}	

fluxo magnético	Φ	
permeabilidade : $\mu = B/H$	μ	
permeabilidade do vácuo	μ_0	
permeabilidade relativa : $\mu_r = \mu/\mu_0$	μ_r	
magnetização : $B = \mu_0(H + M)$	M, \mathcal{M}	(*)
susceptibilidade magnética	χ_m	
momento electromagnético : (dimensão : M/n)	μ, μ, m, m	
polarização magnética : $B = \mu_0 H + J$	J	
momento magnético dipolar : (dimensão : J/n)	i, j	
resistência	R	
reactância	X	
impedância : $Z = R + iX$	Z	
admitância : $Y = 1/Z = G + iB$	Y	
conductância	G	
susceptância	B	
resistividade	ρ	
condutividade : $1/\rho$	γ, σ	
auto-indução	L	
indução mútua	M, L_{12}	
número de fase	m	
ângulo de perdas	δ	
número de espiras	N	
potência	P	
vector de Poynting	S, \mathcal{S}	
potencial vector	A	

7.6. *Luz, radiação*

quantidade de luz	Q
fluxo luminoso	Φ
intensidade luminosa : $d\Phi/d\omega$	I
luminância : $d\Phi/dS$	E

(*) Também conhecida por índice adiabático. (N. T.).

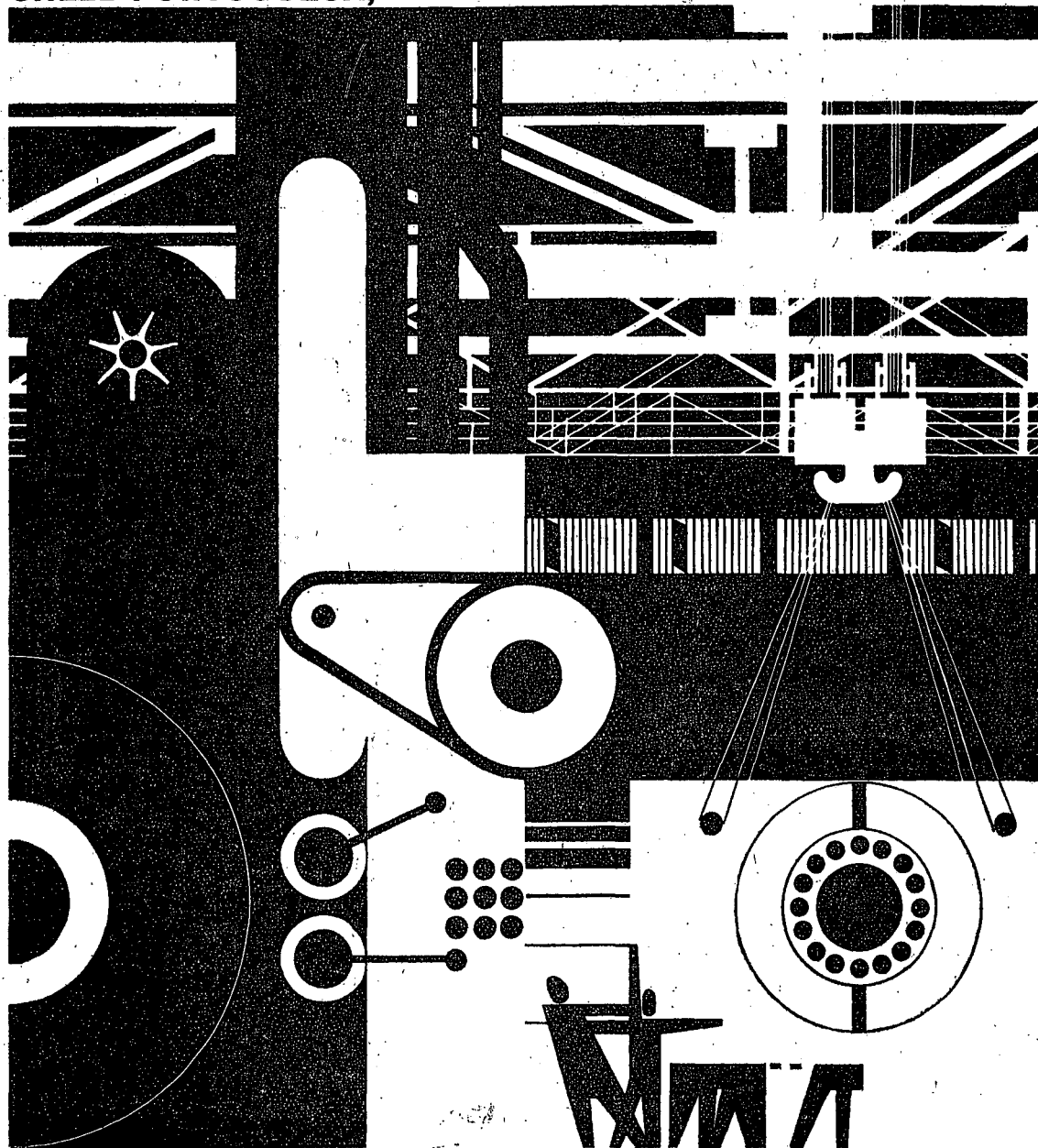
(**) Escrito na forma racionalizada, a quatro dimensões.

(*) Escrita na forma racionalizada, a quatro dimensões.



A SHELL PORTUGUESA TEM, A DISPOSIÇÃO DAS GRANDES EMPRESAS, PESSOAL ESPECIALIZADO EM TODOS OS PROBLEMAS OU NECESSIDADES DA INDÚSTRIA, E OFERECE-LHES UMA GAMA, SEMPRE EM AUMENTO, DE PRODUTOS CUJA QUALIDADE É GARANTIDA POR UMA LONGA EXPERIÊNCIA E PELO TRABALHO CONTINUO DE LABORATÓRIOS E CENTROS DE PESQUISAS ESPALHADOS POR TODO O MUNDO.

SHELL PORTUGUESA, S.A.R.L.

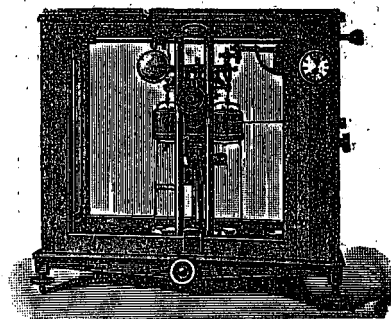


PIMENTEL & CASQUILHO, L.^{DA}

INSTRUMENTOS DE PRECISÃO

BALANÇAS DE PRECISÃO E ANALÍTICAS,
CAIXAS DE PESOS, LUPAS, TERMÔMETROS,
DENSÍMETROS, CONTA-SEGUNDOS

MATERIAL DE VIDRO,
PORCELANA E QUARTZO



RUA DO JARDIM DO REGEDOR, 24-2.º

LISBOA

TELEF.: 324314 • TELEG.: TECNA

TELEF. 77 66 82

Correia & Polónia, L.^{da}

- PAPELARIA
- TIPOGRAFIA
- ENCADERNAÇÃO
- E ARTIGOS DE ESCRITÓRIO

Rua Conde Sabugosa, 7-A (à Av. Roma)
LISBOA



GENTRO FORNECEDOR DE MÓVEIS

FABRICANTES

MÓVEIS E DECORAÇÕES

▲
Especializados em mobiliário
comercial

▲
Estudos e orçamentos em mobiliário
de qualquer estilo

Rua da Madalena, 112-1.º
Telef. 86 92 81 — LISBOA

luminância :					
$dI/dS \cos \vartheta$	L				
emissão luminosa :					
$d\Phi/dS$	M				
quantidade de energia radiante	Q_0				
fluxo de radiação	Φ_0, P				
intensidade de irradiação	I_0				
irradiância	E_0				
radiância	L_0				
emissão radiante	M_0				
factor de absorção :					
Φ_a/Φ_0	α				
factor de reflexão :					
Φ_r/Φ_0	ρ				
factor de transmissão :					
Φ_{tr}/Φ_0	τ				
coeficiente de absorção	a				
coeficiente de extinção	k				
velocidade da luz no vácuo	c				
índice de refração :					
$n = c/c_n$	n				
7.7. Acústica					
velocidade do som	c				
velocidade das ondas longitudinais	c_l				
velocidade das ondas transversais	c_t				
velocidade de grupo	c_g				
fluxo de energia sonora	P				
factor de reflexão :					
P_r/P_0	ρ				
factor de absorção acústica : $1 - \rho$	$\alpha_n, (\alpha)$				
factor de transmissão :					
P_{tr}/P_0	τ				
factor de dissipação :					
$\alpha_n - \tau$	δ				
nível sonoro	$I_N, (\Lambda)$				
					(*)
7.8. Física atômica e nuclear					
número atômico, número de prótons				Z	
número de massa				A	
número de prótons :				$P = Z$	P
número de neutrões :				$N = A - Z$	N
carga do positrão				e	
massa do electrão				m, m_e	
massa do protão				m_p	
massa do neutrão				m_n	
massa do mesão				m_π, m_μ	
massa nuclear				M_N, M	
massa atômica				M_a, M	
massa atômica relativa : M_a/m_u				A_r	
constante de massa atômica (unificada) :				$m_u = M_a(^{12}C)/12$	m_u
momento magnético de uma partícula				μ	
momento magnético do protão				μ_p	
momento magnético do neutrão				μ_n	
momento magnético do electrão				μ_e	
magnetão de Bohr				μ_B, β	
constante de Planck				h	
número quântico principal				n, n_i	
número quântico do momento angular orbital				L, l_i	
número quântico do spin				S, s_i	
número quântico do momento angular total				J, j_i	
número quântico magnético				M, m_i	
número quântico do spin nuclear				I	(*)

(*) Em inglês: loudness level.

(*) A expressão «spin nuclear» refere-se aqui ao momento angular total do núcleo. (N. T.).

número quântico hiperfino	F	raio do electrão: $r_e = e^2 / m c^2$	r_e
número quântico rotacional	J, K	coeficiente de absorção linear	μ, μ_1
número quântico vibracional	v	coeficiente de absorção atómica	μ_a
momento quadripolar	Q	coeficiente de absorção mássica	μ_m
constante de Rydberg	R_∞	poder de paragem linear	S, S_1 (*)
raio de Bohr: $a_0 = \hbar^2 / 4 \pi^2 m e^2$	a_0	poder de paragem atómico	S_a (**)
constante de estrutura fina: $\alpha = 2 \pi e^2 / h c$	α	penetração linear	R, R_1 (•)
excesso de massa: $M_a - A m_u$	Δ	coeficiente de recominação	A
fracção de síntese: $\Delta / A m_u$	f		
raio nuclear: $R = r_0 A^{1/3}$	R	7.9. Química-física	
magnetão nuclear	μ_N	quantidade de substância	ν, n
factor- g : por exemplo, $g = \mu / I \mu_N$	g	massa molar da substância B	M_B
razão giromagnética: $\gamma = 2 \pi \mu / I h =$ $= g(2 \pi \mu_N / h)$	γ	concentração molar da substância B	c_B
frequência (angular) de Larmor	ω_L	fracção molar da substância B	x_B, X_B
largura de nível	Γ	fracção mássica da substância B	w_B
vida média	τ	fracção volúmica da substância B	φ_B
energia de reacção	Q	razão molar de solução	r
secção eficaz	σ	molaridade de solução	m
secção eficaz macroscópica: $\Sigma = n \sigma$	Σ	potencial químico	μ
parâmetro de choque	b	actividade absoluta da substância B (sem dimensões)	λ_B
ângulo de difusão	$\vartheta, \theta, \varphi$	actividade relativa	a_B
coeficiente de conversão interna	α	coeficiente de actividade	γ_B
energia de desintegração	Q	pressão osmótica	Π
período (de semi-desintegração)	$T_{1/2}$	coeficiente osmótico	g, φ
constante de desintegração	λ	número estequiométrico de moléculas B	ν_B
actividade	A	afinidade	A
comprimento de onda de Compton: $\lambda = \hbar / m c$	λ_c		

(*) Em inglês: packing fraction.

(*) Em inglês: linear stopping power.

(**) Em inglês: atomic stopping power.

(•) Em inglês: linear range.

quantidade de reacção	ξ
constante de equilíbrio	K
número de carga dum ião	z
constante de Faraday	F
força iónica	I
actividade da substância B (dimensões de n ; Cf. 7.3)	z_B

8. Símbolos matemáticos recomendados

8.1. Símbolos gerais

igual a	$=$
diferente de	\neq
identicamente igual a	\equiv
corresponde a	\triangleq
aproximadamente igual a	\approx
proporcional a	\sim, \propto
tende para	\rightarrow
maior do que	$>$
menor do que	$<$
muito maior do que	\gg
muito menor do que	\ll
maior ou igual a	\geq, \geq, \geq
menor ou igual a	\leq, \leq, \leq
mais	$+$
menos	$-$
mais ou menos	\pm
a multiplicado por b	$ab, a \cdot b, a \cdot b, a \times b$
a dividido por b	$a/b, \frac{a}{b}$
a elevado a n	a^n
módulo de a	$ a $
raiz quadrada de a	$\sqrt{a}, \sqrt{a}, a^{\frac{1}{2}}$
valor médio de a	$\bar{a}, \langle a \rangle$
p factorial	$p!$
coeficiente binomial:	$\binom{n}{p}$
$n! / p!(n-p)!$	
infinito	∞

(*) 8.2. As letras que sejam símbolos, e as expressões que representem operações matemáticas devem ser impressas em tipo romano redondo.

exponencial de x	$\exp x; e^x$
base dos logaritmos naturais	e
logaritmo de x na base a	$\log_a x$
logaritmo natural de x	$\ln x$
logaritmo decimal de x	$\lg x, \log x$
logaritmo binário de x	$\text{lb } x, \log_2 x$
somatório	Σ
produto	Π
diferença finita de x	Δx
variação de x	δx
diferencial total de x	$d x$
função de x	$f(x), f(x)$
limite de f(x)	$\lim f(x)$

8.3. Funções trigonométricas

seno de x	$\sin x$
coseno de x	$\cos x$
tangente de x	$\tan x, \text{tg } x$
cotangente de x	$\cot x, \text{ctg } x$
secante de x	$\sec x$
cosecante de x	$\text{cosec } x$

Notas:

a. Para as funções circulares inversas recomenda-se o uso das expressões simbólicas das funções circulares correspondentes, precedidas pelas letras: arc.

Exemplos: $\arcsin x, \arccos x, \arctan$ ou arctg , etc. Algumas vezes usa-se a notação $\sin^{-1} x, \tan^{-1} x$, etc.

b. Para as funções hiperbólicas recomenda-se o uso das expressões simbólicas das funções circulares correspondentes, seguidas da letra: h.

Exemplos: $\sinh x, \cosh x, \tanh x$ ou $\text{tgh } x$, etc.

(*) Em inglês: extent of reaction.

(*) Se houver ambiguidade, $\log_{10} x$.

(**) Delta grego maiúsculo; não um triângulo.

c. Para as *funções hiperbólicas inversas* recomenda-se o uso das expressões simbólicas das funções hiperbólicas correspondentes, precedidas pelas letras: ar.

Exemplos: arsinh x , arcosh x , etc.

8.4. *Quantidades complexas*

unidade imaginária	
$(i^2 = -1)$	i, j
parte real de z	$\text{Re } z, z'$
parte imaginária de z	$\text{Im } z, z''$
módulo de z	$ z $
argumento de z :	
$z = z \exp i\varphi$	$\arg z, \varphi$
complexo conjugado de z , conjugado de z	z^*

Nota: Algumas vezes usa-se, para o complexo conjugado de z , a notação \bar{z} .

8.5. *Cálculo vectorial* (v. também 1. 2. 3.)

valor absoluto	$ \mathbf{A} , A$
operador diferencial	
vectorial	$\partial / \partial r, \nabla$
gradiente	$\text{grad } \varphi, \nabla \varphi$
divergência	$\text{div } \mathbf{A}, \nabla \cdot \mathbf{A}$
rotacional	$\text{curl } \mathbf{A}, \text{rot } \mathbf{A}, \nabla \times \mathbf{A}$
laplaciano	$\Delta \varphi, \nabla^2 \varphi$
d'alembertiano	$\square \varphi$

8.6. *Cálculo matricial*

transposta da matriz A :	$\bar{A}_{ij} = A_{ji}$	\bar{A}
matriz conjugada de A :	$(A^*)_{ij} = (A_{ij})^*$	A^*
conjugado hermitico de A :	$(A^\dagger)_{ij} = A_{ji}^*$	A^\dagger

9. *Símbolos internacionais para as unidades*

9.1. *Sistemas de unidades*

1. Um sistema coerente de unidades é um sistema baseado num conjunto de «unidades fundamentais» tal que, a partir destas, se obtêm por multiplicação ou divisão, sem fac-

tores numéricos, todas as «unidades derivadas».

2. O sistema CGS ou sistema cm-g-s é um sistema coerente de unidades baseado em três unidades fundamentais, correspondente às três grandezas fundamentais, comprimento, massa e tempo, respectivamente:

centímetro	cm
grama	g
segundo	s

No campo da *mecânica* as unidades deste sistema que se indicam a seguir têm nomes e símbolos especiais que foram aprovados pela Conferência Geral de Pesos e Medidas:

l, b, h	centímetro	cm
t	segundo	s
m	grama	g
f, ν	hertz (= s^{-1})	Hz
F	dine (= $g \cdot cm / s^2$)	dyn
E, U, W, A	erg (= $g \cdot cm^2 / s^2$)	erg
p	microbar (= dyn / cm^2)	μbar
η	poise (= $dyn \cdot s / cm^2$)	P

No campo da *electricidade e magnetismo* existem várias variantes do sistema CGS, em particular os sistemas *electrostático CGS* e *electromagnético CGS*. Algumas unidades desta segunda variante têm nomes e símbolos especiais:

H	oersted (= $cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$)	Oe
B	gauss (= $cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$)	G
Φ	maxwell (= $cm \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$)	Mx

3. O sistema MKSA ou sistema m-kg-s-A é um sistema coerente de unidades para a *mecânica, electricidade e magnetismo*, baseado em quatro unidades fundamentais correspondentes às quatro grandezas fundamentais comprimento, massa, tempo e intensidade de corrente eléctrica:

metro	m
quilograma	kg
segundo	s
ampère	A

Nota: O Comité Internacional de Electrotecnia deu, em 1958, o nome de *sistema Giorgi* ao sistema baseado nestas quatro unidades fundamentais. O sistema mecânico, baseado apenas nas primeiras três unidades, tem o nome de *sistema MKS*.

As seguintes unidades do sistema MKSA têm nomes e símbolos especiais, que foram aprovados pela Conferência Geral de Pesos e Medidas:

l, b, h	metro	m
t	segundo	s
m	quilograma	kg
ν, f	hertz ($= s^{-1}$)	Hz
F	newton ($= kg \cdot m/s^2$)	N
E	joule ($= kg \cdot m^2/s^2$)	J
P	watt ($= J/s$)	W
I	ampere	A
Q	coulomb ($= A \cdot s$)	C
V	volt ($= W/A$)	V
C	farad ($= C/V$)	F
R	ohm ($= V/A$)	Ω
L	henry ($= Vs/A$)	H
Φ	weber ($= V \cdot s$)	Wb
B	tesla ($= Wb/m^2$)	T

4. No campo da *termodinâmica* introduz-se uma nova unidade fundamental, correspondente à grandeza fundamental:

Temperatura termodinâmica, sendo a unidade o grau Kelvin, com o símbolo: °K.

Quando se usa a *temperatura ordinária*, definida por $t = T - T_0$, onde $T_0 = 273,15$ °K, é costume exprimi-la em graus Celsius, com o símbolo: °C. Para *intervalo de temperatura* usa-se frequentemente a palavra grau, com o símbolo deg, em virtude de neste caso as indicações «Kelvin» ou «Celsius» — que indicam o zero da escala usada — serem desprovidas de interesse.

5. No campo da *fotometria* introduz-se uma outra unidade fundamental correspondente à grandeza fundamental *intensidade luminosa*; a unidade designa-se por *candela*, símbolo: cd.

Nomes especiais para unidades utilizadas neste campo são:

I	candela	cd
Φ	lumen	lm
E	lux ($= lm/m^2$)	lx

6. *Sistema internacional de unidades.* A Conferência Geral de Pesos e Medidas recomendou, em 1960, o nome de *sistema internacional de unidades* para o sistema com as seis unidades fundamentais seguintes:

metro	m	ampere	A
quilograma	kg	grau kelvin	°K
segundo	s	candela	cd

7. Nos campos da *química-física* e *física molecular*, além das grandezas fundamentais acima referidas, a *quantidade de substância* é também considerada uma grandeza fundamental. A unidade fundamental recomendada é o mole (símbolo: mol). O mole é definido como a quantidade de substância que contém um número de moléculas (ou iões, átomos, electrões, ou o que for o caso) igual ao número de átomos que existem em 12 gramas do nuclídeo ^{12}C .

9. 2. Unidades incoerentes

l	ångström	Å
σ	barn ($= 10^{-24} cm^2$)	b
V	litro	l
$t, \tau, T_{\frac{1}{2}}$	minuto	min
$t, \tau, T_{\frac{1}{2}}$	hora	h
$t, \tau, T_{\frac{1}{2}}$	dia	d
$t, \tau, T_{\frac{1}{2}}$	ano	a
p	atmosfera	atm
P	quilowatt-hora	kWh
Q	caloria	cal
Q	quilocaloria	kcal
E, Q	electrão-volt	eV
m	tonelada ($= 1000 kg$)	t
M_n, m	unidade de massa atómica (unificada)	u
p	bar ($= 10^6 dyn cm^{-2}$)	bar

Nota: A unidade de massa atómica (unificada) é definida como $\frac{1}{12}$ da massa do átomo do nuclídeo ^{12}C .

Nota final do tradutor

A quase total ausência de literatura científica em português, no domínio da Física, dificultou a tradução de certos termos. Nestes casos pôs-se em nota infrapaginal o termo

correspondente no texto em inglês; pretendeu-se assim salientar que a tradução apresentada não é mais do que uma mera sugestão, a ser posteriormente confirmada ou rejeitada. O tradutor receberá com agrado qualquer crítica, e a *Gazeta de Física* publicará eventualmente as correcções pertinentes.

O tradutor expressa aqui o seu agradecimento a todos os que contribuíram, com as suas críticas e sugestões, para o melhoramento da tradução.

(Tradução de J. SOUSA LOPES)

Progressos recentes em Física Corpuscular

(Continuação do número anterior)

CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS CORPÚSCULOS

Os vários corpúsculos, elementares ou não, diferem uns dos outros por um certo número de características que constituem aquilo a que pode chamar-se o seu bilhete de identidade. Nalguns aspectos este é semelhante, noutros muito diferente, daquele que passaríamos a um «corpúsculo macroscópico»; considerámos interessante examinar a relação entre os dois. O nosso objectivo principal é, evidentemente, sublinhar as diferenças, algumas das quais de certo chocarão os leitores não familiares com os métodos especiais da Física Matemática. Se em nome do senso comum se apresentarem objecções, temos que responder: «não se põe a questão da teoria concordar com o senso comum, mas sim de concordar com os factos experimentais; na verdade, todas estas hipóteses concordam com os factos suficientemente bem para que a teoria vá muitas vezes avançada em relação à experiência».

Seja-nos permitido acrescentar que não é absolutamente certo que seja impossível

voltarmos algum dia a explicações mais simples, mais de acordo com o chamado senso comum. Por exemplo, recentemente Brylinsky⁽¹⁾ conseguiu formular uma possível estrutura interna do electrão, que se tinha geralmente concluído ser impossível. Contudo, um tal caminho parece mais tortuoso do que o seguido até aqui; muitos físicos, e de forma alguma os menos importantes, julgam que um tal regresso às chamadas ideias sãs do passado é inteiramente impossível.

Não se pretende neste artigo tomar parte no grande debate a favor ou contra o determinismo, com Einstein a conduzir a primeira escola, e Heisenberg a segunda, enquanto que Luís de Broglie representa a opinião intermédia. Pretende-se apenas apresentar, duma maneira tão simples e completa quanto possível, as ideias que hoje são geralmente aceites no que respeita ao corpúsculo.

⁽¹⁾ *Révue Générale de Electricité* 52249 (1943).

A estrutura interna aqui referida é a de um toro em rotação. Elimina as discrepâncias que existem nas teorias de Lorentz e Poincaré, mas nenhuma destas é importante para a mecânica ondulatória.

Corpúsculo «macroscópico»

O corpúsculo «macroscópico» é um pequeno corpo material que obedece às leis da mecânica clássica. Podemos, por exemplo, considerá-lo esférico, e somos sempre capazes de especificar o seu raio, volume, massa⁽¹⁾, e densidade. O corpúsculo é constituído por certa substância; a sua cor, a sua temperatura podem ser sempre especificadas.

O corpúsculo pode ter outras propriedades; por exemplo, uma carga eléctrica. Pode admitir-se que roda em torno de um dado eixo; os parâmetros angulares deste eixo, o período de rotação podem então especificar-se. O produto da velocidade angular pelo momento de inércia, chamado momento angular, pode ser facilmente calculado. A presença simultânea duma rotação e duma carga eléctrica torna-o equivalente a um pequeno magnete, em virtude do movimento de rotação da carga eléctrica originar correntes eléctricas equivalentes às de uma bobine.

Pode definir-se «momento magnético» como o produto da corrente (obtida dividindo a carga pelo seu período de rotação) pela área da superfície envolvida. O momento magnético é também igual ao produto⁽²⁾ do momento angular pela carga específica, pelo menos se esta é constante em todo o volume.

Corpúsculo microscópico

Na física corpuscular algumas destas noções são conservadas enquanto outras se desprezam. Introduzem-se também alguns parâmetros novos, que são mais importantes para a onda associada do que para a própria partícula (tanto quanto é possível considerar

onda e partícula separadamente). O comprimento de onda associado é um exemplo.

Em física corpuscular a noção de cor é imediatamente posta de parte. É bem conhecido que a noção de cor está associada com o comprimento de onda da luz reflectida, e perde o significado no que respeita a partículas infinitamente pequenas. Também não faz sentido falar-se do material que constitui uma partícula elementar, pois isso equivale a negar a sua natureza elementar. Da mesma forma não tem sentido falar-se da temperatura duma partícula isolada.

Além disto, não é possível atribuir dimensões definidas a corpúsculos elementares; são mais ou menos nebulosos, e parecem mudar algumas vezes, de acordo com as circunstâncias.

Mas este aspecto logo contrasta com um outro do seu comportamento, no qual parecem ser estritamente pontuais. Não é possível considerar aqui em detalhe este comportamento paradoxal, mas é concebível que a noção de dimensão perca o seu significado neste campo. O mesmo se passa com a densidade. Porém a massa em repouso e a carga eléctrica continuam entre os mais importantes parâmetros da física corpuscular.

No que respeita à rotação do corpúsculo em torno do seu eixo não é possível especificar nem o período de rotação nem a velocidade angular.

Como o tamanho é indeterminado também não é possível calcular nem a velocidade linear nem o momento de inércia. Contudo, o momento angular mantém o seu significado (apesar de ser o produto de dois parâmetros sem significado). Este momento angular intrínseco designa-se por «spin».

Por outro lado, é impossível especificar o eixo em torno do qual se dá a rotação correspondente ao spin. Três parâmetros angulares são necessários para especificar um tal eixo, e apenas um pode ser determinado num instante definido. Assim, uma só das componentes do spin, referida a um sistema de coordenadas, pode ser determinada num instante qualquer. O eixo de referência

(1) Referimo-nos à massa em repouso; quando em movimento devemos acrescentar-lhe o equivalente massa da energia cinética (equivalência relativista de massa e energia).

(2) Correctamente, a metade deste produto (N. do T.).

pode ser escolhido arbitrariamente mas, feito isto, é impossível escolher um segundo eixo.

O momento magnético é também um parâmetro importante em física corpuscular, mas está sujeito às mesmas restrições que o spin. Ademais, é sempre diferente do produto do momento angular pela carga específica. O seu comportamento é o que seria de esperar se os corpúsculos fossem não homogêneos.

O leitor pensará talvez que tudo isto é arbitrário e complicado. Contudo, devemos repetir que a escolha dos conceitos a serem postos de parte é ditada pela necessidade de interpretar os factos experimentais. Algumas vezes o resultado parece natural. Por exemplo, no caso da temperatura, conceito estatístico que perde o seu significado quando deixamos de trabalhar com um conjunto de partículas. Se compreendermos o conceito de extensão no espaço tão bem como, por exemplo, compreendemos o de temperatura, talvez achemos natural alguma perda de significado neste domínio.

Corpúsculo macroscópico em movimento

Consideremos novamente o corpúsculo macroscópico, desta vez em movimento. Em qualquer instante é possível determinar exactamente a posição e a velocidade do seu centro de massa; as três componentes do momento são conhecidas, assim como a sua energia cinética. É bem sabido que o conhecimento simultâneo da posição e do momento nos permite calcular posições e momentos futuros, quer em mecânica clássica quer em mecânica relativista. Parece ser sempre possível arranjar um aparelho capaz de com ele se realizar a medida simultânea necessária.

Por exemplo, uma lanterna dá dois «flashes» sucessivos; tiram-se duas fotografias estereoscópicas, e o problema fica resolvido (fig. 10).

Contudo, se considerarmos as coisas mais de perto, o processo é duvidoso, pois pode

acontecer que a pressão de radiação (pressão exercida pela luz nos corpos que ilumina) modifique a trajectória do corpúsculo.

Corpúsculo microscópico em movimento

Na estrutura da física corpuscular, a dificuldade torna-se muito séria. Se iluminarmos um electrão, por exemplo, este deve ser atingido por fotões; mas estes são (numa expressão bastante livre, que não deve tomar-se à letra) tão grandes como o electrão, e assim uma só colisão perturba seriamente o movimento (fig. 11).

Usando argumentos bastante gerais, Heisenberg mostrou a impossibilidade de se medir com precisão e simultaneamente a posição e o momento; o produto dos erros mínimos nestas quantidades é sempre da ordem de grandeza da constante h de Planck. Assim, é impossível calcular uma trajectória precisa para o corpúsculo e determinar as suas posições futuras.

Este é um dos problemas mais difíceis da física contemporânea. Heisenberg vai mais longe e afirma que uma tal medida é impossível porque não tem sentido. Sim! Os corpúsculos da física contemporânea são tais que não tem sentido inquirir simultaneamente da sua posição e do seu momento exactos. Não somos capazes de calcular uma trajectória porque uma tal trajectória não tem existência real. Apenas têm significado as manifestações esporádicas do corpúsculo. Quando ele se não manifesta (por exemplo interactuando com um ou vários corpúsculos) não tem sentido a questão de saber-se qual é a sua posição. Esta é a tese da escola indeterminista.

Uma tal tese não é universalmente aceite. Vários físicos, e em particular Einstein, sustentam que não é justificado dizer-se que qualquer coisa não tem sentido porque não somos capazes de medi-la; confiam em que, mais cedo ou mais tarde, o cálculo da trajectória se torne, de alguma maneira, possível, permitindo assim a ressurreição do determinismo.

Como já dissemos, não é nossa intenção alongarmo-nos nesta controvérsia, mas apenas limitarmo-nos a afirmar que, pelo menos provisoriamente, não é possível medir simultaneamente a posição e o momento dum partícula e consequentemente determinar-lhe uma trajectória definida. O nosso conhecimento será expresso como uma dada proba-

No campo microscópico, as próprias partículas não são conservadas; em certos conjuntos de condições, que mais tarde serão discutidos, podem desmaterializar-se em energia, ou materializar-se a partir de energia; podem também mudar completamente a sua natureza. Mas durante estes fenómenos, a energia (no sentido relativista da palavra,

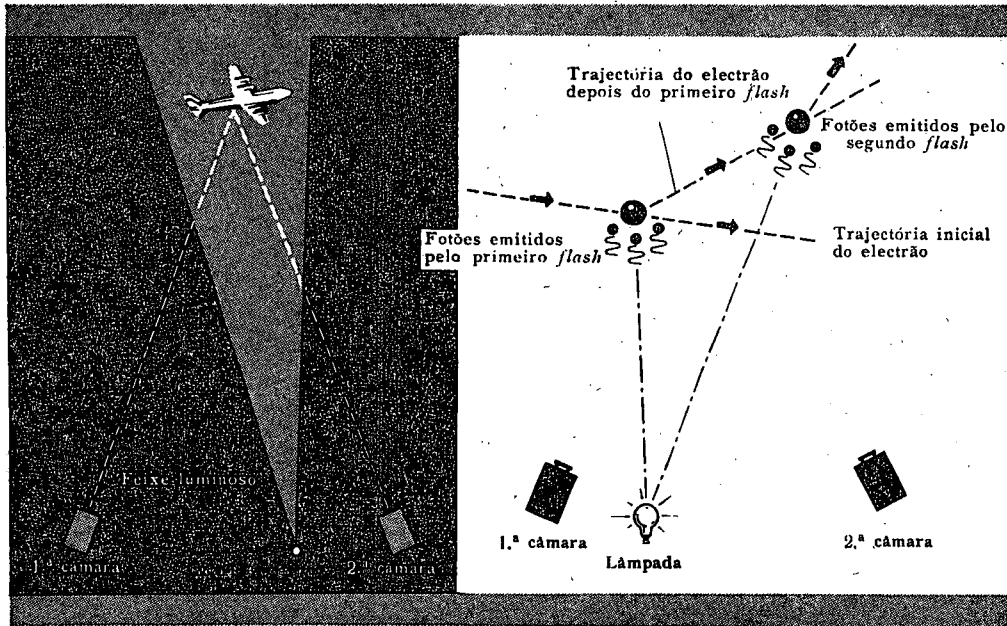


Fig. 10 e 11 — Ilustração das relações de incerteza de Heisenberg: teoricamente, é possível determinar simultaneamente a posição e a velocidade dum corpo macroscópico iluminando-o em dois instantes sucessivos em cada um dos quais se tira uma fotografia estereoscópica. Parece não haver limite para a precisão que se pode obter. Praticamente, isto não é verdade porque se desprezou a pressão de radiação. Em física corpuscular, para se determinar simultaneamente a posição e a velocidade dum electrão, deve perturbar-se necessariamente a sua trajectória, e assim a medida não é possível com precisão infinita.

bilidade de presença do corpúsculo em tal ou tal elemento de volume.

Consideremos agora as interacções entre partículas. No campo macroscópico, a matéria (e assim os próprios corpúsculos) é conservada; a energia pode ser transferida dum corpúsculo a outro, mas conserva-se a energia total; na ausência dum campo externo, o mesmo é verdadeiro para os momentos linear e angular. Finalmente, é conservada a carga eléctrica.

isto é, admitindo a equivalência massa-energia), o momento, o momento angular e a carga eléctrica são conservados, assim como outros parâmetros mais abstractos e que serão definidos adiante.

Por uma escolha conveniente do eixo de referência, a conservação do momento angular é equivalente à conservação do spin total.

Contudo as relações de incerteza de Heisenberg modificam, mais ou menos, os

teoremas de conservação. Por exemplo, Heisenberg mostrou que, para se medir a energia com precisão, é necessário fazer a observação durante um intervalo de tempo finito, tal que o produto do erro da medida multiplicado pelo valor do intervalo seja da ordem da constante de Planck.

Assim, a conservação da energia pode ser violada por uma quantidade ΔW se a duração dessa violação não exceder um intervalo de tempo Δt tal que

$$\Delta W \cdot \Delta t \leq h.$$

Condicionamentos semelhantes devem ser feitos no que respeita à conservação dos momentos linear e angular. Mais tarde mostraremos a importância destas restrições.

RESUMO

Resumindo, um corpúsculo é intrinsecamente caracterizado por:

- massa em repouso.
- carga eléctrica.
- momento angular ou spin.
- momento magnético⁽¹⁾.

O movimento do corpúsculo é conhecido se se consegue determinar:

- a posição.
- o momento (e a energia).
- a orientação do eixo do spin.

O conhecimento destes parâmetros é sempre parcial, visto que o produto do erro na posição multiplicado pelo erro no momento é sempre pelo menos igual a um certo valor mínimo (que não é, de forma alguma, desprezável neste campo), e que apenas um dos parâmetros do eixo do spin é conhecido em qualquer momento (e, conseqüentemente, apenas uma componente do spin).

(1) Alguns corpúsculos são instáveis e o seu período de vida média, definido como para os elementos radioactivos, junta-se frequentemente a esta lista.

Tomando em consideração algumas observações precedentes, para um grupo de partículas interactuantes, a massa (incluindo a energia equivalente), a carga, o momento e o spin são conservados.

As partículas em si podem ser criadas ou destruídas.

MECÂNICA ONDULATÓRIA

Como se disse acima, a interpretação dos factos experimentais em Física Corpuscular conduziu-nos a admitir um princípio de dualidade entre ondas e corpúsculos; de acordo com este princípio, qualquer onda guia corpúsculos, e qualquer corpúsculo é guiado por uma onda, verificando-se as relações numéricas já indicadas entre energia e frequência, e comprimento de onda e momento linear.

Correctamente, estas relações são válidas para o movimento livre (propagação de ondas planas associada com o movimento linear, a velocidade constante, de um ou vários corpúsculos). Porém, se o movimento ocorre num campo de forças (caso correspondente à propagação duma onda num meio de índice de refração continuamente variável) a situação é bastante mais complicada. Uma dificuldade adicional resulta da rotação da partícula em torno do seu eixo, isto é, da existência de *spin*, o que conduz à introdução de elementos não escalares na função de onda.

Movimento dos electrões no átomo

Para ilustrarmos a importância da Mecânica Quântica e darmos uma ideia do seu formalismo sem entrar em detalhes matemáticos, vamos primeiramente recordar o desenvolvimento histórico da concepção do movimento dos electrões no átomo.

Notemos antes de mais que a discussão está simplificada pelo facto de admitirmos

que o núcleo central é o centro do campo de forças, se bem que em rigor se devesse considerá-lo como um corpúsculo. Esta hipótese pode justificar-se teoricamente, mas não entraremos nos pormenores da justificação.

O campo de forças do núcleo é essencialmente composto por duas partes:

a) um campo electrostático (fig. 12) que se pode considerar, em muito boa aproximação (pelo menos para os núcleos não muito pesados), como o de uma carga pontual;

b) um campo magnético (fig. 13) que podemos considerar como dipolar, isto é, como equivalente ao produzido por uma corrente numa espira circular, plana, infinitesimal.

Nalguns problemas (efeito Zeeman, efeito Stark) devemos juntar a estes campos um campo externo uniforme, magnético no primeiro caso, eléctrico no segundo).

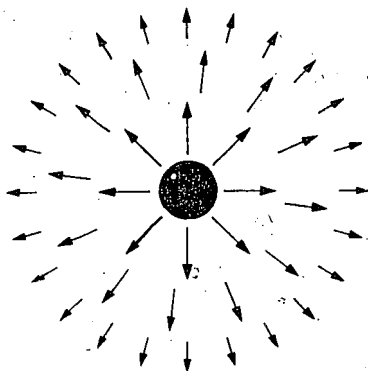


Fig. 12 — Campo electrostático unipolar criado por uma carga eléctrica positiva.

De todos estes campos, o campo electrostático nuclear é, de longe, o mais importante; permite um primeiro cálculo aproximado, já bastante preciso. Mas os dados experimentais, principalmente de origem espectroscópica, são duma precisão extraordinária, algumas vezes com seis, sete ou oito algarismos significativos.

Assim, a correspondente interpretação teórica deve ser também muito precisa. Os

outros termos têm por isso que ser tomados em consideração, geralmente como *perturbações*, que introduzem a chamada *estrutura fina* nos espectros ópticos.

Os métodos para tratar o movimento dos electrões orbitais no campo de forças criado pelo núcleo evoluíram consideravelmente durante a primeira metade do século vinte, tornando-se cada vez mais abstractos, à medida que os velhos modelos, demasiado concretos, se iam mostrando incapazes de

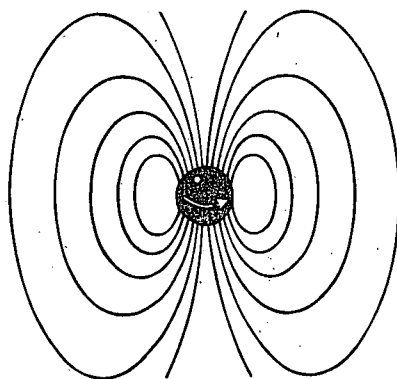


Fig. 13 — Campo magnético dipolar de uma carga eléctrica positiva em rotação.

interpretarem correctamente os factos experimentais e conduzindo por vezes a discrepâncias importantes. Contudo, antes de discutirmos estes vários modelos, é talvez útil recordar aqui, para os leitores menos familiares com a teoria da radiação electromagnética, uma forma de calcular a energia emitida por dado sistema quando se conhece o movimento das cargas eléctricas que o constituem.

Radiação eléctrica dipolar

Um «dipolo eléctrico» é constituído por duas cargas eléctricas, uma positiva, outra negativa, iguais em valor absoluto. O momento eléctrico dipolar é o produto desse valor absoluto pelo vector distância entre as cargas; é uma grandeza vectorial que se

considera dirigida da carga negativa para a positiva.

Pode mostrar-se que, quando o momento dipolar varia, o dipolo emite radiação electro-magnética. A potência instantânea da emissão obtém-se integrando o produto vectorial dos campos eléctrico e magnético (produto que se designa por vector de Poynting) sobre a superfície duma esfera muitas vezes maior do que as dimensões do dipolo; conclui-se que é proporcional ao quadrado da segunda derivada (em ordem ao tempo) do momento dipolar.

A maior parte das antenas usadas nas telecomunicações são equivalentes a dipolos eléctricos oscilantes, isto é, de direcção fixa e de grandeza variando sinusoidalmente. Em Física Corpuscular, o caso mais frequente é o do dipolo rotativo constituído por uma carga negativa (electrão) rodando em torno duma carga central positiva, que faz parte do núcleo atómico. Como a potência emitida por uma carga fixa é nula, pode interpretar-se a potência radiada como resultando inteiramente do movimento do electrão; e, pelo resultado indicado no último parágrafo, conclui-se facilmente que a potência é proporcional ao quadrado do produto da carga pela aceleração. Num dipolo puramente rotativo, apenas a aceleração centrípeta é diferente de zero.

Um argumento semelhante leva-nos a concluir que uma carga que rode em torno do seu eixo, ou uma espira circular em rotação quando percorrida por corrente eléctrica, também emitem radiação. Em qualquer dos casos, a frequência da radiação está relacionada com o período de rotação.

Modelos sucessivos da camada electrónica

O modelo de Rutherford* é o primeiro que considera o núcleo como essencialmente

pontual. Desta forma os modelos anteriores não têm interesse para nós.

Os electrões movem-se em órbitas tais que a força centrífuga é compensada pela força eléctrica de Coulomb. Cada electrão é assim uma fonte de radiação cuja frequência característica é a do seu movimento em torno do núcleo central; assim, cada linha espectral corresponde a uma dada órbita electrónica. Este modelo é incapaz de explicar a razão pela qual cada espécie química tem um espectro característico. Mais importante ainda é o não conseguir explicar o facto dum átomo poder permanecer estável, sem emitir radiação. Como o electrão não pode parar o seu movimento sem cair no núcleo central, devido à ausência de força centrífuga, a sua aceleração é sempre diferente de zero e, por isso, deveria emitir radiação continuamente.

Somos assim levados a concluir que um átomo construído de acordo com um modelo que obedece às leis da mecânica e do electromagnetismo clássicos é instável e não pode existir.

Notemos que o período de decaimento é menor do que um microsegundo, isto é, muitíssimo pequeno.

O átomo de Bohr é uma versão arbitrariamente quantificada do átomo de Rutherford. Os electrões ainda se movem em torno do núcleo central em órbitas circulares, por forma a que a força centrífuga seja compensada pela força de Coulomb, mas Bohr admite, *duma maneira inteiramente arbitrária*, que:

a) apenas algumas órbitas, para as quais a energia é um múltiplo inteiro do produto da constante de Planck pela frequência de revolução, podem existir (Cf. Secção I, quantificação da radiação electromagnética);

b) em contradição com as leis da radiação dipolar, um electrão que se mova numa tal órbita não emite radiação;

c) é emitida ou absorvida radiação quando o electrão salta duma órbita para outra; a frequência da radiação emitida (ou absorvida) obtém-se dividindo a diferença de

* Cf. *Gazeta de Física*, pág. 56 (Vol. IV, Fasc 2).

energia das duas órbitas pela constante de Planck.

Apesar da sua natureza arbitrária, o modelo de Bohr foi aceite imediatamente, devido ao facto das frequências calculadas a partir dele coincidirem, com grande precisão, com as experimentais (excepto no que respeita à análise da estrutura fina). A célebre constante de Rydberg pode agora ser calculada em termos de outras constantes fundamentais.

Os efeitos Zeeman e Stark, produzidos por campos magnéticos ou eléctricos externos, podem também ser correctamente interpretados.

O modelo de Bohr foi consideravelmente melhorado por Sommerfeld, que introduziu órbitas elípticas e, ao mesmo tempo, substituiu a quantificação da energia de Bohr por uma condição expressa em termos das coordenadas generalizadas de Lagrange e dos respectivos momentos lineares conjugados. Esta condição pode escrever-se:

$$\int p_i dq_i = n_i h$$

(com tantos índices quantos os graus de liberdade).

Sommerfeld tomou ainda em consideração o facto de, ao longo duma órbita elíptica, a velocidade e consequentemente (de acordo com a teoria da relatividade) a massa variarem. Uhlenbeck e Goudsmit introduziram o spin do electrão e tomaram em consideração o acoplamento magnético. O resultado deste trabalho foi uma explicação parcial da estrutura fina. Nalguns casos os resultados eram correctos; noutros era necessário fazerem-se alguns ajustamentos arbitrários, levantando assim difíceis problemas teóricos.

O carácter arbitrário das três condições de quantificação de Bohr foi removido pela Mecânica Ondulatória que substituiu aquela mistura de Mecânica Clássica e condições quânticas por uma teoria bastante satisfatória do ponto de vista matemático, embora

muito abstracta. Isto fez-se em três fases principais.

O modelo de Louis de Broglie não era muito diferente dos de Bohr e Sommerfeld. Faz-se notar que Broglie associa ao movimento do corpúsculo de momento mv a propagação de uma onda com um comprimento de onda $\lambda = \frac{h}{mv}$. É fácil mostrar que, se as condições de Sommerfeld são satisfeitas, a trajectória (fechada) dum electrão à volta de um núcleo é igual a um número inteiro de comprimentos de onda.

Nesta altura, considerava-se ainda que o electrão descrevia uma órbita bem definida, e simultaneamente, admitia-se a existência de um fenómeno ondulatório de amplitude real, localizado, em princípio, na mesma órbita. As únicas órbitas possíveis eram aquelas cujo comprimento igualava um número inteiro de comprimentos de onda.

Matematicamente este modelo é equivalente ao de Sommerfeld.

O modelo de Schrödinger-Born representa um passo decisivo para a abstracção; é, de facto, um modelo puramente matemático, e a sua interpretação física conduz a importantes dificuldades de linguagem. Estes autores deixam de considerar o movimento do corpúsculo e definem uma certa «função de onda», cuja amplitude é diferente de zero em todo o espaço, e não apenas sobre a órbita. Esta função de onda (Ψ) é solução de certa equação com derivadas parciais (fig. 19) obtida de acordo com dadas regras (tão arbitrárias como as condições de Bohr, mas matematicamente melhor relacionadas entre si). É bem conhecido que equações com derivadas parciais apenas possuem soluções finitas, contínuas e uniformes que tendem para zero num dado contorno (neste caso uma esfera de raio infinito) se um certo parâmetro toma um valor pertencente a certo conjunto discreto de valores. Neste caso o parâmetro é a energia, e voltamos às condições de Bohr.

Ao electrão não se atribui já uma trajetória específica; tudo o que pode calcular-se é a sua probabilidade de presença em cada ponto do espaço em qualquer instante; essa probabilidade é proporcional ao produto da função de onda pelo seu complexo conjugado. Efectivamente, a função de onda Ψ não só se estende a todo o espaço, contrariamente à onda de Broglie que estava bem localizada, como é uma quantidade complexa, reforçando assim o character abstracto da teoria.

Para a interpretação da estrutura fina o modelo de Schrödinger-Born era ainda menos satisfatório do que o de Sommerfeld, ou o de Uhlenbeck e Goudsmit. Tinha contudo a vantagem fundamental de ter simetria esférica (pelo menos nalguns casos) em vez de se limitar a um plano, como os modelos anteriores que, a esse respeito, estavam em grave desacordo com a experiência, em particular com a teoria cinética dos gases.

Além disto, esse modelo teve o mérito de conduzir à introdução da teoria de Dirac. A função de onda, complexa e escalar, foi substituída por uma função com quatro componentes, também complexa, chamada «spinor»; Dirac estabeleceu ainda qual a equação de onda que devia ser satisfeita pelo spinor. Mostrou que este formalismo dá conta das propriedades do spin do electrão, e foi susceptível de dar, pela primeira vez, uma teoria completa da estrutura fina, sem ajustamentos empíricos. À parte a função de onda deixar de ser escalar para ser um spinor, o formalismo matemático é o mesmo que o introduzido por Schrödinger-Born.

Deve notar-se que um spinor não é um vector num espaço a quatro dimensões; as suas componentes não se transformam da mesma maneira relativamente a uma transformação dos eixos de referência. Contudo

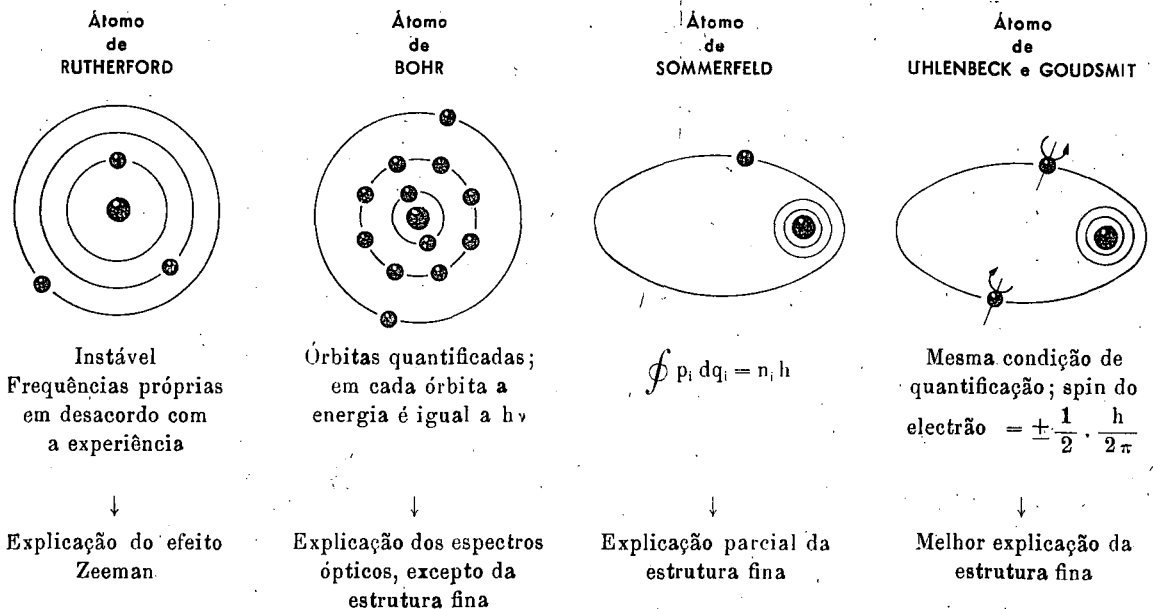


Fig. 14, 15, 16, 17, 18, 19 e 20 — Evolução do «modelo atómico» na história da Física moderna: o modelo de Rutherford (fig. 14) estava em completo acordo com as leis da mecânica e do electromagnetismo clássicos, mas conduzia rapidamente a dificuldades intransponíveis em campos tão elementares como, por exemplo, o da explicação da estabilidade da matéria. O modelo quantificado de Bohr (fig 15) elimina a maioria destas dificuldades, mas à custa da introdução de condições de quantificação inteiramente arbitrárias. Os modelos com órbitas elípticas de Sommerfeld, e com electrões com spin de Uhlenbeck e Goudsmit, melhoraram consideravelmente a precisão do modelo de Bohr, embora sem eliminarem algumas discrepâncias. Além disto, se se

algumas das suas propriedades não são muito diferentes das de um vector.

A teoria de Dirac representa o último grau da abstracção; foi melhorada nalguns pormenores, mas o formalismo geral parece definitivamente estabelecido.

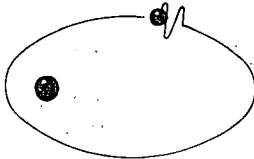
Uma das suas maiores vitórias foi a previsão teórica da existência de antipartículas. Esta previsão foi feita, como já sabemos, antes da primeira descoberta experimental. Matematicamente, a previsão decorre da extracção duma raiz quadrada; mostra-se que as propriedades duma raiz positiva correspondem às de uma partícula, enquanto que as propriedades duma raiz negativa correspondem às de uma antipartícula.

Acabámos assim de indicar os marcos principais do caminho que conduziu à Mecâ-

nica Ondulatória do electrão. No que respeita aos outros corpúsculos, alguns deles, tendo o mesmo spin que o electrão, obedecem ao formalismo de Dirac (ocasionalmente com pequenas modificações); outros, com spin nulo, obedecem (aproximadamente) ao formalismo de Schrödinger-Born; outros ainda, de spin duplo do do electrão, obedecem a um formalismo ligeiramente mais complicado, introduzido por Broglie, que utiliza como função de onda um spinor com dezasseis componentes. Está para além do âmbito deste artigo entrar em pormenores, mas o leitor encontrará informação suplementar na continuação deste artigo, bem como interessantes referências bibliográficas.

(Continua)

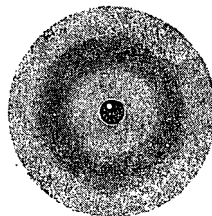
Átomo de BROGLIE



Órbita com um número inteiro de comprimentos de onda

Matematicamente equivalente ao modelo de Sommerfeld

Átomo de SCHRÖDINGER-BORN



$$\Delta \Psi - \frac{8\pi^2 m}{h^2} V(x, y, z, t) \Psi = -\frac{4\pi im}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t}; \Psi \text{ é um escalar; a energia } (= h\nu) \text{ é um «valor próprio»}$$

Equivalente ao modelo de Bohr, mas com simetria esférica

Átomo de DIRAC



$$\left[\frac{1}{c} \left(\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \epsilon V \right) - \alpha \left(\frac{h}{2\pi i} \vec{v} + \epsilon \vec{A} \right) + \alpha_4 m_0 c \right] \Psi = 0$$

Ψ é um «spinor»; a energia $(= h\nu)$ é um valor próprio

Interpretação completa dos espectros ópticos, inclusive a estrutura fina

tenta especificar a forma e a orientação no espaço de órbitas elípticas, verifica-se que estas dependem do sistema de referência, facto dificilmente compatível com a própria existência das órbitas.

O primeiro modelo ondulatório, devido a Broglie (fig. 18), era aparentemente muito diferente dos precedentes, embora matematicamente equivalente ao de Sommerfeld.

O verdadeiro modelo de Schrödinger-Born não é a representação de uma «nuvem electrónica» (fig. 19), mas antes a equação matemática indicada sob a figura. Da mesma forma o modelo de Dirac é também uma equação matemática (fig. 20), com a diferença de que a função de onda é agora um «spinor».

Lev Davidovich Landau

Prémio Nobel de Física de 1962

Devido a um grave acidente de viação ocorrido em Janeiro de 1962, e embora em franca convalescença, Lev Davidovich Landau não pôde receber em Estocolmo o Prémio com que a Academia Sueca distinguiu as suas qualidades de investigador.

Nascido em 1908, Landau entrou aos catorze anos na Universidade de Baku, sua terra natal. Dois anos mais tarde mudou para a Universidade de Leninegrado, onde se licenciou em 1927. Nesse mesmo ano introduziu, em Mecânica Quântica, o conceito de matriz densidade, que permite a forma de descrição mais geral dum sistema quântico (a descrição por meio duma função de onda é um caso particular deste). Em 1929-30 frequentou vários centros científicos estrangeiros; em particular, trabalhou em Copenhague com Niels Bohr, de quem se considera um discípulo.

Regressou a Leninegrado, mas logo em 1932, com 24 anos, foi dirigir a secção teórica do Instituto Físico-Técnico de Kharkov, onde permaneceu até 1937, altura em que passou a dirigir o Instituto de Física da Academia das Ciências da U. R. S. S.

Foi durante a estadia em Kharkov que Landau desenvolveu a tese de que um trabalho de investigação, verdadeiro e independente, em Física Teórica, não é possível sem um conhecimento básico suficientemente profundo de todos os ramos da Física. O programa correspondente ficou a ser conhecido entre os seus alunos como o «mínimo teórico», e nessa linha escreveu, de colaboração com E. M. Lifshitz, o conhecido Curso de Física Teórica.

A obra científica de Landau é extremamente vasta e, tal como a sua obra didáctica, respeita a vários ramos da Física. Nos últimos tempos tem-se dedicado especialmente à Física das Baixas Temperaturas; neste campo

os seus trabalhos mereceram em 1960 o Prémio Fritz London, e em 1962 o Prémio Nobel de Física.

Terminamos esta nota com uma citação do artigo publicado no J. E. T. P. por ocasião do seu quinquagésimo aniversário:

«A contribuição que a Física Teórica deve a Lev Davidovich não se limita aos seus próprios trabalhos científicos. Já falámos duma outra faceta da sua actividade — a fundação duma grande escola de físicos teóricos soviéticos. O seu inextinguível entusiasmo pela Ciência, as suas críticas agudas, o seu talento e a clareza do seu pensamento atraíram muitos jovens a Lev Davidovich. O número de cientistas que se aproximaram de Landau (como os seus alunos e colaboradores lhe chamam) é muito grande.

A maneira de criticar de Lev Davidovich é ardente e rigorosa, mas por detrás dessa severidade exterior esconde-se uma devoção a altos princípios científicos, um grande coração e uma grande bondade. É tão sincero no desejo de ajudar o sucesso de outros com as suas críticas, como é caloroso nas suas expressões de aprovação».

S. L.

Noticiário

Doutoramento

Nos dias 16, 21 e 22 de Julho de 1962 prestou provas de doutoramento em Engenharia Electrotécnica, no I. S. T., o Eng.º Manuel Alves Marques.

O Doutor Manuel Alves Marques, que apresentou como tese de doutoramento um trabalho intitulado «A estrutura dos catiões complexos $Mg^{2+}(OH_2)_6$ e $Al^{3+}(OH_2)_6$ em solução» foi aprovado com 18 valores.

**SOCIEDADE
LUSO-AÇOREANA, LDA.**



FÁBRICA DE SACOS DE PAPEL

**PAPEIS NACIONAIS E ESTRANGEIROS
ARTIGOS DE ESCRITÓRIO**



ESCRITÓRIO E ARMAZENS

**R. Latino Coelho, 89-91 — Telef. 537141
Apartado 1031 4 Linhas**

LOJA

R. dos Douradores, 181 — Telef. 322438

LISBOA

**INSTITUTO NACIONAL
DE GEOFISICA**

**REVISTA
DE
GEOFISICA**

Dirijase la correspondencia a la Secretaría

Ríos Rosas, 9 — MADRID



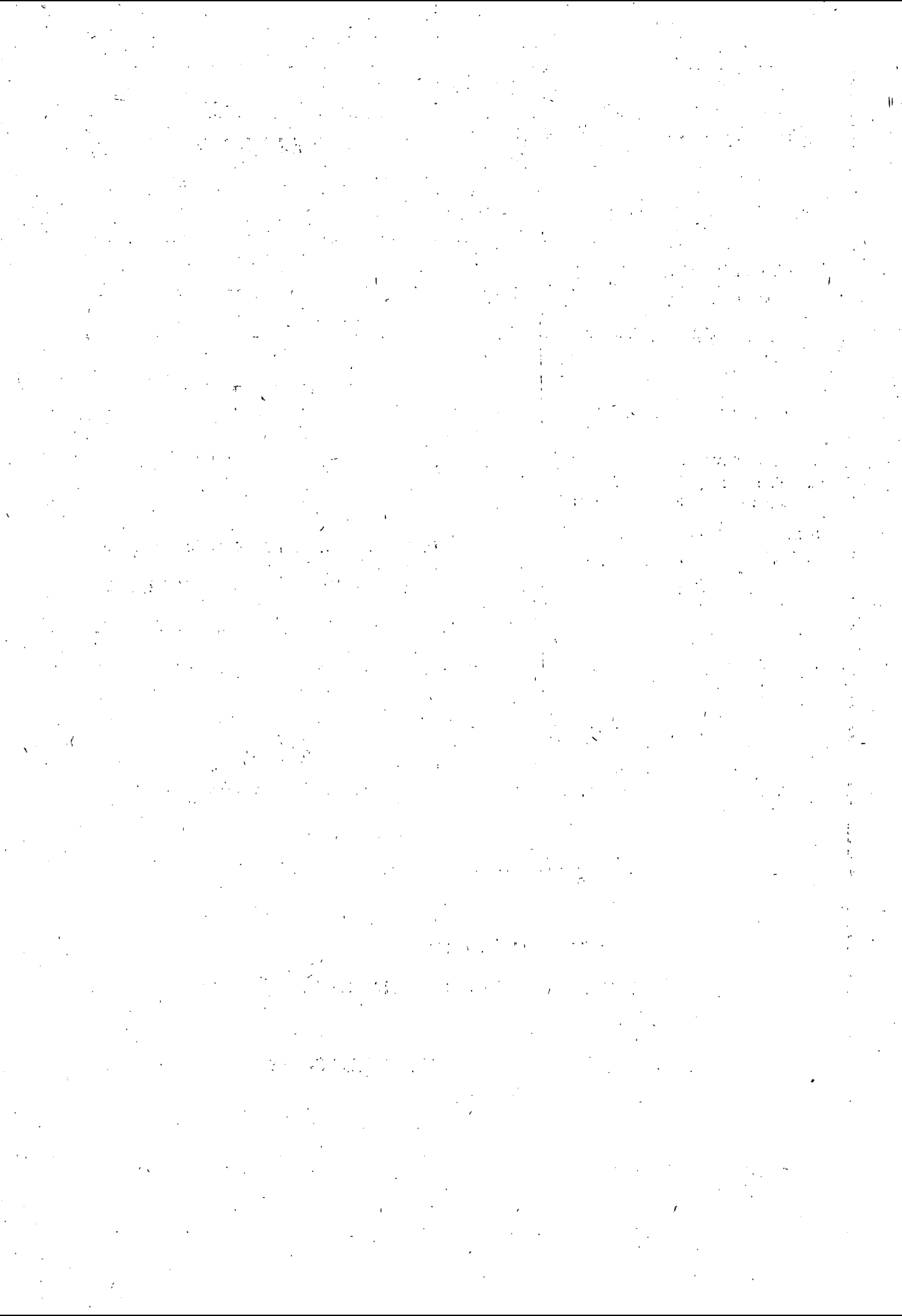
KORES, LDA.

FÁBRICA DE:

- **PAPEIS QUÍMICOS**
- **FITAS PARA MÁQUINAS**
- **STENCILS**
- **TINTAS PARA DUPLICADORES**

CABO RUIVO

LISBOA



*Os fabricantes dos equipamentos laboratoriais mais divulgados
no mundo científico,*

« E K C O » Electronics, Ltd.

e

« DYNATRON » Radio, Ltd.

*têm certamente nas suas gamas de fabrico todos os dispositivos
de que necessita para os estudos do seu Laboratório.*

Representantes exclusivos:

Soc. Com.

CROCKER, DELAFORCE & C.^a L.^{da}

Séde: Rua D. João V, 2-2.^o

∞

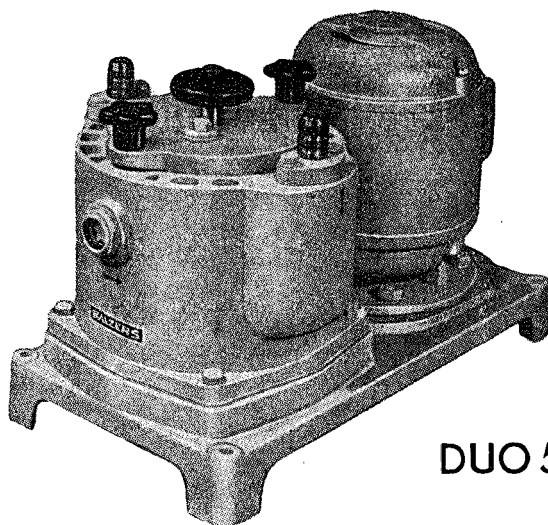
Officinas: Rua D. João V, 29-C

Telefone 68 01 41/4

BALZERS

A BOMBA DE VÁCUO MAIS
APROPRIADA A TRABALHOS
DE CONTAMINAÇÃO

DESMONTAGEM, LIMPEZA
E MONTAGEM EM 30 MINU-
TOS SEM FERRAMENTAS



DUO 5

DOIS ANDARES
VÁCUO MÁXIMO: 8×10^{-3} mm Hg

REPRESENTANTES EXCLUSIVOS:

EQUIPAMENTOS DE LABORATÓRIO, L.^{DA}

RUA PEDRO NUNES, 47 — TELEF. 73 34 36 — LISBOA

HILGER WATTS LTD.

APARELHOS PARA ANÁLISE ESPECTRAL

POLARÍMETROS — REFRACTÓMETROS
ESPECTROFOTÓMETROS — ESPECTRÓGRAFOS
DIFRACTÓMETROS DE RAIOS X
BIBLIOGRAFIA TÉCNICA

EDWARD'S HIGH VACUUM LTD.

TUDO PARA VÁCUO

BOMBAS E APARELHAGEM DIVERSA, UTILIZANDO
O VÁCUO
APARELHAGEM DE METALIZAÇÃO POR
VÁCUO-LIOFILISADORES

BAIRD TATLOCK LTD.

MATERIAL E APARELHAGEM DE LABORATÓRIOS
PARA INVESTIGAÇÃO E INDÚSTRIA

ET.S BETTENDORF S. A.

MATERIAL PARA LABORATÓRIOS PSICOTÉCNICOS
E PSICOLOGIA APLICADA

ASSISTÊNCIA GARANTIDA POR TÉCNICOS ESPECIALIZADOS

MATERIAL DIDÁCTICO PARA A INFÂNCIA:
JOGOS, QUADROS, ESTAMPAS, ETC..

REPRESENTANTES

C. SANTOS, LDA.

SECÇÃO INDUSTRIAL

AV. DA LIBERDADE, 35-1.º

L I S B O A