

Espectrometria magnética de electrões

por F. BRAGANÇA GIL⁽¹⁾ e J. CARVALHO SOARES

(Laboratório de Física da Universidade de Lisboa)

1. Introdução

Becquerel observando, em 1896, que sais de urânio emitem radiações, abriu um novo domínio no estudo da natureza — a radioactividade — o qual viria mais tarde colocar nas mãos do homem uma das mais ricas fontes de energia. Observou-se, então, pela primeira vez, uma manifestação do núcleo atómico, o qual, cerca de três décadas depois se iria impôr, com a descoberta da radioactividade artificial, à compreensão do homem, permitindo-lhe iniciar a coordenação dos mais diversos fenómenos à escala sub-atómica. Surgiu assim um dos mais importantes domínios da física actual: a Física Nuclear.

Bem depressa se verificou que a radiação emitida pelas substâncias radioactivas não é simples, sendo constituída, pelo menos, por três tipos, com diferentes poderes de penetração perante um mesmo material absorvente. Não se conhecendo ainda a natureza desses três tipos de radiação, eles foram designados pelas três primeiras letras do alfabeto grego. Na figura 1 ilustra-se esquemáticamente o poder de penetração destas radiações, para uma mesma energia e um mesmo material absorvente.

Da análise do poder de penetração das radiações foi possível tirar conclusões sobre a respectiva energia. Foi este — o método de absorção — o primeiro meio aplicado no seu estudo sistemático.

Para desvendar a natureza das radiações foi, porém, decisivo lançar mão do método que consistiu em as submeter à acção de campos magnéticos. Sabe-se que a trajectória de uma partícula, eléctrica-

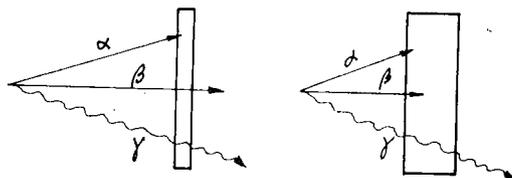


Fig. 1 — Absorção das radiações α , β e γ pela matéria.

mente carregada, não paralela à direcção do campo, é encurvada pela acção deste, estando a sua curvatura relacionada, pela lei de Laplace-Lorentz, com o momento linear da partícula. Desta forma, foi possível identificar três tipos de radiação, (tal como sucede para o poder de penetração através de um material absorvente), dois dos quais sofrem, de modo diferente, a acção do campo magnético, não sendo o terceiro — a radiação gama — influenciável por este campo. A figura 2 ilustra estes factos.

Mais tarde foi possível verificar que a radiação alfa é constituída por núcleos de átomos de hélio e a radiação beta por electrões emitidos pelo núcleo, onde «in actu» não têm existência. A radiação gama, como também se mostrou, é do mesmo tipo da radiação X, revelada nos trabalhos de Roentgen um ano antes da descoberta de Becquerel, sendo, portanto, igualmente uma radiação electromagné-

⁽¹⁾ Bolseiro do Instituto de Alta Cultura.

tica: elas diferem usualmente apenas no comprimento de onda, ou seja, na energia.

A descoberta da radioactividade artificial — obtenção de isótopos radioactivos a partir de isótopos estáveis — veio enri-

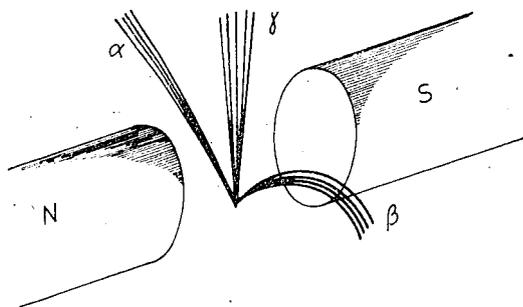


Fig. 2.— Acção do campo magnético sobre as radiações α , β e γ .

quecer sobremaneira o âmbito da Física Nuclear, que bem depressa teve de se ramificar. O domínio que toma como objectivo o estudo dos modos de desexcitação dos núcleos radioactivos bem como a análise das radiações emitidas, ou seja o estudo da energia destas e das correlações existentes entre elas no espaço e no tempo, constitui a chamada Espectroscopia Nuclear. Em síntese, poderemos dizer que é seu objectivo coligir informações que nos permitam uma compreensão tão exaustiva quanto possível do núcleo atómico.

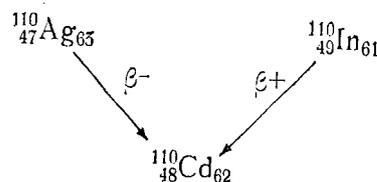
Torna-se, pois, necessário dispor de meios experimentais com que possamos investigar os diferentes modos de declínio dos núcleos radioactivos, medir as energias das radiações emitidas no decurso da desexcitação desses núcleos e determinar as correlações entre elas, no espaço e no tempo. Neste artigo, procuraremos apresentar de uma forma tão simples quanto possível os meios de obter espectros de energia das partículas beta e dos electrões emitidos pelo átomo no decurso de uma desexcitação nuclear (electrões de conversão interna).

Existem diversos tipos de espectrómetros consoante o meio empregado para, de uma forma indirecta, se avaliar a energia cinética dos electrões detectados. Vamo-nos aqui interessar apenas por um destes tipos — os espectrómetros magnéticos.

Depois de apresentarmos de um modo simplificado as linhas fundamentais da espectrometria magnética e a sua importância na Espectroscopia Nuclear, procuraremos descrever com algum pormenor um destes instrumentos, existente no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa, e indicaremos os domínios de aplicação nos quais tal espectrómetro pode ser proficuamente usado. Para mais fácil consecução deste objectivo, começaremos por expor algumas ideias fundamentais sobre a emissão beta e o fenómeno da conversão interna.

2. Emissão β e Conversão Interna

2.1. Emissão β — A radiação β , termo com que designaremos a radiação proveniente da emissão de electrões positivos ou negativos pelo núcleo, é característica dos núclidos com excesso, respectivamente, de protões ou neutrões em relação à região de equilíbrio em que os núcleos são estáveis. No caso da emissão de um electrão negativo, β^- , forma-se um novo núcleo com o mesmo número de massa A mas em que o número de protões aumentou de uma unidade, diminuindo igualmente de uma unidade o número de neutrões; dá-se o fenómeno recíproco sempre que a emissão for de um electrão β^+ .



Medindo as energias da radiação β emitida em desintegrações deste género, verifica-se que os electrões que a constituem apresentam um espectro contínuo de energias, isto é, numa determinada desintegração β encontram-se todas as energias, desde valores vizinhos de zero até um valor máximo, E_0 , característico de cada desintegração. Deixamos aqui de lado as dificuldades teóricas que levantou a existência de um tal espectro contínuo de energia e como elas foram resolvidas com a hipótese do neutrino, posteriormente verificada pela experiência. Veremos, todavia, como é possível determinar experimentalmente o valor de E_0 bem como a distribuição das energias num dado espectro com o auxílio de um espectrómetro magnético.

2. 2. Conversão interna — Além da emissão de electrões provenientes do núcleo, pode dar-se a emissão de electrões orbitais do átomo igualmente motivada por uma desexcitação nuclear. Com efeito, após a emissão de partículas β^- ou β^+ (bem como de partículas α , não consideradas aqui) o núcleo poderá dispor ainda de energia que terá de ser emitida para se atingir o estado de equilíbrio que designamos por estado fundamental. Esta desexcitação do núcleo pode dar-se através da emissão de um fóton ou cedendo o excesso de energia a um electrão do cortejo electrónico do átomo, o qual é extraído deste com uma energia cinética igual à diferença entre a energia da transição nuclear em causa e a energia de ligação do electrão no átomo. Trata-se do chamado fenómeno de *conversão interna*, designando-se os electrões emitidos por electrões de conversão interna. Origina-se, em seguida, um processo de reorganização do cortejo electrónico, do qual resultará emissão de fótons X, característicos do átomo, ou de outros electrões do cortejo situados em camadas mais exter-

nas e que aqui se designam por electrões de Auger.

Apenas estaremos interessados, no que se vai seguir, nos electrões de conversão interna que, ao contrário do que sucede com as partículas β^- ou β^+ , apresentam sempre energias características dos estados excitados que originaram a emissão. A figura 3 ilustra o que acabamos de descrever. Trata-se de um espectro de uma fonte de ^{198}Au . O isótopo ^{197}Au é estável; quando um átomo deste isótopo capta um neutrão ele transforma-se em ^{198}Au , que é instável e emite uma partícula β^- passando a ^{198}Hg . Porém, neste declínio, o núcleo de ^{198}Hg não fica no seu estado fundamental estável, mas num estado excitado, de cuja desexcitação surge ou um fóton γ ou um electrão procedente de uma das camadas (K, L, M, \dots) do cortejo electrónico do átomo de mercúrio formado.

No espectro presente vemos dois «picos» sobrepostos a um fundo contínuo. Este último resulta da detecção das partículas beta emitidas pelos núcleos de ^{198}Au presentes na fonte, as quais nos surgem com todas as energias entre 0 e uma energia máxima E_0 que, no caso presente, é $E_0 = 0,96 \text{ MeV}$. Os «picos» bem pronunciados resultam da detecção dos electrões de conversão interna obtidos nas camadas K, L e M do cortejo electrónico do átomo. Aqui, os electrões do nível K encontram-se bem separados dos que provêm dos níveis L e M , os quais, devido à proximidade das suas energias, se apresentam neste espectro constituindo um único «pico».

3. Acção do campo magnético sobre partículas carregadas

Uma carga eléctrica q em movimento com a velocidade \vec{v} fica, quando submetida à acção de um campo magnético \vec{B} ,

com o seu movimento condicionado pela força \vec{F} dada pela equação

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}.$$

Como se vê por esta expressão, a força \vec{F} é perpendicular à direcção do movi-

satisfeita, podemos decompor o vector \vec{v} segundo dois vectores, respectivamente com a direcção de \vec{B} e a direcção que lhe é perpendicular: apenas a componente da velocidade \vec{v} do electrão, perpendicular a \vec{B} , contribui para a força.

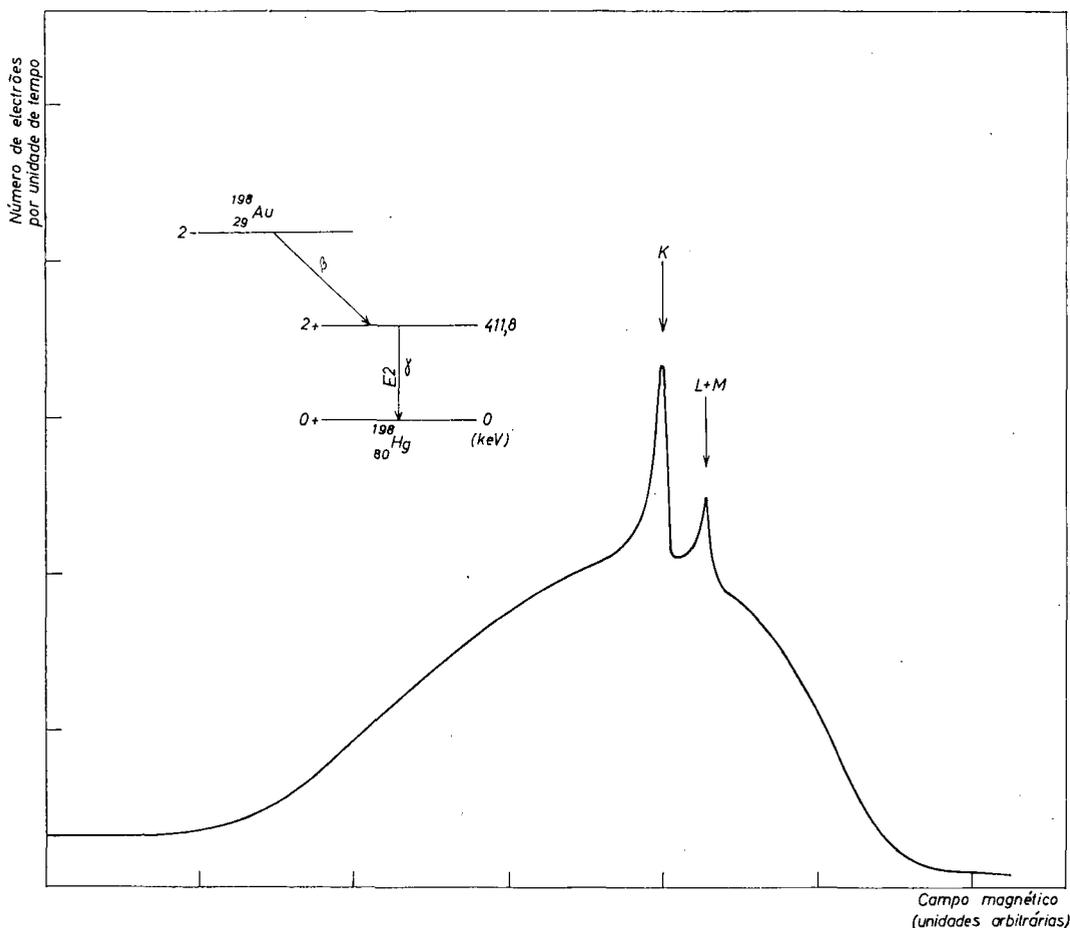


Fig. 3 — Espectro β e de electrões de conversão interna do ^{198}Au (obtido no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa).

mento e, conseqüentemente, não realiza trabalho; ela exerce a sua acção apenas sobre a direcção do movimento. Se a trajectória era rectilínea antes da acção do campo, passará a ser circular, com velocidade constante em módulo, se \vec{v} e \vec{B} forem também perpendiculares entre si. No caso desta última condição não ser

Suponhamos então que um electrão com a velocidade \vec{v} entra num domínio em que se exerce um campo \vec{B} cujas linhas de força são perpendiculares à velocidade \vec{v} do electrão. Tal electrão terá a massa m dada pela equação relativista

$$m = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}$$

em que m_0 é a massa do electrão em repouso e c é o módulo da velocidade da luz no vácuo. O momento linear do electrão será

$$(1) \quad \vec{p} = m \vec{v}$$

e a força que sobre ele se exerce será, em módulo,

$$(2) \quad F = e v B$$

sendo a trajectória circular; esta força será equilibrada pela força centrífuga, de onde vem

$$(3) \quad e v B = \frac{m v^2}{r}.$$

Teremos, portanto,

$$(4) \quad p = m v = e B r.$$

As equações (3) e (4) permitem determinar o raio r da trajectória de um electrão de carga e que se desloca sob a acção de um campo magnético homogéneo num plano perpendicular às linhas de força do campo. A velocidade do electrão, expressa em radiano por segundo, é então dada por

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e B}{m}$$

em que e/m se encontra expresso em coulomb por quilograma, e B em weber por metro quadrado. O período do movimento, em segundo, é, portanto,

$$(5) \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{e B}.$$

Vemos que, enquanto o raio da trajectória circular é directamente proporcional à velocidade da partícula, o período do mo-

vimento é independente desta velocidade. Nestas condições, dado um feixe de electrões em que existam partículas de diferentes energias e, portanto, diferentes velocidades, aquelas que forem mais rápidas descreverão circunferências de raio superior no *mesmo intervalo de tempo* em que as menos rápidas descreverão circunferências de menor raio.

Estas noções foram o ponto de partida para a construção dos diferentes tipos de espectrómetros magnéticos que continuam a prestar relevantes serviços à Espectroscopia Nuclear. São ainda hoje os instrumentos que nos permitem determinar com maior rigor as energias das partículas carregadas. Permitem-nos ainda realizar determinações absolutas, uma vez que o valor da energia, E , apenas depende dos valores de B e de r , e estes podem ser medidos. Este facto tem imensa importância visto que os restantes métodos de que dispomos apenas nos permitem, em geral, fazer determinações relativas.

Tratemos então de alguns tipos de espectrómetros mais frequentemente utilizados.

4. Classificação dos espectrómetros magnéticos

Podemos classificar os espectrómetros magnéticos em dois grandes grupos, cada um deles admitindo diversas variantes. Servir-nos-á de base para esta classificação a orientação do campo magnético que irá actuar sobre as partículas carregadas. Designaremos por:

a) espectrómetros de campo transversal — aqueles em que as partículas entram num domínio em que as linhas de força do campo são perpendiculares ao plano das suas trajectórias;

b) espectrómetros de campo longitudinal ou de lente — aqueles em que as partículas entram no campo com uma componente longitudinal não nula da velocidade.

Examinemos as propriedades mais importantes de cada um destes tipos.

4.1. *Espectrómetros de campo transversal* — Os primeiros espectrómetros de campo transversal que se construíram foram os semicirculares ou de 180° , assim designados pelo facto de as trajectórias das partículas serem semicirculares, como se indica na figura 4. Para que não haja

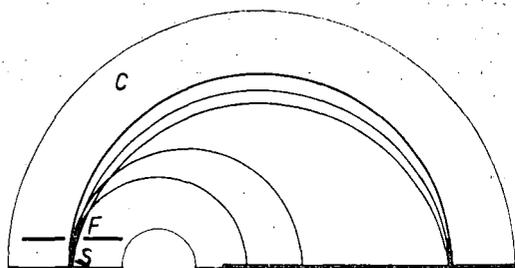


Fig. 4 — Esquema de um espectrómetro magnético transversal (S: suporte com fonte radioactiva; F: fenda limitadora do feixe; C: câmara onde se fez o vácuo).

perturbações devidas ao choque das partículas a analisar com as moléculas do ar, dever-se-á fazer o vácuo que terá que ser tanto mais elevado quanto maiores forem as partículas em estudo bem como as dimensões do espectrómetro. É sempre possível determinar a ordem de grandeza do vácuo apropriado para um determinado problema; basta, para isso, calcular o livre percurso médio da partícula em causa no trajecto que tem de percorrer.

Uma parte importante de qualquer espectrómetro é constituída pelo detector das partículas para cuja análise ele foi concebido. Poderemos empregar os mais diversos detectores, como a chapa fotográ-

fica, um detector de Geiger-Müller, um cristal de cintilação apropriado. Dentro do tipo de espectrómetros que estamos considerando, a análise da equação (4) sugere-nos imediatamente duas variantes fundamentais:

a) Podemos usar um campo magnético fixo e determinar o raio para as diferentes trajectórias das partículas, usando a chapa fotográfica ou um detector móvel;

b) Podemos, de outro modo, fixar o detector e variar a intensidade do campo magnético, actuando assim sobre a curvatura das trajectórias. Em cada uma destas variantes há ainda certos refinamentos técnicos que tornam os espectrómetros mais adaptados a determinados tipos de experiências.

4.2. *Espectrómetros de campo longitudinal ou de lente* — Consideremos agora o outro grande grupo de espectrómetros magnéticos para partículas β e electrões de conversão interna: os espectrómetros de campo longitudinal, também designados por espectrómetros de lente. Devem esta última designação ao facto de que o princípio em que assentam é comparável à focagem da luz por meio de uma lente convergente, em que as radiações visíveis de diferentes frequências (e, portanto, de diferentes energias) são focadas em pontos distintos ao longo do eixo principal da lente.

Nos espectrómetros de lente, os electrões deslocar-se-ão em linha recta até sofrerem a acção de um campo magnético criado no interior de uma bobina percorrida por uma corrente. Do mesmo modo que no caso anterior, os electrões sofrerão a acção de uma força de origem magnética, mas agora a sua trajectória não será circular, devido à existência de uma componente da velocidade com a direcção do campo magnético; os electrões descreverão assim trajectórias helicoidais ao longo

das linhas de força do campo (fig. 5). O percurso efectuado depende, evidentemente, da velocidade dos electrões e, portanto, quando eles emergem da lente magnética, constituirão feixes separados de acordo com as suas energias, sendo focados em pontos diferentes do eixo.

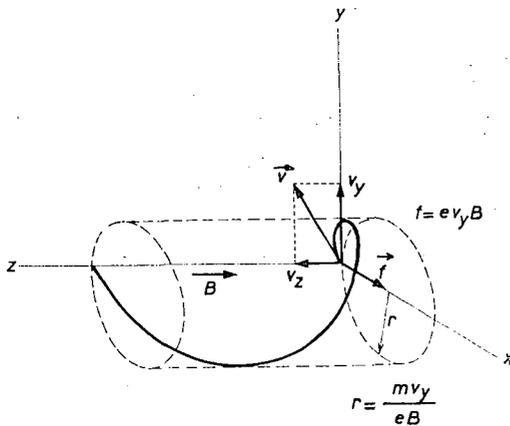


Fig. 5 — Trajectória de um electrão de velocidade \vec{v} num campo magnético \vec{B} .

No que respeita ao princípio de detecção das partículas, mantêm-se as considerações feitas a propósito dos espectrómetros de campo transversal.

Adiante entraremos em mais alguns pormenores dos espectrómetros de lente, visto ser deste tipo o existente no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa.

5. Critérios para a escolha de um espectrómetro magnético

Vimos que um espectrómetro magnético permite-nos determinar a energia de partículas carregadas ou — o que é equivalente — o seu momento linear. Do ponto de vista experimental, o valor que determinamos para o módulo deste, p , vem sempre afectado de uma certa margem de erro, Δp . Com efeito, para obtermos p

teremos de medir r ou B (cf. § 3). Suponhamos que medimos r ; na realidade, para determinarmos r teremos de limitar o feixe de partículas com um diafragma de modo que sejam apenas detectadas as partículas cujas trajectórias estão compreendidas num cone de abertura 2α (fig. 6). Supomos ainda que a fonte tem dimensões suficientemente pequenas para que a possamos considerar como pontual. Devido à abertura finita da entrada do espectrómetro, teremos um erro de focagem que se reflecte nas dimensões da «imagem», que é dado por (cf. fig. 6):

$$s = 2r(1 - \cos \alpha) \approx r \left(\alpha^2 - \frac{\alpha^4}{12} + \dots \right).$$

Ora, esta grandeza s pode fazer com que dois grupos de partículas correspondentes a momentos lineares e, consequentemente, a energias distintas, não sejam separados. Suponhamos que tais partículas têm momentos lineares que, em mó-

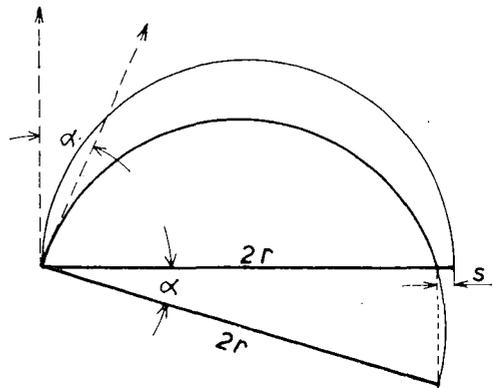


Fig. 6 — Resolução de um espectrómetro em função do ângulo de abertura.

dulo, são respectivamente p_1 e p_2 ; seja $\Delta p = p_1 - p_2$. Dizemos que o feixe de momento linear p_1 está separado daquele cujo momento linear é p_2 , quando Δp é tal que o seu valor possa ser detectado.

Da equação (4) e da figura 6 conclui-se que

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta r}{r} = \frac{s}{2r} \approx \frac{\alpha^2}{2}.$$

A grandeza

$$R = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\alpha^2}{2}$$

define-nos, justamente, a *resolução* do espectrómetro. É esta grandeza que nos permite determinar qual o tipo de espectrómetro mais adequado para o estudo de determinado problema; ela é independente da energia, sendo uma constante do espectrómetro. Note-se que nem sempre o instrumento com melhor resolução será o mais indicado. Na verdade, quanto menor for a resolução menor terá que ser a abertura 2α e, conseqüentemente, menor será a *transmissão* do espectrómetro, definindo-se esta grandeza por

$$T = \frac{N_d}{N}$$

em que N_d é o número de partículas detectadas e N o número de partículas emitidas pela fonte.

Num determinado estudo experimental teremos sempre que escolher uma solução de compromisso, em que se procura o melhor acordo possível entre estas duas variáveis.

De todos os tipos de espectrómetros, são os de campo transversal os que apresentam melhor resolução e, conseqüentemente, menor transmissão. Tais instrumentos são naturalmente indicados para medidas de energia com grande rigor quando podemos dispor de fontes radioactivas muito intensas ou quando é possível realizar experiências muito longas. Foram, e continuam a ser, muito usados na determinação rigorosa de energias de partículas, oferecendo ainda a vantagem de permitirem determinações absolutas.

Para problemas em que a transmissão do espectrómetro é mais importante que a sua resolução, são mais úteis os espectrómetros de campo longitudinal ou de lente, que passamos a descrever.

6. Espectrómetro de campo longitudinal ou de lente

Consideremos o espectrómetro esquematicamente representado pela figura 7 em que o campo magnético tem a direcção do eixo que passa pelos centros do detector e da fonte. Identifiquemos este eixo com o eixo dos z de um referencial.

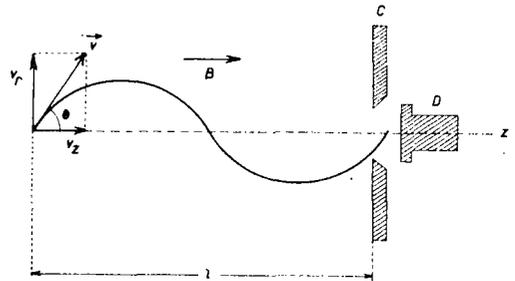


Fig. 7—Esquema de um espectrómetro magnético longitudinal (C: diafragma com abertura circular; D: detector).

Suponhamos que um electrão é emitido pela fonte com uma velocidade \vec{v} fazendo com o eixo dos z um ângulo θ . A componente segundo este eixo será:

$$v_z = v \cdot \cos \theta.$$

Esta componente tem a direcção do campo magnético, não sendo por ele afectada; a equação do movimento nesta direcção é, então, apenas

$$z = (v \cdot \cos \theta) \cdot t.$$

No plano perpendicular ao eixo do espectrómetro, o campo faz com que o electrão execute um movimento circular cujo

período é dado pela equação (5), como vimos. Ao fim de um período T , o electrão terá, então, executado uma rotação completa e, simultaneamente, terá avançado, segundo o eixo dos zz , um comprimento

$$l = (v \cdot \cos \theta) \cdot T = 2\pi \frac{mv}{eB} \cos \theta.$$

Colocando um detector de partículas segundo o eixo do espectrómetro, conseguiremos, para um determinado valor de l , detectar electrões de um certo valor de p dado por

$$B \cdot l = \left(\frac{2\pi}{e} \cos \theta \right) \cdot p.$$

Tal como no caso do espectrómetro transversal, dispomos de uma relação linear entre B ou l e p . Notemos ainda que o coeficiente de proporcionalidade depende do valor de θ ou seja do ângulo que a direcção da trajectória do electrão faz com o eixo do espectrómetro. Na prática, esta direcção é definida por meio de um diafragma que se coloca junto da fonte. Este diafragma consiste numa abertura, regulável ou não, em forma de anel. Junto do detector coloca-se, em geral, um outro diafragma para reduzir o efeito de aberração. Do mesmo modo que nos espectrómetros transversais, a resolução e a transmissão variam de modo inverso.

Enquanto nos espectrómetros transversais é possível usar um campo B constante e analisar os diferentes valores de p pelos diferentes valores de l , nestes espectrómetros isso não é tècnicamente viável. Usa-se então como variável a intensidade do campo magnético, modificando a intensidade da corrente que alimenta a bobina.

Estes espectrómetros são muito usados na análise de radiação β e de electrões de conversão interna, e^- , por apresen-

tarem uma boa resolução e, simultaneamente, uma transmissão razoável.

É deste tipo o espectrómetro de que dispõe o Laboratório de Física da Universidade de Lisboa e que foi concebido pelo Prof. T. R. Gerholm, da Universidade de Estocolmo (1).

Inicialmente, este instrumento, também designado por espectrómetro de coincidências, era constituído essencialmente por uma associação de dois espectrómetros de lente independentes colocados ao longo do mesmo eixo (fig. 8). Os campos magnéticos que podemos criar em cada uma das lentes são independentes, podendo consequentemente focar-se, ao mesmo tempo, electrões de diferentes energias provenientes de uma mesma fonte radioactiva colocada a igual distância de cada uma das lentes.

Este tipo de espectrómetro foi concebido para estudar as relações de interdependência, no tempo, entre partículas β e electrões de conversão interna, e^- , emitidos por uma mesma fonte.

Tornando-se, porém, necessário estudar relações de interdependência, no tempo e no espaço, de electrões com fotões γ ou X emitidos por uma mesma fonte, construiu-se uma outra versão do espectrómetro, que se designou por espectrómetro de correlações angulares, e que consistiu na remoção e substituição de uma das lentes por uma mesa de correlações angulares (cf. figura da capa do presente fascículo). Podemos, assim, utilizando uma ou outra das versões do espectrómetro, de que presentemente dispomos, realizar medições de coincidências $e^- - e^-$, $\beta - e^-$, $e^- - \gamma$ (ou X), $\beta - \gamma$ (ou X);

(1) A aquisição do espectrómetro magnético Gerholm, pelo Laboratório de Física da Universidade de Lisboa, bem como de uma grande parte da instalação electrónica que lhe está associada, foi possível graças à concessão de dois subsídios pela Fundação Calouste Gulbenkian.

igualmente é possível realizar determinações experimentais de correlações angulares $\beta-\gamma$ ou $e^--\gamma$.

Com estas experiências de coincidências, é possível determinar vidas médias de estados nucleares excitados e, daí, in-

versão interna da radiação γ e rendimentos de fluorescência dos níveis atômicos.

Para terminar, vamos apenas ver como se medem energias de electrões com este espectrómetro, visto esta determinação ser a de mais simples compreensão. A

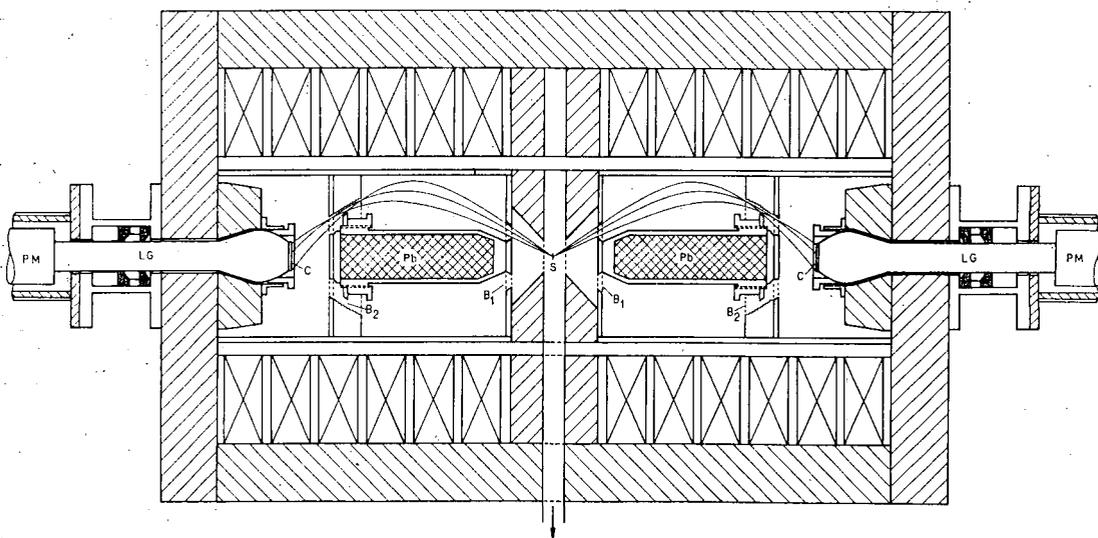


Fig. 8 — Esquema do espectrómetro de coincidências Gerholm. *c*: cristais detectores de cintilação para electrões; LG: guias de luz; PM: fotomultiplicadores; B_1 e B_2 : diafragmas limitadores de feixe; Pb: chumbo. A seta indica a ligação ao sistema de vácuo.

(Figura extraída do artigo *Improved experimental methods for electron - gamma correlation measurements*, de T. R. Gerholm, R. Othaz e M. S. El-Nesr, Ark. Fys., 21: 253, 1962).

ferir os parâmetros nucleares que dependem delas, os quais revestem particular interesse na comprovação experimental de estudos teóricos sobre estrutura nuclear. Por outro lado, as medições de correlações angulares permitem-nos determinar momentos angulares totais e, por vezes, paridades dos níveis nucleares que intervêm numa cascata de desexcitação nuclear, bem como as multipolaridades das radiações emitidas.

Este espectrómetro permite ainda recolher informações úteis, em certos casos, sobre outros parâmetros atômicos e nucleares, em particular, energias de estados nucleares excitados, coeficientes de con-

descrição pormenorizada das restantes determinações indicadas sai do âmbito deste artigo.

7. Energia da radiação β ou de electrões de conversão interna e^-

Vimos anteriormente — equação (4) — que o momento linear do electrão é proporcional ao campo magnético B . Consequentemente, electrões de diferentes momentos lineares são focados com campos magnéticos de diferentes valores, seleccionados através da intensidade de corrente

I , que alimenta a bobina do espectrômetro. Para podermos determinar a energia de uma radiação β ou e^- teremos de proceder a uma calibração do espectrômetro, partindo de radiações de energia conhecida. A curva de calibração é cons-

incluem-se três espectros correspondentes a fontes de ^{198}Au , ^{137}Cs e ^{203}Hg , em que os «picos» de electrões de conversão se encontram bem evidenciados. Nesta mesma figura, encontra-se um diagrama de Fermi-Kurie com o qual se pode deter-

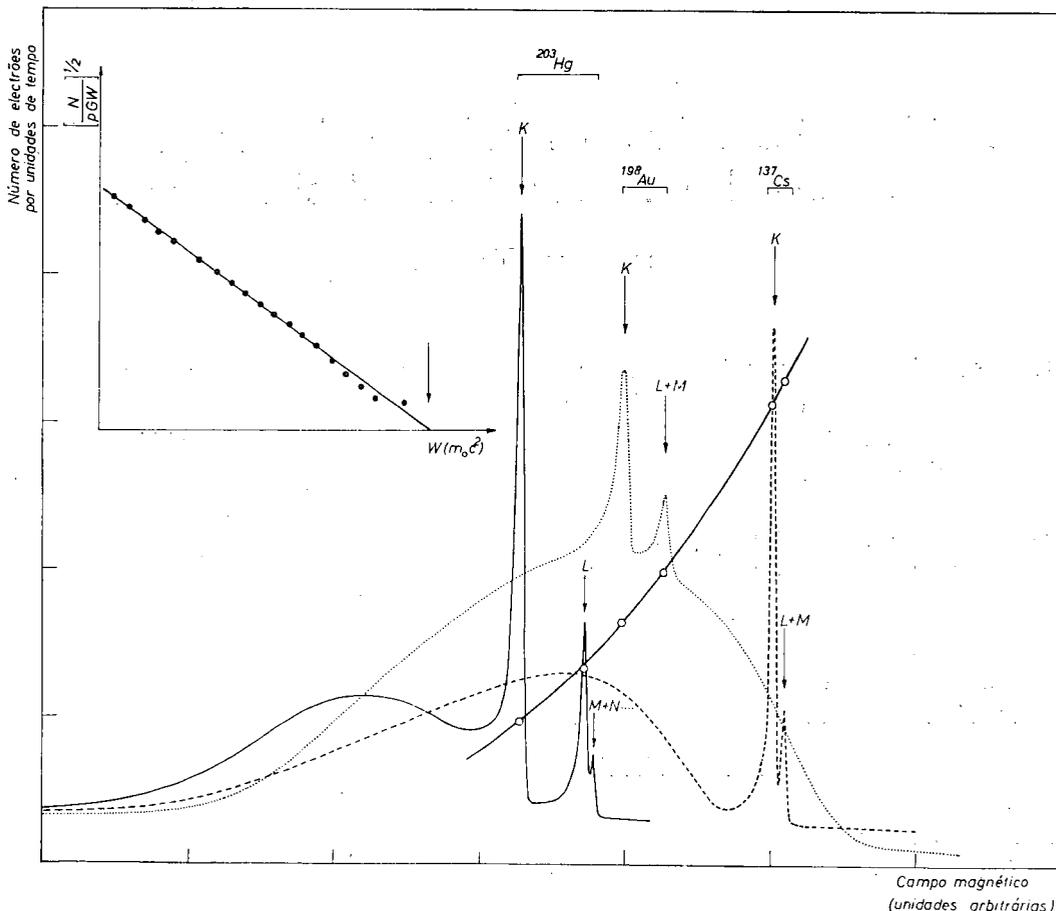


Fig. 9 — Espectros β e de electrões de conversão do ^{137}Cs , ^{198}Au e ^{203}Hg ; curva de calibração do espectrômetro; diagrama de Fermi-Kurie para o ^{137}Cs (obtidos no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa).

truida a partir de «picos» correspondentes a electrões de conversão interna e a energias máximas, E_0 , de espectros β , cujos valores são conhecidos. Dispondo de um conjunto destes valores, obtidos em condições idênticas, podemos traçar a curva de calibração do espectrômetro. Na figura 9

minar a energia máxima do espectro β do ^{137}Cs . Procedendo do mesmo modo para o ^{198}Au e ^{203}Hg , disporemos de um total de dez pontos com os quais é possível traçar, em boas condições, uma curva de calibração do espectrômetro. Por meio desta, podemos determinar qual a inten-

sidade de corrente I necessária para focar electrões cujas energias pretendemos estudar. Ajustando convenientemente o espectrómetro, podemos obter resoluções (em momento linear) da ordem de grandeza de 1 a 3%, com transmissões da mesma ordem de grandeza.

Na sua presente versão, este espectró-

metro pode detectar electrões com energias superiores a cerca de 40 keV; no entanto, a sua adaptação à detecção de electrões abaixo deste limite é técnica-mente viável, desde que se introduza um sistema de detecção de baixo «ruído de fundo» ou um sistema de pré-aceleração dos electrões emitidos pela fonte.

Considerações sobre a resolução de um problema de Mecânica ao nível do 3.º ciclo liceal

por MÁRIO TRIGUEIROS

O exercício cujo enunciado damos a seguir pertence a um tipo de problemas vulgarmente propostos ao nível do último ciclo do ensino liceal:

1) Um corpo com 50 kg resvala por um plano inclinado com 10% de declive, tendo partido do repouso. Ao cabo de 10,0 s de percurso a sua velocidade é de 3,00 m/s. Calcular a quantidade de calor desenvolvida pelos atritos. $g = 9,8 \text{ m/s}^2$.

Res.: 0,52 kcal.

(extraído do *livro único* para a disciplina de Física—3.º ciclo-II vol.; aprovado oficialmente. D. G. 128-II série—1/6/66).

A análise deste enunciado sugere, entre outras, as seguintes observações:

a) Os professores de Física do nosso ensino secundário costumam entender por «declive de um plano inclinado» o valor de $\text{sen } \alpha$, em que α é o ângulo que a linha de maior declive do plano faz com o plano horizontal; no livro único (I vol., pág. 94) lê-se: «[...] representando a altura AC do plano

por h e o comprimento BC do mesmo por l , [...] a razão $\frac{h}{l}$ mede a *inclinação* do plano; é o valor do seno do ângulo do plano inclinado com o plano horizontal».

Na disciplina de Matemática os mesmos alunos que têm aquele livro aprendem que o declive de uma recta num referencial cartesiano é o valor da tangente trigonométrica daquele ângulo e não o valor do seno; ao valor do ângulo chama-se *inclinação*.

Estamos perante uma falta de uniformidade de linguagem, que cria dificuldades ao estudante e não se justifica de maneira alguma.

b) A expressão «calcular a quantidade de calor desenvolvida pelos atritos» não é correcta, embora esta expressão esteja de acordo com as ideias sobre o *calor* expostas no citado livro; será mais correcto usar uma expressão como, por exemplo: «calcular, em unidades calorimétricas, o valor da energia dissipada pelos atritos».