

bilidade de funcionar com um fluido motor a temperatura muito superior à temperatura do fluido num gerador convencional; (iii) pela elevada densidade de potência (a geração é devida ao desenvolvimento de forças volúmicas no seio do próprio fluido ao passo que na turbina as forças motoras são superficiais e desenvolvem-se na interface do fluido com o rotor); (iv) pelas reduzidas dimensões do radiador pois que funciona a mais alta

temperatura e a eficiência de arrefecimento por radiação é portanto muito superior. Considera-se o conversor *MHD* operando em ciclo fechado como tendo boas possibilidades para funcionar em associação com reactores nucleares dada a sua aptidão em aproveitar a elevada temperatura realizável em tais reactores assim como em aproveitar directamente a radiação γ como agente de ionização do fluido condutor.

Neutrões e Matéria Condensada

por FREDERICO GAMA CARVALHO

Laboratório de Física e Engenharia Nucleares — Junta de Energia Nuclear — Sacavém

1. Introdução

Na última década, os neutrões chamados lentos — energia inferior a 1 eV (1), — adquiriram grande importância no estudo das ligações interatómicas dos corpos que constituem o nosso mundo físico, a ponto de serem considerados hoje em dia ferramenta das mais valiosas de que dispõe o investigador naquele domínio. Este facto deve-se naturalmente às propriedades do neutrão, que determinam a natureza específica da sua interacção com a matéria, mas deve-se também ao progresso tecnológico que levou à construção de fontes de neutrões adequadas à experimentação. Em particular os reactores nucleares permitem pôr à disposição do experimentador feixes de radiação suficientemente intensos para este tipo de aplicações.

(1) O electrão-volt, unidade correntemente usada na Física Atómica e na Física Nuclear, define-se como a variação de energia que experimenta um electrão ao deslocar-se entre dois pontos dum campo eléctrico entre os quais existe a diferença de potencial electrostático de 1 V (1 eV = $1,502 \cdot 10^{-12}$ erg = 11605 °K. k , em que k é a constante de Boltzmann).

Nos parágrafos seguintes, procuraremos apresentar ao leitor os aspectos essenciais da utilização dos neutrões lentos no estudo dos estados de agregação da matéria. Entende-se por tal, o estudo do arranjo ou disposição espacial dos átomos nos corpos físicos (1) (*estrutura estática* ou, simplesmente, *estrutura*) e o estudo da intensidade e natureza das ligações entre eles, bem como o estudo dos seus movimentos característicos (*estrutura dinâmica*, chamada *dinâmica das redes cristalinas*, na matéria cristalina).

Hoje em dia encontra-se com frequência a expressão *matéria condensada* nas publicações em que se tratam problemas do domínio que acabamos de definir. Por matéria condensada deve entender-se qualquer porção de matéria na qual existam forças de ligação, observáveis experimentalmente, entre as unidades físicas mais complexas, de características bem definidas, que nela se podem distinguir. Essas ligações determinam as propriedades macroscópicas da matéria, como a

(1) A designação corpo físico abrange aqui também as moléculas.

condutibilidade térmica, a resistência à tracção, a viscosidade ou o ponto de solidificação. Quando se fala em matéria condensada, pensa-se, em regra, em sólidos e em líquidos, estes últimos, do ponto de vista estrutural, muito mais perto dos primeiros do que dos gases. Nos sólidos, existe «ordem a longa distância»⁽¹⁾, nos líquidos, «ordem a curta distância», entendendo-se por ordem o arranjo regular dos átomos no espaço. Ordem cristalina, no fundo. Nos gases, longe do ponto de condensação, existe completa desordem, podendo ignorar-se quaisquer ligações intermoleculares. Deste modo, o problema da estrutura do gás reduz-se ao do conhecimento duma estrutura molecular.

«As unidades físicas mais complexas, de características bem definidas, que se podem distinguir numa porção de matéria», podem ser moléculas (no ar, ou na água, por exemplo, ou num cristal molecular, como a hexamina, que cristaliza no sistema cúbico, com duas moléculas por célula); átomos (por exemplo, no neon sólido ou num cristal atómico, como o diamante); ou podem ser iões (num cristal metálico, como o alumínio, ou num cristal iónico, como o cloreto de sódio).

2. Descoberta e propriedades do neutrão

A descoberta do neutrão, nos primeiros anos da década de 30, deve-se a resultados de natureza puramente experimental. Por essa altura, Bothe e Becker, físicos alemães, haviam realizado as suas experiências de bombardeamento de núcleos leves, entre eles o berílio, com partículas alfa do polónio e haviam obser-

vado a emissão de radiação gama que acompanhava as reacções nucleares provocadas pelo bombardeamento. Irene e Joliot Curie interessaram-se em especial pela reacção do berílio e observaram uma radiação penetrante, que se manifestava pela ejeção de protões de elevada energia, de substâncias muito hidrogenadas (como a parafina), colocadas na vizinhança do metal bombardeado. Finalmente, em 1932, Chadwick, para explicar os fenómenos observados, emitiu a hipótese de que na reacção $\text{Be} + \alpha$, seriam libertadas partículas sem carga eléctrica, de grande energia, capazes de a comunicar por choque elástico a núcleos vizinhos, em particular, a protões, estes facilmente detectáveis pelo seu poder ionizante. Comparando a ionização produzida numa câmara de Wilson por núcleos de diferentes massas, submetidos à acção da radiação desconhecida, Chadwick pôde determinar a massa aproximada do neutrão, para a qual encontrou valor muito próximo do da massa do protão. No mesmo ano, outro físico inglês, Feather, confirmou os resultados de Chadwick.

A massa do neutrão em repouso é ligeiramente superior à do protão: 1,008695 u⁽¹⁾ e 1,007276 u, respectivamente. O neutrão livre é uma partícula instável que se desintegra espontaneamente, dando origem ao aparecimento dum protão, um electrão negativo e um anti-neutrino ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) e à energia cinética equivalente à diferença das massas atrás apontadas (782 keV). A desintegração do neutrão foi observada pela primeira vez por Snell, em 1948, e a medida mais exacta do respectivo período de semi-desintegração deve-se a Sosnovskii e colaboradores que obtiveram, em 1958, o valor $(11,7 \pm 0,3)$ min. Infelizmente, as

(1) Os vidros podem considerar-se líquidos sobrearrefecidos. O caso dos plásticos e, em geral, o dos polímeros de grande massa molecular, é mais complexo, mas não perturba o quadro geral aqui traçado.

(1) u é o símbolo da unidade de massa atómica; $1 \text{ u} = 1/12$ massa do átomo do núclido $^{12}\text{C} = 1,660277 \cdot 10^{-24} \text{ g}$.

fontes de neutrões de que se dispõe actualmente, não são suficientemente intensas para permitir uma determinação directa mais precisa do valor do período de semi-desintegração do neutrão.

O spin do neutrão — número quântico associado ao momento angular próprio — é $1/2$, tal como o do protão.

Uma das propriedades mais importantes do neutrão é a inesperada existência dum momento magnético dipolar, que, em módulo, vale cerca de $2/3$ do do protão, mas tem sentido oposto. A determinação mais precisa do momento magnético do neutrão deve-se a Cohen, Corngold e Ramsey. Estes experimentadores obtiveram, em 1956, o valor $\mu_n = -1,91307 \pm \pm 0,0006$, expresso no magnetão nuclear $\mu_N = e \hbar / 2 m_p c$ (1). O valor aproximado correspondente para o protão é $\mu_p = +2,79$. A observação dum momento magnético dipolar quando a carga eléctrica total é nula, leva a pensar numa estrutura complexa da partícula. Admite-se que o neutrão possa eventualmente dissociar-se num protão e num mesão pi negativo, satélite do primeiro ($n \rightleftharpoons p + \pi^-$), podendo existir nesse estado durante parte da sua vida livre (2). Não parece, todavia, existir uma teoria bem assente a esse respeito.

3. Neutrões de diferentes energias e sua interacção com os núcleos atómicos.

Neutrões e protões encontram-se agregados no núcleo atómico. Nessa situação, o neutrão mostra-se estável, se se aceitar que tem sentido individualizá-lo como partícula, no agregado. Em liberdade, os

(1) É o seguinte o significado dos símbolos: e , carga eléctrica do electrão; $2\pi\hbar$, constante de Planck; m_p , massa do protão; c , velocidade da luz no vácuo. $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$.

(2) Cerca de 20%. Este valor deve entender-se como a probabilidade de observar o neutrão no estado dissociado.

neutrões provêm sempre de reacções nucleares. Falámos já numa: a do bombardeamento de ^9Be por partículas alfa emitidas pelos núcleos radioactivos do ^{210}Po (RaF). Outra reacção nuclear frequentemente aproveitada para a produção de neutrões é a cisão de núcleos pesados (^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu). A maioria das reacções nucleares produtoras de neutrões é exotérmica, surgindo os neutrões com energia cinética elevada que pode ultrapassar a dezena de MeV. Nalguns casos utilizam-se reacções endotérmicas, produzidas em aceleradores de partículas, podendo-se, consoante as condições experimentais, obter neutrões de energia mais baixa (da ordem da dezena ou centena de keV) e variá-la à vontade do experimentador entre limites largos.

Todavia, a obtenção de fluxos intensos de neutrões de energia inferior a 1eV (neutrões lentos) está dependente da possibilidade de *moderar* os neutrões produzidos em reacções nucleares. A *moderação* que se traduz na perda de energia cinética, consiste numa sucessão de choques com núcleos do meio em que são produzidos os neutrões e dos materiais que o rodeiam, escolhidos e dispostos convenientemente para esse fim.

Quando a trajectória dum neutrão passa na vizinhança dum núcleo, a probabilidade de interacção de certo tipo, é definida quantitativamente pela chamada *secção eficaz do núcleo* para a interacção particular que se tem em vista. Se a secção eficaz, que tem as dimensões duma área e se mede correntemente em barn (1), é grande, é muito provável dar-se a interacção: o núcleo comporta-se como um anteparo de grande área na passagem do neutrão. A secção eficaz, σ , está definida por forma que, dado um feixe homogéneo de I neutrões por centímetro quadrado e por segundo, o número de interacções

(1) Em inglês, celeiro; $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

observadas por segundo, é, simplesmente, $I \cdot \sigma$. Se designarmos por i um dos tipos possíveis de interacção (choque elástico, absorção do neutrão, cisão do núcleo alvo, etc.) ($i=1, N$), corresponder-lhe-á a secção eficaz parcial σ_i , e a secção eficaz total σ , escreve-se: $\sigma = \sum_{i=1}^N \sigma_i$.

Todas as secções eficazes conhecidas variam apreciavelmente com a energia do neutrão, por vezes de forma regular e contínua, outras vezes apresentando máximos e mínimos muito acentuados e fortes oscilações que lembram o registo da voz humana num vidro recoberto de negro de fumo (fig. 1). Infelizmente, o conhecimento da estrutura e das forças nucleares não permite, no presente, prever e calcular com precisão, as múltiplas formas e os valores que têm as secções eficazes dos diversos processos de interacção dos neutrões com os núcleos da matéria. O remédio é medi-los quando é preciso conhecer esses valores. Uma parte importante da actividade dos laboratórios e centros de investigação onde se trabalha com neutrões, consome-se nessa tarefa, que organismos internacionais procuram estimular e coordenar à escala de todo o globo.

Dentre os vários tipos de interacção neutrão-núcleo, interessa especialmente ao domínio que agora nos ocupa, a interacção de dispersão, que os ingleses designam por «scattering». Há diferentes tipos de interacções de dispersão. Para os examinar convem usar o referencial em que o centro de gravidade do sistema neutrão-núcleo está em repouso. Na *dispersão elástica directa* ou, simplesmente, *dispersão elástica* (1), o neutrão e o núcleo

aproximam-se um do outro deslocando-se em sentidos opostos, segundo uma dada direcção, chocam e voltam a afastar-se, movendo-se ainda em sentidos opostos, com velocidades idênticas às iniciais, em módulo, segundo a mesma ou uma nova direcção. Trata-se portanto dum choque elástico, como o das bolas de bilhar sobre o pano verde da mesa de jogo. Todavia, no sistema de referência do laboratório a ener-

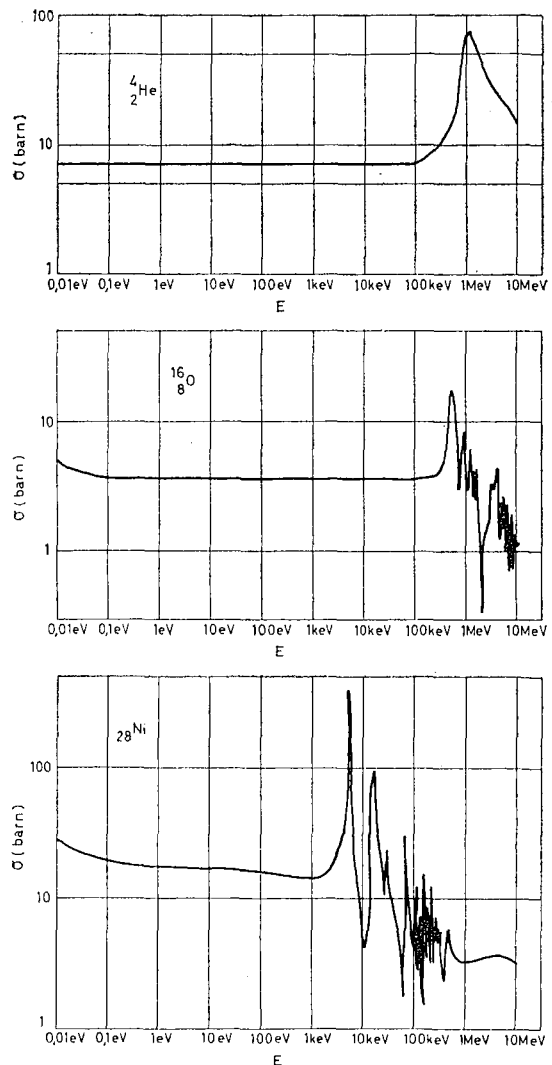


Fig. 1—Exemplos da forma como varia, com a energia do neutrão incidente, a secção eficaz nuclear total para a interacção com neutrões. O fenómeno predominante é a dispersão nuclear, potencial e de ressonância.

(1) Esta dispersão também chamada *potencial* pode imaginar-se como uma deflexão pela barreira de potencial nuclear que limita cada uma das partículas. É, de certo modo, uma colisão de superfície.

gia de cada uma das partículas depois do choque é, em regra, diferente da que antes possuíam. Se o neutrão choca com um núcleo leve, em repouso, por exemplo hidrogénio, transmite-lhe grande parte, ou mesmo a totalidade da sua energia, podendo calcular-se sem grande dificuldade a probabilidade dum certo valor dessa perda de energia. O choque continua todavia a chamar-se elástico, porque os dois sistemas materiais que chocam, não sofreram nenhuma alteração estrutural acompanhada de variação da sua energia interna. A outra forma de dispersão, diz-se *composta* ou *de ressonância*, pois dá-se unicamente para certos valores bem definidos da energia do sistema neutrão-núcleo, com formação dum núcleo composto instável, seguida de reemissão do neutrão. O núcleo poderá ficar excitado após a reemissão do neutrão, isto é, com energia interna superior à normal. Neste caso, a energia do neutrão proveniente da desintegração do núcleo composto é inferior à do neutrão incidente. A diferença, é precisamente a energia de excitação do núcleo residual, e virá a ser emitida, quase logo, sob a forma dum quantum de radiação gama.

A dispersão inelástica composta é pouco provável para neutrões de energia inferior a algumas centenas de keV; no entanto, na zona de energias acima de 1 MeV (neutrões rápidos), pode desempenhar, em certas circunstâncias, papel importante como mecanismo de redução de energia dos neutrões.

A secção eficaz de dispersão composta ou de ressonância, apresenta uma estrutura complicada, com máximos e mínimos muito pronunciados. A secção eficaz de dispersão potencial, por seu lado, varia lentamente com a energia e tem valores que oscilam entre 1 e 10b, para quase todos os núcleos conhecidos.

A baixas energias ($E < 1 \text{ eV}$), são muito frequentes reacções nucleares em

que o neutrão é absorvido pelo núcleo alvo, formando-se um núcleo composto excitado que emite o excesso de energia sob a forma de radiação gama. Em muitos casos o núcleo formado é radioactivo; os períodos de semi-desintegração são muito variáveis e o decaimento é acompanhado, em regra, de emissão beta.

Num número restrito de casos, a desexcitação do núcleo composto resultante

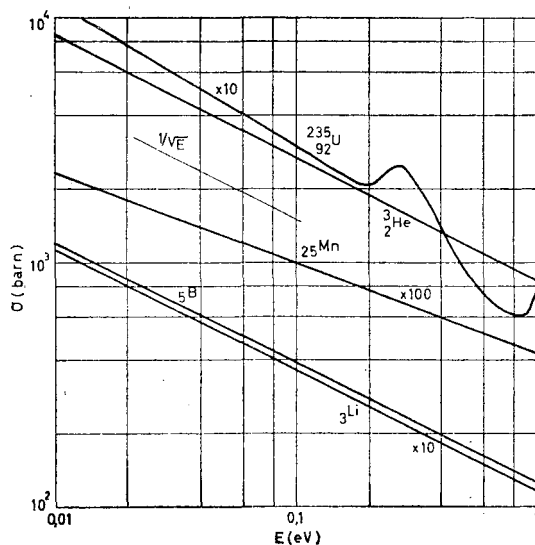


Fig. 2 — Exemplos da forma como varia com a energia do neutrão incidente a secção eficaz nuclear total para a interacção com neutrões lentos; em todos os casos predomina uma reacção de absorção.

da absorção do neutrão, faz-se por emissão dum próton ou duma partícula alfa. Estão neste caso as reacções $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ e $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Estas reacções que são exotérmicas, usam-se muito na detecção de neutrões lentos através da ionização produzida pelas partículas carregadas.

A secção eficaz para o fenómeno de absorção de neutrões lentos apresenta, na maior parte dos casos, uma dependência característica da energia do neutrão, dita «em $1/v$ »: $\sigma = \text{const.}/v$, em que v é a velocidade relativa neutrão-núcleo (fig. 2).

4. Dispersão de neutrões lentos pela matéria condensada.

Referimo-nos a alguns aspectos da interacção dos neutrões com núcleos atómicos supostos isolados. Tratava-se do que se chama um problema de dois corpos, designadamente, o neutrão e um núcleo; é uma abstracção cómoda que em certos casos se aproxima suficientemente da realidade. Em regra, porém, um núcleo faz parte dum átomo, que se liga a outros átomos, numa porção de matéria, por forças que não podem desprezar-se. Assim, o neutrão não interactua com um núcleo isolado mas com um corpo — com matéria condensada.

Imagine-se um colar de contas, preso nas extremidades e bem esticado. Se percutirmos levemente uma das contas, imediatamente se propaga uma vibração a todo o colar. Se a percussão for suficientemente enérgica, o colar quebrar-se-á e a conta afastar-se-á animada de movimento rectilíneo e uniforme. A percussão representa nesta imagem o fenómeno da dispersão elástica ou potencial do neutrão no núcleo-conta. No primeiro caso, o resultado do choque depende claramente das características do colar e não só das propriedades da conta, enquanto no segundo caso são sobretudo estas últimas que determinam as consequências da colisão. Por outras palavras: quando a energia do neutrão é muito superior à *energia de ligação* do átomo no meio em que se encontra, tudo se passa, no respeitante à colisão, como se o núcleo se encontrasse isolado, embora se vá criar um *defeito*⁽¹⁾ no corpo (partiu-se o colar). Quando a energia do neutrão é da mesma ordem de

grandeza da energia de ligação do átomo no meio, o choque provocará o aparecimento de movimentos internos em que participam os átomos que constituem o meio, movimentos esses compatíveis com as ligações interatómicas existentes.

Estes movimentos «compatíveis com as ligações interatómicas» são característicos de cada tipo de ligação ou de estrutura, e existem normalmente no meio a qualquer temperatura, sendo tanto mais intensos quando mais elevada esta for. É a chamada agitação térmica do meio. Os movimentos possíveis num gás monoatómico, são simples translações, entrecortadas de choques; em gases poliatómicos juntam-se àquelas, rotações moleculares. Nos líquidos comuns, surgem os movimentos oscilatórios angulares (rotações inibidas) e a difusão por saltos, além dos movimentos de translação simples. Nos sólidos, finalmente, aparecem as características vibrações quase-harmónicas, em torno de posições de equilíbrio bem definidas⁽¹⁾. Nos gases poliatómicos, nos líquidos e nos cristais moleculares, existem vibrações intramoleculares que convém distinguir do movimento colectivo da molécula. O tratamento quantitativo de todos estes diferentes modos de agitação deve ser feito com o ferramental da mecânica quântica, e não é simples. A natureza das forças de ligação é conhecida, mas já não o são os valores numéricos dos parâmetros que caracterizam cada tipo de agregado material. Estes têm que ser determinados experimentalmente.

É aqui que os neutrões lentos adquirem excepcional importância. Com efeito, à temperatura ambiente, o valor médio da energia de agitação dum átomo ou duma molécula, numa porção de matéria, é da ordem de grandeza de $kT = 25,3 \text{ meV}$ ⁽²⁾.

(1) O termo «defeito» é corrente em física do estado sólido, onde se aplica, entre outros, a desarranjos locais da estrutura cristalina, provocados, por exemplo, pelo bombardeamento com neutrões de grande energia.

(1) Nos sólidos existem também movimentos difusivos que não interessa referir aqui.

(2) $T = 293,6 \text{ }^\circ\text{K}$.

Ao bombardear a matéria com neutrões, a dispersão elástica nos núcleos, traduzir-se-á ora na *excitação* de algum ou alguns dos movimentos internos próprios do corpo em estudo, à custa de energia cinética roubada ao neutrão, ora na *desexcitação* de algum ou alguns desses movimentos. Neste caso, tanto mais frequente quanto mais elevada for a temperatura do corpo, será o neutrão a roubar parte da energia interna do corpo; a velocidade do neutrão após o choque será então superior à que possuía inicialmente. Quando a energia dos neutrões incidentes tem um valor próximo do da energia média de agitação térmica dos átomos, as variações possíveis da energia do neutrão são proporcionalmente muito grandes e facilmente detectáveis, desde que se disponha dum dispositivo capaz de medir a energia dos neutrões que se afastam do corpo bombardeado.

Convém acentuar que, embora a interacção nuclear (dispersão elástica nuclear) possa dar-se com um núcleo determinado do corpo, a modificação de estados de movimento internos afecta, em rigor, todos os átomos do corpo, desde que existam ligações entre eles. Se, em certos casos (movimentos difusivos, por exemplo), as trocas de energia têm carácter mais acentuadamente local, nos sólidos, as vibrações dos átomos em torno das suas posições de equilíbrio nas redes cristalinas, são decomponíveis em movimentos colectivos de tipo oscilatório sinusoidal, que se propagam no interior do cristal. São estes movimentos colectivos que são excitados ou desexcitados na dispersão dos neutrões. Quando tal acontece, a dispersão diz-se inelástica, por ter havido variação de energia interna do corpo dispersor. Veremos adiante que pode todavia dar-se uma dispersão elástica, no difusor; sem excitação, portanto, nem desexcitação, de movimentos internos.

No estudo da estrutura dos corpos é

necessário partir de modelos que encerrarem hipóteses fundamentais relativas às características das ligações entre os átomos do corpo. No caso do sólido cristalino admite-se correntemente a existência de forças harmónicas de ligação, isto é, forças de intensidade proporcional à distância à posição de equilíbrio \vec{r}_e da partícula a que se referem, e para ela dirigidas:

$$\vec{F} = -a (\vec{r} - \vec{r}_e).$$

Frequentemente admite-se também que as forças entre os átomos são centrais, isto é, actuam segundo a linha que une os respectivos centros.

A hipótese harmónica permite um tratamento analítico do problema das vibrações dos sólidos cristalinos suficientemente simples para ter interesse prático, desde que, evidentemente, se conheçam os parâmetros que figuram nas equações, e que são as posições de equilíbrio \vec{r}_e e as constantes de força a . Num corpo sólido constituído por N átomos, existem $3N$ frequências próprias de oscilação, como se nele houvesse outros tantos osciladores harmónicos lineares independentes, ou seja, um por cada grau de liberdade do sistema de N corpos⁽¹⁾. Esses osciladores são quantificados, designando-se por *fonão*, o respectivo quantum de energia. A energia dum desses osciladores (i) valerá $E_{\omega_i} = (n_i + 1/2) \hbar \omega_i$, $i = 1, 3N$, dizendo-se então que existem no sólido, n_i fonões da frequência $\omega_i/2\pi$. A probabilidade dum estado de energia E_{ω_i} é dada pela expressão $P_{\omega_i}(n_i) = \exp(-\hbar \omega_i n_i/kT) / \sum_{n_i=0}^{\infty} \exp(-\hbar \omega_i n_i/kT)$ e o valor médio $\langle E_{\omega_i} \rangle$ de E_{ω_i} pela

(1) Em rigor, $3N - 6$, em que os 6 graus de liberdade subtraídos dizem respeito à translação e rotação em torno do centro de massa do corpo.

expressão $\langle E_{\omega_i} \rangle = (1/2) \hbar \omega_i \coth(\hbar \omega_i / 2kT)$. Por sua vez, a energia interna total do corpo é dada pelo somatório:

$$E = \sum_{i=1}^{3N} E_{\omega_i}.$$

Dado que a oscilação de frequência $\omega_i/2\pi$ é um movimento colectivo que se propaga no sólido, reflectindo-se nos limites do mesmo, atribui-se-lhe um comprimento de onda λ_i e um vector de onda \vec{q}_i (1). O momento linear do fonão é $\hbar \vec{q}_i$. O fonão, como perturbação de natureza ondulatória, apresenta uma *relação de dispersão* característica, entre frequência e vector de onda: $\omega_i = f(\vec{q}_i)$. Para a luz, note-se, esta relação tem a forma $\omega = cq$ em que c é a velocidade da luz, ou, em termos de energia, $E = c\hbar q$. No caso dum neutrão ou de outra partícula material, pode escrever-se: $E = \hbar^2 q^2 / 2m$. Nos dois últimos casos a relação entre a energia e o momento linear é universal e o espectro de energias contínuo. No caso do fonão, a relação entre a energia e o momento linear, depende das propriedades do sólido cristalino a que está associado, e o respectivo espectro de energias é descontínuo, tal como o meio, afinal. O fonão, que permite descrever comodamente os movimentos colectivos do cristal mas cuja existência está ligada irremediavelmente à da rede cristalina em que é concebido, pertence à classe das quase-partículas.

Mostra a teoria que para que um neutrão possa absorver ou emitir o fonão (ω_i, \vec{q}_i) se devem verificar as duas condições seguintes:

$$E_0 - E = \pm \hbar \omega_i \quad \vec{k}_0 - \vec{k} = \pm \vec{q}_i + 2\pi \vec{\tau}$$

em que E_0 e \vec{k}_0 , são, respectivamente,

(1) $q_i = 2\pi/\lambda_i$; $\omega_i = 2\pi\nu_i$; λ_i e ν_i são, respectivamente, o comprimento de onda e a frequência do fonão.

a energia e o vector de onda do neutrão, antes da dispersão, e E e \vec{k} , os valores correspondentes daquelas grandezas, depois da dispersão. Os sinais + e - dizem respeito à emissão e à absorção do fonão (ω_i, \vec{q}_i), respectivamente. Esta dispersão diz-se inelástica. A primeira condição, garante a conservação da energia, e a segunda, a conservação do momento linear. Com efeito, a parcela $2\pi\vec{\tau}$ traduz a absorção de momento linear pelo corpo difusor como um todo, como adiante se esclarece.

Reparemos em que, no caso da dispersão elástica, as condições anteriores se escrevem:

$$E_0 = E, \quad \vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi \vec{\tau}$$

Quer dizer: houve uma variação de momento linear do neutrão, sem variação da sua energia. A imagem que surge ao espírito é a do ricochete numa bola de borracha numa parede. Todavia, enquanto a bola faz ricochete podendo ser qualquer o ângulo de incidência na parede, a situação é diferente no caso do neutrão.

Vejamos o significado do vector $\vec{\tau}$.

Pensemos no arranjo tridimensional de átomos, repetindo-se indefinidamente no espaço, que representa o cristal. A figura que se repete indefinidamente é a célula cristalina. Esta pode conter um só ou vários átomos, idênticos ou não. No caso de ser monoatómica, que é o mais simples, a posição de qualquer átomo do cristal é representável por uma expressão da forma: $\vec{R} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$, em que \vec{R} é o vector de posição do átomo, \vec{a} , \vec{b} e \vec{c} vectores característicos da rede cristalina (fig. 3) e m , n e p números inteiros. A partir desta trama tridimensional que cobre o espaço, pode definir-se outra, chamada *rede recíproca*, do seguinte modo. Os seus vectores característicos serão

\vec{a}' , \vec{b}' e \vec{c}' assim calculados:

$$\vec{a}' = (1/V)(\vec{b} \times \vec{c}); \quad \vec{b}' = (1/V)(\vec{c} \times \vec{a});$$

$$\vec{c}' = (1/V)(\vec{a} \times \vec{b})$$

com

$$V = \vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) = 1/V'$$

V e V' são os volumes dos paralelepípedos que têm por arestas os vectores $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ e $\vec{a}', \vec{b}', \vec{c}'$, respectivamente. Se nos vértices da rede assim obtida se

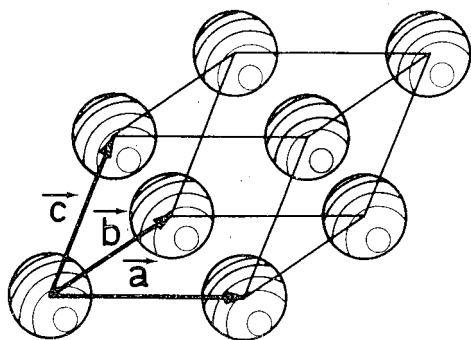


Fig. 3 — «A figura que se repete indefinidamente é a célula cristalina...».

imaginassem átomos dum novo cristal, a posição de qualquer deles seria dada pelos vectores $\vec{\tau} = m\vec{a}' + n\vec{b}' + p\vec{c}'$. Esta rede recíproca, dos vectores $\vec{\tau}$, muito utilizada na difracção de raios X, é chamada a desempenhar na dispersão de neutrões um papel de idêntica importância.

Pode agora esclarecer-se o significado da expressão $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$.

Ao orientar um cristal no espaço, fixamos relativamente às paredes do laboratório as direcções dos vectores $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$. Simultaneamente, fixamos os vectores \vec{a}', \vec{b}' e \vec{c}' , de acordo com as suas expressões definidoras. Admitindo que dispomos dum feixe bem colimado de neutrões incidentes, de momento linear $\hbar\vec{k}_0$ (e energia $\hbar^2 k_0^2 / 2m$), poderemos rodar o cristal até

se verificar a condição $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$. Admitamos que conseguimos satisfazer-la (fig. 4). Quando tal acontece, aparece bruscamente um feixe, emergente do cristal — (b) na figura — desviado dum ângulo 2θ da direcção de incidência⁽¹⁾. A explicação

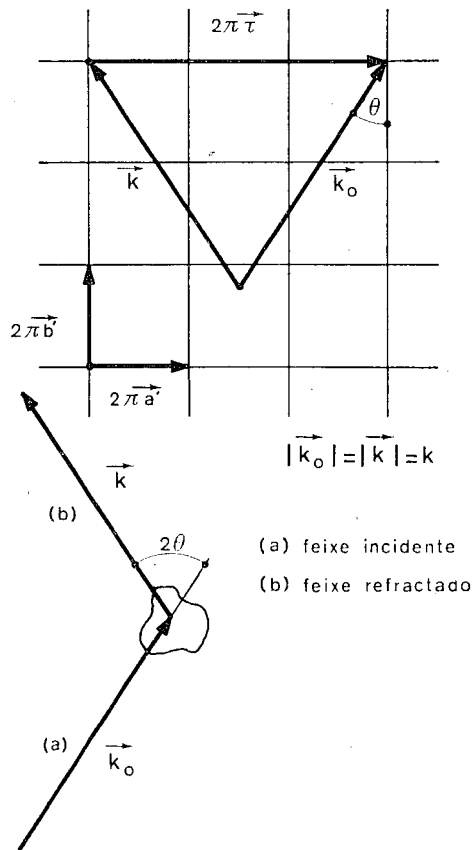


Fig. 4 — «... poderemos rodar o cristal até se verificar a condição $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$.»

do fenómeno que acabamos de descrever assenta na natureza ondulatória do neutrão. Vejamos em que consiste.

Quando um neutrão incide no cristal ou, em geral, no corpo em estudo, nada nos autoriza a afirmar que foi chocar

(1) Um cristal de alumínio, por exemplo, com poucos centímetros de espessura segundo a direcção de incidência, permite já desviar desta maneira a quase totalidade do feixe incidente.

com este ou aquele núcleo da matéria bombardeada e a lançarmo-nos, por esse caminho, a imaginar o fenómeno, salvo se nos for possível identificar experimentalmente o núcleo do que se trata. Pode conceber-se que de facto seja possível fazer essa identificação, pois o núcleo pode, por exemplo, absorver o neutrão e tornar-se radioactivo, ou pode cindir-se. Se nos limitarmos todavia a interacções de dispersão, só num caso essa identificação é em princípio possível. Trata-se do caso em que o spin do neutrão se inverte e arrasta a correspondente alteração do spin nuclear⁽¹⁾. Afastada esta excepção há que admitir que o neutrão interactua indistintamente com um número considerável de núcleos do corpo dispersor (um valor típico será 10^{15}).

Em termos de ondas o fenómeno pode explicar-se grosseiramente assim: o neutrão, no laboratório, é representável por uma onda quase plana, tanto melhor quanto mais bem definido for o respectivo momento linear e essa onda penetra o cristal e vê cada núcleo do agregado cristalino como um centro difusor, do qual nascem ondas esféricas que invadem todo o espaço. Uma simples construção geométrica, familiar na óptica, mostrará que para certas posições do cristal, haverá, segundo uma direcção determinada, reforço das ondas provenientes de todos os centros difusores. Segundo essa direcção o desfasamento das ondas difundidas será sempre um múltiplo inteiro do comprimento de onda de De Broglie associado ao neutrão $\lambda = 2\pi/k_0$.

Se atendermos a que o vector $\vec{\tau}$ é perpendicular a uma família de planos cristalinos, como facilmente se demonstra,

(1) Existe uma probabilidade finita e calculável deste efeito de inversão de spin do neutrão, que é nula, evidentemente, quando o spin dos núcleos for zero.

e o seu módulo $\tau = n/d$, com n inteiro, inversamente proporcional à respectiva distância interplanar, poderemos transformar a condição de reflexão $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$ na lei de Bragg, tão usada na difracção de raios X: $n\lambda = 2d \sin \theta$. Deste modo, se se dispuser dum feixe monoenergético de neutrões, a determinação experimental dos ângulos θ que satisfazem a expressão anterior, permite chegar ao conhecimento da posição e das distâncias interplanares dos planos cristalinos da amostra em estudo.

Este fenómeno de difracção numa rede cristalina é uma forma particular de dispersão elástica, isto é, sem troca de energia com a rede. Trata-se duma dispersão coerente por haver interferência de ondas geradas, com relações de fase bem definidas, em diversos centros dispersores. A dispersão inelástica, com absorção ou emissão de fonões, a que corresponde a expressão atrás escrita $\vec{k}_0 - \vec{k} = \pm \vec{q}_i + 2\pi\vec{\tau}$, é igualmente uma dispersão coerente. Num caso como no outro, é muito difícil a interpretação dos fenómenos por palavras ou imagens, sem encarar o neutrão como um fenómeno ondulatório. A importância dos aspectos ondulatórios do comportamento dos neutrões lentos na sua interacção com a matéria condensada, deve-se á proximidade dos valores do comprimento de onda associado ao neutrão e das distâncias interatómicas características dos agregados materiais.

No próximo artigo examinaremos alguns aspectos experimentais ligados á utilização dos neutrões lentos no estudo da matéria condensada, nomeadamente as fontes de neutrões e a obtenção de feixes de neutrões adequados á experimentação. Finalmente apresentaremos alguns resultados experimentais mais significativos.