

# GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA  
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES

VOL. V, FASC. 4  
DEZEMBRO 1971



Domínios magnéticos  
num material ferro-  
magnético

(Ver contra-capas)

## SUMÁRIO

A Física das Baixas Temperaturas, <i>por João António de Bessa Meneses e Sousa</i> . . . . .	101
Penumbras e Sombras no Ensino Elementar, <i>por Mário Trigueiros</i> . . . . .	111
Condição de oscilação de um laser em fase gasosa, <i>por Rocha Trindade</i> . . . . .	115
Princípio de acção e reacção — Experiência elementar para a sua verificação com uma precisão superior a 1 parte em 10 <sup>4</sup> , <i>por Eduardo Jorge de Seabra Lage e Jorge Manuel F. Reis Lima</i> . . . . .	123
O modelo molecular de «Weiss» — 1. Ferromagnetismo, <i>por J. M. Machado da Silva</i> . . . . .	127
Noticiário . . . . .	132

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

COMISSÃO DE REDACÇÃO: Rómulo de Carvalho — Lídia Salgueiro  
— J. Gomes Ferreira — F. Bragança Gil — J. Sousa Lopes —  
Maria Teresa Gonçalves — Frederico Gama Carvalho — Rui  
Namorado Rosa — José C. Soares — João Bessa e Sousa —  
Mário Trigueiros

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  
3 NÚMEROS: ESC. 45\$00 (A COBRANÇA ESC. 50\$00); PARA ESTUDANTES, ESC. 30\$00  
(A COBRANÇA ESC. 35\$00)

## A Física das Baixas Temperaturas

POR JOÃO ANTÓNIO DE BESSA MENESES E SOUSA (\*)  
(Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências do Porto)

### 1. Introdução.

À expressão «baixas temperaturas» associamos geralmente a palavra «frio», exprimindo vagamente a ideia de uma região de temperaturas abaixo daquela em que vivemos normalmente e na qual efectuamos a maioria das nossas experiências. Em contrapartida, associamos à expressão «altas temperaturas» a ideia de condições favoráveis à produção de energia, reacções químicas, atrito e a existência da vida, em especial a humana.

Trata-se de noções subjectivas e ainda próximas de um empirismo sensorial primitivo, sendo desejável encontrar critérios mais apropriados para definir temperatura. Ocupar-nos-emos aqui apenas do campo das baixas temperaturas, procurando referir um certo número de fenómenos com interesse científico e tecnológico característicos deste campo.

Como ponto de partida, é fundamental o conceito termodinâmico de temperatura, juntamente com algumas noções de base — sistema termodinâmico e natureza das respectivas paredes, equilíbrio e estados termodinâmicos, fontes de calor — de que não nos ocuparemos aqui [1].

O primeiro princípio da Termodinâmica reconhece a existência de uma forma de energia a que se chama calor, e afirma a validade do princípio da conservação

da energia. Por outro lado, todo o sistema físico possui uma energia intrínseca — a sua energia interna  $U$  — com um valor bem definido para todos os seus estados de equilíbrio, e de significado físico claro, representando a soma das energias cinética e de interacção de todas as suas partículas constituintes. Assim, se um sistema receber do exterior uma energia  $\Delta Q$  sob a forma de calor e lhe ceder uma energia  $\Delta W$  sob a forma de trabalho, o 1.º princípio diz-nos que terá de ocorrer uma variação  $\Delta U$  na energia interna do sistema, dada por

$$(1) \quad \Delta U = \Delta Q - \Delta W$$

a que corresponde uma alteração do estado do sistema, de  $A$  para  $B$ , para concretizar. Então  $\Delta U = U(B) - U(A)$ .

Estamos a empregar as expressões  $\Delta U$  e  $\Delta Q$  sem ter verificado se podem medir-se experimentalmente, já que a medida do trabalho, mesmo nas suas formas mais variadas — mecânico, eléctrico, magnético, etc. — não apresenta dificuldades. Felizmente, a relação (1) e as noções-limite de paredes adiabáticas (impermeáveis ao calor) e diatérmicas (per-

(\*) O autor é actualmente bolseiro do Instituto de Alta Cultura, colaborando nos trabalhos de investigação do grupo de Física das Baixas Temperaturas do Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto.

meáveis ao calor) permitem medir diferenças de energia interna e fluxos de calor à custa da medida de trabalho. Vejamos como:

Se encerrarmos um sistema num recipiente com paredes adiabáticas, permitindo todavia o fornecimento de energia do exterior sob a forma de trabalho (por exemplo, com um pequeno orifício por onde penetra um veio rotativo de muito baixa condutividade térmica), podemos, por fornecimento deste ( $\Delta W$ ), variar a energia interna do sistema, fazendo-o evoluir entre dois estados bem definidos. A relação (1) impõe neste caso ( $\Delta Q = 0$ , paredes adiabáticas!)

$$\Delta U = -(\Delta W)_{\text{adiabático}}$$

o que mostra ser possível determinar, por este processo, a correspondente variação da energia interna à custa de uma medida de trabalho.

Sabendo medir  $\Delta W$  e  $\Delta U$ , de novo a relação (1) permite medir as energias caloríficas postas em jogo nas transformações mais gerais, pois

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta W.$$

Sendo o calor uma forma de energia, pode aproveitar-se para produzir trabalho útil, o que se consegue nas máquinas térmicas. O caso mais simples é o da máquina cíclica que trabalha entre duas fontes de calor, extraíndo uma quantidade de calor  $Q_1$  a uma delas (fonte quente), passando-o para um agente evolucionante que o transforma parcialmente em trabalho útil ( $W$ ), e cedendo a restante energia à fonte fria, sob a forma de calor ( $Q_2$ ).

Inferese da experiência que se estes processos forem infinitamente lentos e os fluxos de energia infinitesimais, mais propriamente, se as transformações forem reversíveis, a relação entre o trabalho útil produzido pela máquina ( $W$ ) e a quantidade de calor ( $Q_1$ ) fornecida, no

mesmo período de tempo, pela fonte quente ao agente evolucionante, é a mesma para todas as máquinas cíclicas que funcionem entre as duas fontes de calor, independentemente do tipo de máquina, do agente evolucionante e da potência fornecida pela máquina. Isto é um facto verdadeiramente notável! Por outras palavras, é constante o rendimento

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

para todas as máquinas cíclicas que trabalham reversivelmente entre duas fontes de calor bem determinadas.

Afinal, de que depende  $\eta$ ? A experiência mostra que depende das fontes de calor. Da sua natureza fisico-química? A experiência mostra que não: se fizermos trabalhar, em alternância, uma dada máquina entre uma mesma fonte de calor  $f_0$  e várias fontes de diferente natureza,  $f_1, f_2, \dots$ , mas previamente em equilíbrio térmico entre si, verifica-se ter sempre o mesmo rendimento, isto é,

$$\eta = \frac{W_1}{Q_1} = \frac{W_2}{Q_2} = \dots = \text{constante.}$$

Se as fontes  $f_1, f_2, \dots$  não estiverem inicialmente em equilíbrio térmico entre si, verifica-se que os rendimentos são agora diferentes, e *aproveitam-se precisamente estas diferenças para estabelecer uma escala de temperaturas. Dizemos que as fontes estão, neste caso, a temperaturas diferentes.*

Assim, define-se o quociente entre as temperaturas absolutas, ( $T_1$  e  $T_2$ ) de duas fontes de calor como a relação entre as quantidades de calor absorvida e cedida por uma máquina cíclica funcionando reversivelmente entre as duas fontes:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2} \quad (\text{por definição}).$$

É quase tudo o que necessitamos para estabelecer uma escala de temperaturas,

à parte a escolha de um valor (arbitrário) para uma temperatura de referência. No Sistema Internacional toma-se

$$T_0 = 273,16 \text{ K (Kelvin)}$$

para a temperatura da água no seu ponto triplo. Assim, a temperatura absoluta ( $T$ ) de uma fonte pode determinar-se fazendo funcionar reversivelmente uma máquina térmica cíclica entre esta fonte e uma fonte à temperatura  $T_0$ , medindo as quantidades de calor cedida ( $Q$ ) pela fonte à temperatura  $T$  e recebida ( $Q_0$ ) pela fonte à temperatura  $T_0$  num mesmo intervalo de tempo, e aplicando a relação:

$$T = 273,16 \cdot \frac{Q}{Q_0} \quad (\text{Kelvin}).$$

## 2. Dificuldades na produção das baixas temperaturas.

As crescentes dificuldades que se experimentam quando se pretende reduzir progressivamente a temperatura de um corpo contrastam com a extrema facilidade com que se produzem as altas temperaturas; a mesma tendência se encontra no facto bem conhecido de serem exotérmicas as reacções químicas que se produzem, em geral, com mais facilidade. Por que razão será fácil a produção de altas temperaturas e difícil a produção de baixas temperaturas?

Vejamos o que nos dizem as equações da Termodinâmica quando aplicadas à descrição do funcionamento de uma máquina frigorífica que, funcionando cíclica e reversivelmente entre duas fontes às temperaturas  $T_1$  e  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ ), absorve uma quantidade de calor  $Q_2$  à fonte fria (corpo que pretendemos arrefecer ainda mais), cedendo uma quantidade de calor  $Q_1$  à fonte quente à custa do fornecimento de um trabalho do exterior,

$W = Q_1 - Q_2$ . Como  $Q_1/Q_2 = T_1/T_2$ , o trabalho que é preciso fornecer para extrair a quantidade de calor  $Q_2$  à fonte à temperatura  $T_2$  vem dado por

$$\begin{aligned} W = Q_1 - Q_2 &= Q_2 \left( \frac{T_1}{T_2} - 1 \right) = \\ &= Q_2 \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2}. \end{aligned}$$

Este trabalho é tanto maior quanto maior for a quantidade de calor  $Q_2$  a extrair à fonte quente, como seria de esperar, mas depende ainda de um outro factor que envolve as temperaturas do corpo ( $T_2$ ) e da fonte ( $T_1$ ). Assim, se  $T_2 \ll T_1$ , é necessário fornecer um trabalho muito elevado para extrair calor à fonte quente. Começam pois as primeiras dificuldades... Em particular quando  $T_2 \rightarrow 0$ , o trabalho necessário para extrair, mesmo uma quantidade infinitesimal de calor, torna-se infinito!

Observa-se que é a relação ( $T_1/T_2$ ) e não a diferença ( $T_1 - T_2$ ) que interessa considerar para ajuizar da dificuldade em reduzir a temperatura de um corpo. Assim, um arrefecimento desde  $600 \text{ K}$  até  $300 \text{ K}$  ( $\Delta T = 300 \text{ K}$ ) é muito mais fácil de obter que o arrefecimento desde  $100 \text{ K}$  a  $1 \text{ K}$  ( $\Delta T = 99 \text{ K}$ ); isto apenas sob o ponto de vista energético, pois há «outras dificuldades», associadas ao isolamento térmico às baixas temperaturas.

## 3. Conceito estatístico de temperatura

É conveniente completar o conceito termodinâmico de temperatura com uma interpretação estatística, naturalmente de maior riqueza física e mais adaptada à análise de algumas questões que apresentaremos adiante. Por simplicidade, ilustramos este conceito tomando o exemplo de um gás perfeito formado por  $N$  par-

tículas independentes, de dimensões muito reduzidas relativamente à sua separação, e encerradas num recipiente de volume  $V$ . A experiência mostra que o gás exerce sobre as paredes uma pressão  $p$  tanto maior quanto mais elevada for a sua temperatura, de acordo com a equação

$$(2) \quad pV = NKT$$

onde  $K$  é a constante de Boltzmann.

Por outro lado, como a pressão depende dos choques das partículas com as paredes do recipiente, e os efeitos destes dependem do seu número ( $\propto N$ ), da massa de cada partícula ( $m$ ) e da respectiva velocidade ( $v$ ), é fácil relacionar  $p$  com estas grandezas, encontrando-se [2]

$$(3) \quad pV = \frac{1}{3} m N \langle v^2 \rangle$$

onde  $\langle v^2 \rangle$  é o valor médio de  $v^2$ .

O confronto das expressões (2) e (3) mostra que a temperatura depende, neste caso, apenas da energia cinética das partículas constituintes do gás, de acordo com a relação

$$\frac{3}{2} KT = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle \approx \left\langle \frac{1}{2} m v^2 \right\rangle.$$

Elevar a temperatura do gás significa, pois, aumentar a energia cinética média das suas partículas constituintes.

#### 4. Baixas temperaturas e fenómenos dissipativos

Embora, como vimos, seja progressivamente mais difícil conseguir a redução da temperatura, há boas razões para usar a zona das baixas temperaturas, e uma delas, a que agora nos referimos, está associada à notável redução dos efeitos dissipativos nas suas formas mais gerais: biológica, química, eléctrica, etc.

#### 4.1. Degradação biológica

O azoto líquido ( $T \approx 77K$ ) pode usar-se para conservar a matéria viva, como vírus, bactérias e culturas de tecidos, mantendo-a num estado de quase total inactividade biológica por longos períodos de tempo. Se o arrefecimento for feito de maneira adequada, podem preservar-se as características típicas da matéria viva, bastando um aquecimento posterior apropriado para que elas se manifestem de novo em toda a sua plenitude. A inseminação artificial, hoje largamente utilizada com sucesso no apuramento das raças animais e no sector da pecuária, constitui um exemplo ilustrativo do que acabamos de dizer.

Observemos porém que há dificuldades a vencer na conservação de vários tipos de tecidos biológicos, pois nem todos podem ser ainda preservados com esta técnica.

Como é natural, a simples ideia de poder vir a ser um dia possível a preservação da vida por períodos ilimitados de tempo, por meio do frio, presta-se ao florescimento das mais variadas considerações especulativas, com interessantes implicações de natureza religiosa, social, económica e filosófica.

#### 4.2. Actividade química

A redução da actividade química com o decréscimo da temperatura é um facto bem conhecido de todos: as reacções químicas cessam, quase por completo, quando a temperatura baixa aquém de valores característicos de cada tipo de reacção. Por mera curiosidade citamos o facto de ser hoje prática corrente nos bons laboratórios fotográficos a conservação das películas fotográficas em frigoríficos apropriados, a fim de se reduzir a sua taxa de «decomposição» devida às reacções químicas.

A explicação destes factos reside no significado estatístico da temperatura, directamente associada à energia média de agitação das partículas constituintes da matéria.

«Reagir» significa, para uma dada partícula — átomo, ião ou molécula — a sua ligação atómica ou molecular a uma ou mais das outras partículas presentes, formando-se em geral estruturas mais complexas, os «produtos da reacção». A ligação dos átomos ou moléculas não é em geral espontânea, mas requiere uma energia inicial de formação que é, na maioria dos casos, fornecida pelos choques entre as partículas reagentes; e é aqui que a temperatura desempenha um papel relevante. Se for elevada, haverá suficiente energia cinética em cada uma das partículas reagentes para ser possível, por choque, converter parte da sua energia cinética em energia útil para a efectivação da ligação química. Claro que por vezes está em causa o processo inverso, que leva à «dissociação» de estruturas químicas complexas por efeito da temperatura. A actividade química é pois favorecida pela elevação da temperatura e contrariada pela sua redução.

#### 4. 3. Dissipação eléctrica

a) *Condutores normais* — Um dos mecanismos mais efectivos da dissipação de energia nos circuitos eléctricos é o efeito Joule. Estas perdas põem hoje sérios problemas no transporte e utilização maciça da energia eléctrica, cada vez mais prementes para fazer face às crescentes necessidades energéticas dos grandes aglomerados industriais e urbanos. O problema não é apenas económico, mas também técnico, pois o desenvolvimento de calor nas máquinas eléctricas agrava logo as respectivas características de funcionamento, como potência máxima, rendimento, desgaste mecânico, etc.

Estes factores inconvenientes podem ser atenuados com a utilização de tensões eléctricas muito elevadas. A tensão não pode, contudo, elevar-se indefinidamente, devido às crescentes dificuldades de isolamento eléctrico e, nos regimes de corrente alternada, às perdas dieléctricas nos isoladores, originadas pelos intensos campos eléctricos que aí se criam.

A próxima acção complementar para contrariar a subida da temperatura dos condutores é usar sistemas de refrigeração. Embora custe dinheiro e energia o estabelecimento e manutenção de zonas arrefecidas, não há nada que impeça que esta despesa extra seja mais do que compensada pelo aumento de rendimento da unidade eléctrica em causa, qualquer que esta seja. A questão reside simplesmente no cálculo do custo dos diferentes graus de refrigeração possíveis e na sua comparação com as reduções nas correspondentes despesas com as perdas eléctricas.

Exemplos destas acções podem encontrar-se na adopção de potentes sistemas de refrigeração forçada nas máquinas eléctricas de grande potência. A mesma finalidade se tem em vista quando se faz o transporte maciço de energia por cabos aéreos, onde o agente refrigerante é a própria atmosfera envolvente. De qualquer das formas, todas estas soluções encontram um limite no seu campo de aplicabilidade.

b) *Criocondutores* — Resta uma solução radical do problema: a causa primária do efeito Joule é o valor finito da resistividade eléctrica dos condutores eléctricos, e é aqui que se deve actuar; uma vez mais, ganha relevância o campo das baixas temperaturas.

Efectivamente, com a descida da temperatura a resistividade eléctrica da generalidade dos metais desce continuamente, podendo tornar-se extremamente baixa a

temperaturas da ordem ou inferiores a  $20\text{ K}$ . O metal apresenta então a sua «resistividade residual» que é constante e depende essencialmente da existência de irregularidades na sua rede cristalina e da presença de impurezas. Com a moderna tecnologia de preparação e purificação de metais consegue-se reduzir a resistividade eléctrica residual a valores que chegam a ser, por vezes, 10000 vezes menores que a correspondente resistividade eléctrica à temperatura ambiente! É esta uma alternativa para resolver os problemas da dissipação calorífica, sendo o alumínio um dos metais mais promissores neste campo. É corrente designar estes metais pelo nome de «criocondutores».

c) *Supercondutores* — Uma outra solução mais radical aproveita o espectacular fenómeno da supercondutividade, descoberto por Kamerlingh Onnes em 1911, quando estudava o comportamento da resistividade eléctrica do mercúrio às baixas temperaturas: a sua resistividade, depois de seguir o comportamento esperado e atingir o seu valor residual, anulava-se bruscamente ao atingir-se uma temperatura característica de  $4,15\text{ K}$ , mantendo-se nula a temperaturas inferiores. Este inesperado fenómeno tomou por isso o nome de supercondutividade, tendo sido posteriormente observado em muitos outros metais, ligas, compostos e soluções sólidas metálicas, ocorrendo a transição do estado normal ao estado supercondutor de um modo brusco e a temperaturas críticas características de cada material, até hoje inferiores a  $\sim 21\text{ K}$ . De novo adquire relevância especial o campo das baixas temperaturas.

O grande interesse tecnológico dos supercondutores advém da ausência total da resistividade eléctrica em regime de corrente contínua e a consequente ausência de calor por efeito Joule. Reportan-

do-nos apenas ao problema da corrente contínua temos as seguintes vantagens:

— Aumento das correntes máximas utilizáveis, o que permite, por exemplo, o transporte maciço da energia eléctrica sem perdas ou a produção de campos magnéticos intensíssimos, de grande interesse não só na investigação da Física das altas energias, mas também no domínio das máquinas eléctricas — motores ou geradores de corrente.

— Redução drástica das dimensões dos aparelhos e máquinas, visto ser possível a circulação de elevadas correntes eléctricas em zonas de reduzidas dimensões, sem que isso implique dissipação calorífica. Advém daqui uma economia notável em materiais estruturais para as máquinas supercondutoras.

— Ainda devido à possível redução das dimensões, poderá ser incrementada a miniaturização de circuitos, de especial relevância no caso da indústria dos computadores, para os quais existe já um limite imposto ao grau de miniaturização pela libertação de calor por efeito Joule.

A contrapor a esta lista de vantagens (potenciais) há evidentemente a lista das desvantagens, que passamos a referir:

— O fenómeno da supercondutividade só se tem manifestado a muito baixas temperaturas, o que exige o arrefecimento em líquidos criogénicos apropriados, o hélio líquido quase em exclusivo. O preço elevadíssimo deste, o custo da sua liquefacção e manejo, o super-isolamento térmico necessário e os dispositivos de segurança imprescindíveis tornam muito oneroso o funcionamento dos supercondutores. Daqui a necessidade de tentar elevar a temperatura à qual começa a manifestar-se, em cada caso, o fenómeno da supercondutividade, pela investigação criteriosa dos factores intervenientes no fenómeno.

— A circulação de elevadas densidades de corrente eléctrica num supercondutor

gera intensos campos magnéticos. Estes têm o pernicioso efeito de destruir o próprio estado supercondutor quando excedem determinados valores críticos. Ocorre então a dissipação calorífica com a concomitante subida de temperatura. Daqui a necessidade de investigar os factores que afectam o valor do campo magnético crítico, tentando elevar os seus valores máximos.

— Se, por qualquer flutuação local, uma dada porção de material supercondutor passar ao estado normal, entrando portanto no estado de dissipação calorífica, há uma tendência para a subida de temperatura que agrava a situação, favorecendo a persistência do estado dissipativo. Há assim um círculo irreversível (dissipação → calor → elevação da temperatura → dissipação adicional de calor, etc.), dando-se o alastramento do efeito da perturbação a todo o supercondutor, que deixa de o ser na sua totalidade. Há pois que investigar os factores que favorecem a existência de flutuações e também os mecanismos que podem contrariar o alastramento dos seus efeitos. Trata-se portanto de estudar as condições de estabilidade do supercondutor.

— Por último referimos que embora um supercondutor não possua qualquer resistividade eléctrica em regime de corrente contínua, ele apresenta já uma dissipação considerável quando em regime de corrente alternada. É este o mais sério inconveniente que tem obstado ao uso generalizado dos supercondutores em regime de corrente alternada. Há pois que investigar os factores que controlam o nível de dissipação calorífica nos supercondutores, tentando minimizá-la.

*d) Ruído térmico* — Todos os casos que atrás referimos põem em foco essencialmente os aspectos económicos e quantitativos ligados à ocorrência de perdas. Em muitas situações não é a «quantidade»

que está em jogo mas a «qualidade» de funcionamento dos circuitos, podendo mesmo tolerar-se situações economicamente desfavoráveis para conseguir uma melhoria substancial da qualidade de funcionamento dos circuitos. Está neste caso toda a aparelhagem electrónica de precisão, ou adaptada a fins muito específicos. A redução da temperatura tem aqui duas vantagens essenciais — a diminuição do «ruído Johnson» e o aumento da «rapidez» de resposta dos circuitos.

O «ruído Johnson» é uma sobreposição de tensões eléctricas com as mais variadas frequências, não coerentes, resultantes de impulsos eléctricos devidos à agitação térmica dos átomos e electrões, logo devidos à temperatura. Assim, se for  $T$  a temperatura do condutor e  $R$  a sua resistência eléctrica, verifica-se que o valor médio do quadrado da tensão eléctrica ( $V$ ) correspondente à sobreposição das tensões eléctricas com frequência ( $\nu$ ) numa banda de largura  $\Delta\nu$  é dado por

$$\langle V^2 \rangle = (4K)R \cdot \Delta\nu \cdot T.$$

onde  $K$  é a constante de Boltzmann. Por exemplo, numa resistência de  $100\text{ k}\Omega$  aparecem cerca de  $0,2\text{ }\mu\text{V}$  de ruído (pico a pico) à temperatura de  $300\text{ K}$ , numa banda de largura  $\Delta\nu = 1\text{ Hz}$ . A mesma resistência à temperatura do hélio líquido ( $T \sim 4\text{ K}$ ) apresenta apenas um ruído de  $\sim 0,02\text{ }\mu\text{V}$ . Daqui o interesse das baixas temperaturas para melhorar estes factores.

O aumento da rapidez de resposta dos circuitos, vital no domínio da computação, está ligado à diminuição da resistência eléctrica ( $R$ ) dos circuitos, com a concomitante redução dos tempos de relaxação característicos ( $\tau \approx R/L$  na self  $L$ ;  $\tau \approx RC$  no condensador  $C$ ; logo  $\tau \propto R$ ).

Depois destas considerações um pouco do foro da Engenharia Electrotécnica vol-

temos novamente a domínios mais específicos da Física.

### 5. Baixas temperaturas e ordem atómica

Vimos haver uma diferença essencial entre baixas e altas temperaturas, e isto é uma consequência do segundo princípio da Termodinâmica que estabelece uma importante assimetria nas transformações de calor em trabalho e vice-versa. A escala de temperaturas é também a escala da ordem atómica e molecular da matéria, quando tomada em sentido inverso, isto é, no sentido das temperaturas decrescentes.

Altas temperaturas significam agitação molecular e desordem, e a desordem, infelizmente, acontece facilmente a todos nós no dia a dia das nossas vidas. Em contrapartida, a produção de ordem é difícil. Por exemplo — e seja-nos permitida esta divagação — a arrumação de um aposento exige trabalho, paciência, método e cuidado, e quanto mais arrumado está mais difícil se torna arrumá-lo melhor; no entanto é extremamente fácil desarrumar o mesmo aposento. É que há um número infinito de maneiras de produzir desordem, mas é estatisticamente muito mais difícil produzir ordem.

Baixas temperaturas significam menor vibração dos átomos no interior da matéria, logo posições mais bem definidas destes, e consequentemente o aparecimento de estruturas progressivamente mais ordenadas, ao reduzir-se a temperatura, com a passagem dos gases a líquidos, primeiro, e destes a sólidos a temperaturas mais baixas. Não é pois de estranhar que os sólidos apresentem, em geral, uma estrutura atómica extremamente regular, com redes cristalinas de elevado grau de simetria. Pelo terceiro princípio da Termodinâmica postula-se ser o zero absoluto de temperatura inatingível, o que equivale a dizer que não

é possível obter-se uma ordem atómica perfeita. No entanto, há boas razões para caminhar, muitas vezes, no sentido das baixas temperaturas: é que a desordem está intimamente ligada à ineficiência e à degradação da energia, como vamos ver.

Antes de o fazer, observemos que todas as formas «nobres» de energia, isto é, outras que não a de calor, estão sempre directa ou indirectamente associadas a um tipo característico de ordem introduzido na matéria. Por exemplo, uma corrente eléctrica não significa apenas um movimento de cargas eléctricas; basta observar que os metais possuem sempre electrões livres animados de velocidades típicas da ordem de  $\approx 10^8$  cm/s, e no entanto não há neles quaisquer correntes eléctricas macroscópicas, quando em equilíbrio. Estas correntes só surgem quando se introduz, para além da velocidade, uma ordem direccional nos movimentos electrónicos e isso pode conseguir-se, por exemplo, pela aplicação de um campo eléctrico que causa o aparecimento de uma velocidade de arrastamento comum a todos os electrões livres, sobreposta à sua velocidade inicialmente desordenada. É nesta velocidade de arrastamento comum que reside a «ordem» responsável pelo aparecimento da corrente eléctrica e dos seus efeitos associados. Está também neste caso a criação de campos magnéticos macroscópicos pelas correntes eléctricas. Em resumo, não basta que os electrões se movam, pois se os seus movimentos forem caóticos não haverá efeitos eléctricos e magnéticos macroscópicos associados.

Vejamos então como é que a temperatura favorece a degradação das formas de energia mais nobres, convertendo-as em calor. Como exemplo, seja o caso de uma corrente eléctrica circulando numa amostra de um metal idealmente puro, isto é, constituído apenas por átomos desse metal, sem impurezas portanto. Mesmo neste caso limite, infere-se da

experiência que não é possível manter indefinidamente, sem ter de realizar trabalho do exterior, a circulação de uma corrente eléctrica numa espira desse metal se a sua temperatura for finita: ocorre sempre a conversão da energia (ordenada) da corrente eléctrica em energia calorífica. Os agentes causadores desta degradação são principalmente as vibrações dos átomos da rede cristalina do metal. Na verdade, a temperaturas finitas, os átomos não ocupam exactamente as posições definidoras de uma rede cristalina geomêtricamente perfeita mas vibram em volta dessas posições. E os electrões, que se podem mover livremente em estruturas perfeitamente periódicas, devido a um efeito puramente ondulatório (as partículas materiais têm sempre uma onda associada), deixam de o fazer em estruturas desordenadas, tanto mais quanto maior for o grau de desordem, no caso presente a amplitude das vibrações atómicas, directamente ligada à temperatura.

A interacção dos electrões com a rede cristalina do metal resulta assim numa alteração mais ou menos caótica das suas velocidades, que leva à progressiva atenuação e extinção final da velocidade de arrastamento, logo da própria corrente eléctrica. A energia cinética outrora associada a esta velocidade de arrastamento (forma ordenada) converte-se então em energia desordenada, associada a movimentos desordenados dos átomos da rede cristalina e dos próprios electrões. Não mais é possível o transporte efectivo de carga eléctrica em quantidades macroscópicas, nem tão pouco se manifestam, à escala macroscópica, os efeitos magnéticos associados aos movimentos das cargas eléctricas. Deu-se a degradação da energia eléctrica, desaparecendo os seus efeitos macroscópicos característicos: transporte de carga eléctrica, criação de campos magnéticos, etc.

## 6. Ordem, desordem e entropia.

Todas estas ideias de ordem e desordem de que vimos falando se podem apresentar em termos mais condensados, necessariamente matemáticos, com a introdução de uma função  $S$ , característica de cada estado do sistema, a chamada entropia do sistema, directamente ligada ao correspondente grau de ordenamento interno. Este assunto, para ser tratado em profundidade, daria certamente para escrever um livro e alguns lhe têm sido dedicados exclusivamente. Assim, não poderemos senão fazer um esforço para tornar plausível o conceito de entropia.

A primeira ideia a reter é a de que o mesmo estado macroscópico de um sistema físico pode ser «realizado», ao nível microscópico, por um número, em geral elevado, de diferentes maneiras. Por exemplo, dada a indistinguibilidade dos átomos de uma mesma substância, não se alteram os seus estados macroscópicos se trocarmos, entre si, as posições de dois átomos ou se permutarmos mesmo a sua totalidade.

Tomemos um sistema simples, com estados macroscópicos caracterizados pelo número  $N$  de partículas constituintes (supostas iguais), energia interna  $U$  e volume  $V$ , este suposto constante, por simplicidade. Para um dado conjunto de valores numéricos ( $N, U, V$ ), isto é, para cada estado macroscópico, há um número elevado de configurações microscópicas possíveis, que correspondem às várias maneiras possíveis de distribuir a energia  $U$  pelas  $N$  partículas e pelos estados quânticos em que cada uma destas se pode encontrar, com energias  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$ , ou, genêricamente,  $\varepsilon_i$ . Para uma dada configuração do sistema,  $j$  por exemplo, na qual há  $n_i$  partículas com energia  $\varepsilon_i$ , terá de ser satisfeita a condição

$$\sum_i n_i(j) \varepsilon_i = U.$$

É óbvio que os próprios números  $n_i(j)$ , onde o índice  $j$  indica explicitamente que estamos a falar da configuração  $j$ , deverão satisfazer a relação

$$\sum_i n_i(j) = N.$$

É também claro que para cada configuração ( $j$ ) do sistema, em que há  $n_i(j)$  partículas com energia  $\varepsilon_i$ , há ainda muitas maneiras de fazer a correspondente distribuição de partículas; por exemplo, são fisicamente equivalentes as permutações das  $n_i(j)$  partículas com a mesma energia  $\varepsilon_i$ . Com efeito, a Mecânica Estatística mostra que apesar de todas as configurações ( $j$ ) conduzirem à mesma situação macroscópica do sistema, nem todas têm a mesma probabilidade de ocorrência, tudo dependendo do número de diferentes maneiras microscópicas possíveis de realizar uma dada configuração.

Para os sistemas em equilíbrio termodinâmico, é possível encontrar a configuração que pode ser realizada microscópicamente por um número máximo de maneiras fisicamente equivalentes,  $W_{\max}$ , e mostra-se também que para sistemas macroscópicos decresce rapidamente o número de maneiras distintas de realizar microscópicamente outras configurações, mesmo ligeiramente diferentes da que conduz a  $W_{\max}$  [3]. Então, não se comete erro apreciável se se tomar esta configuração como a que ocorre, de facto, na prática e é isso o que se faz correntemente (\*).

O que tem isto a ver com a ordem e a desordem do sistema? É que o número  $W_{\max}$  dá uma medida da maior ou menor flexibilidade de realizar, ao nível microscópico, uma dada configuração atômica, estando directamente ligado ao seu grau de ordem. Assim, se a configuração for mais ou menos ordenada, por exemplo, no espaço, há fortes restrições aos possíveis arranjos microscópicos no espaço,

devido à necessidade de manter o grau de ordem espacial da configuração, o que faz com que o número  $W_{\max}$  seja baixo. Em estruturas desordenadas, há já uma grande margem para manobra ao nível microscópico, o que conduz a números  $W_{\max}$  elevados.

Em vez de  $W_{\max}$  para parâmetro indicador do grau de ordem numa dada configuração, a Mecânica Estatística introduz um parâmetro mais conveniente, precisamente a entropia do sistema, definida pela relação

$$S = \text{const.} \ln(W_{\max})$$

onde, evidentemente,  $W_{\max} = W_{\max}(N, U, V)$  e  $S = S(N, U, V)$ . Mostra-se que  $S$  é uma função monotonicamente crescente em  $U$  (1).

Vejamos qual o grau de desordem adicional introduzida num sistema físico quando a sua energia interna passa de  $U$  para  $U + dU$ . Teremos,

$$dS = \left( \frac{\partial S}{\partial U} \right)_{V, N} dU \equiv \varphi(U, N, V) dU$$

onde  $\varphi$  é uma função de  $(U, N, V)$ . O aumento da energia interna favorece pois o aumento da energia das partículas do sistema, cinética, de vibração, etc., aparecendo  $dU$  como um agente quantitativo fomentador de desordem ( $dS \propto dU$ ). Mas o grau de desordem resultante,  $dS$ , depende ainda de  $(\partial S / \partial U)_{V, N}$ , um factor de qualidade, pois não depende da gran-

(\*) Se o sistema não for macroscópico ou estiver em estados próximos de situações de marcada instabilidade intrínseca, como por vezes acontece (nas transições de fase, por exemplo), é natural que esta hipótese não seja muito correcta, devendo levar-se em conta a possibilidade de o sistema cobrir, com probabilidades muito semelhantes, uma zona apreciável de estados quânticos. Neste caso, adquirem especial relevância as flutuações do sistema entre esses estados quânticos, podendo manifestar-se à escala macroscópica, como na verdade se verifica frequentemente.

deza do aumento  $dU$  da energia interna, mas sim do estado na vizinhança do qual ocorre a transformação do sistema. Este factor está associado à velha ideia de que, com um dado trabalho (equivalente a  $dU$ ), é muito fácil desordenar uma estrutura perfeitamente ordenada, mas gradualmente difícil introduzir mais desordem numa estrutura já de si desordenada. Não é pois de estranhar que o factor  $(\partial S/\partial U)_{V,N}$  esteja ligado à temperatura, um parâmetro intensivo, definido precisamente pela relação

$$\frac{1}{T} = \left( \frac{\partial S}{\partial U} \right)_{V,N}$$

ou, equivalentemente,

$$dS = \left( \frac{1}{T} \right) dU$$

quando  $V$  e  $N$  se conservam constantes.

Assim, esta expressão mostra que o grau de desordem ( $dS$ ) produzida por uma variação definida da energia interna de um sistema ( $dU$ ) é tanto menor quanto maior for a temperatura. De modo aná-

logo, um pequeno aumento da energia interna produz um notável aumento no grau de desordem dos sistemas físicos quando estão a muito baixas temperaturas.

#### REFERÊNCIAS

- [1] H. B. CALLEN, *Thermodynamics*, cap.ºs I, II, III, John Wiley and Son, New York, 1966.
- [2] LARKIN KERWIN, *Introduction à la Physique Atomique*, p. 24, Gauthier-Villars, Paris, 1964.
- [3] ERWIN SCHRÖDINGER, *Statistical Thermodynamics*, cap.º II, Cambridge University Press, 1964.

#### BIBLIOGRAFIA

- H. M. ROSENBERG, *Low Temperature Solid State Physics*, Oxford University Press.
- K. MENDELSSOHN, *The Quest for Absolute Zero; the Meaning of Low Temperature Physics*, World University Library. Tradução portuguesa: editorial Inova (em impressão).
- , *Cryophysics, Interscience Tracts on Physics and Astronomy*, vol.º 7, Interscience Publishers.
- J. S. DUGDALE, *Entropy and Low Temperature Physics*, Hutchinson University Library, London.

## Penumbbras e Sombras no Ensino Elementar

POR MÁRIO TRIGUEIROS

### 1. As dimensões da penumbra projectada

1.1) Vamos admitir que estão definidos os seguintes elementos de Óptica Geométrica: fonte luminosa pontual, segmento de recta luminoso, raio luminoso e segmento de recta opaco.

Consideremos no plano do papel um segmento de recta luminoso  $\overline{AB}$ , um segmento de recta opaco  $\overline{CD}$  e um alvo rectilíneo  $\overline{EF}$  (conforme representa a figura 1), sendo  $\overline{AB} \parallel \overline{CD} \parallel \overline{EF}$ ; traçando os

raios luminosos que partindo dos extremos da fonte passam por  $C$  e  $D$ , obtêm-se no alvo a sombra  $\overline{MN}$  e as duas penumbbras  $\overline{LM}$  e  $\overline{NO}$ , projectadas sobre ele pelo segmento  $\overline{CD}$ .

Em virtude das condições da figura, os triângulos  $ABC$  e  $CLM$  e os triângulos  $ABD$  e  $DNO$  são semelhantes; donde

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{LM}} = \frac{\overline{AC}}{\overline{CM}} \quad \text{e} \quad \frac{\overline{AB}}{\overline{NO}} = \frac{\overline{AD}}{\overline{DO}};$$

por outro lado,  $\overline{AC}$ ,  $\overline{CM}$ ,  $\overline{AD}$  e  $\overline{DO}$  são segmentos definidos em duas rectas concorrentes pelas paralelas  $\overline{CD}$  e  $\overline{EF}$ ; portanto

$$\frac{\overline{AC}}{\overline{CM}} = \frac{\overline{AD}}{\overline{DO}}.$$

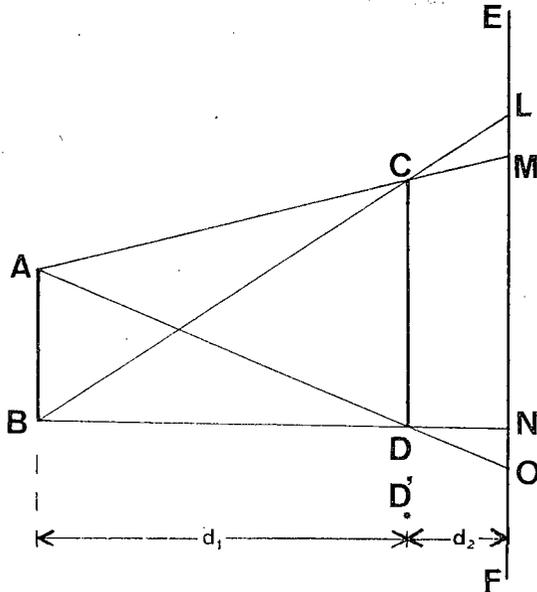


Fig. 1

Comparando esta igualdade com as duas igualdades anteriores, conclui-se que

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{LM}} = \frac{\overline{AB}}{\overline{NO}}$$

e, finalmente, que

$$\overline{LM} = \overline{NO}$$

isto é, se  $\overline{AB} \parallel \overline{CD} \parallel \overline{EF}$ , as dimensões das duas penumbras projectadas são iguais.

1.2) Como em dois triângulos semelhantes a razão entre as alturas correspondentes dos dois triângulos estão entre si como a razão de semelhança, concluímos de um dos pares de triângulos semelhantes considerados anteriormente que

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{LM}} = \frac{d_1}{d_2}$$

ou

$$\overline{LM} = \frac{d_2}{d_1} \cdot \overline{AB}$$

visto  $d_1$  e  $d_2$  serem as medidas das alturas dos dois triângulos referentes aos lados  $\overline{AB}$  e  $\overline{LM}$ .

A expressão deduzida permite determinar o comprimento de cada zona de penumbra em função do comprimento do segmento luminoso, da sua distância ao segmento opaco e da distância deste ao alvo, no caso de ser  $\overline{AB} \parallel \overline{CD} \parallel \overline{EF}$ .

1.3) Aquela expressão mostra também que as dimensões das penumbras projectadas são independentes do comprimento do segmento opaco. À mesma conclusão se poderia chegar do deduzido em 1.1). Com efeito, supondo o segmento opaco prolongado de  $D$  para  $D'$ , a penumbra correspondente seria

$$\overline{N'O'} = \overline{LM} = \overline{NO};$$

a penumbra é um *efeito de extremidade*, o que permite compreender que a sua dimensão seja independente do comprimento do segmento que a origina.

1.4) No caso do segmento opaco  $\overline{CD}$  não ser paralelo aos restantes elementos considerados, as dimensões das duas penumbras serão, como se compreende facilmente,

$$\overline{LM} = \frac{d'_2}{d'_1} \cdot \overline{AB}$$

e

$$\overline{NO} = \frac{d''_2}{d''_1} \cdot \overline{AB}$$

em que  $d'_2$  e  $d'_1$  representam as distâncias de  $C$  ao alvo e à recta a que pertence

o segmento  $\overline{AB}$ , respectivamente, e  $d_2''$  e  $d_1''$  as correspondentes distâncias referidas ao ponto  $D$ .

A comparação das duas expressões permite concluir que a maior penumbra é a que corresponde à extremidade do segmento opaco mais afastado do alvo. No caso de  $\overline{CD}$  ser paralelo a  $\overline{AB}$  e ao alvo ( $d_2''=d_2'$  e  $d_1''=d_1'$ ), será  $\overline{LM}=\overline{NO}$ , conforme já tínhamos concluído em 1.1).

1.5) Nas condições enunciadas em 1.1) é também possível estabelecer uma expressão algébrica simples que permita calcular a dimensão da sombra projectada em função das dimensões dos elementos considerados. Deixamos o seu estabelecimento ao cuidado do leitor interessado.

## 2. O conceito experimental de fonte luminosa pontual

No estudo de sombras e penumbras, em que condições experimentais uma fonte luminosa poderá ser concebida como pontual?

Começemos por aceitar o seguinte critério dimensional: uma fonte luminosa diz-se pontual se as suas dimensões são desprezáveis em relação às restantes grandezas consideradas no estudo do fenómeno (conf. Sears — Fundamentos de Física — III vol. — Ed. Aguilar, 1967 — pág. 11).

Designemos por  $\epsilon$  um qualquer dos elementos do conjunto de comprimentos desprezáveis em relação às distâncias  $d_1$  e  $d_2$  e seja  $n$  um comprimento maior que qualquer dos elementos daquele conjunto.

Como as dimensões de  $\overline{LM}$  dependem da razão  $\frac{d_2}{d_1}$ , é sempre possível escolher valores para  $d_2$  e  $d_1$  tais que, sem negar a condição imposta, se tenha

$$\overline{LM} > n$$

o que na prática corresponde a ter uma fonte considerada pontual originando uma penumbra de dimensões não desprezáveis.

Mais correcto nos parece ser outro critério, também dimensional: uma fonte luminosa diz-se pontual se as suas dimensões são desprezáveis em relação aos erros de observação.

Acontece, porém, que, quando a fonte luminosa é de dimensões *extremamente pequenas*, originam-se figuras de difracção. Experiências realizadas com luz monocromática permitiram obter fotografias da sombra projectada por diversos corpos interpostos no feixe luminoso emitido por uma pequena fonte; observa-se que tudo se passa como se a luz torneasse o obstáculo, aparecendo a sombra orlada de zonas alternadamente brilhantes e escuras.

Estas experiências põem em evidência a complexidade do fenómeno *produção de sombras*, que só é satisfatoriamente explicado pela *teoria ondulatória da luz*, (veja-se, por exemplo, Sears — ob. cit. — III vol. pág. 219 e seguintes).

Um terceiro critério a considerar é o seguinte: uma fonte luminosa diz-se pontual se, conforme exige a óptica geométrica, produzir uma penumbra inapreciável, quando entre a fonte e o alvo se intercalar um corpo opaco.

Recorrendo à expressão deduzida em 1.2), vejamos a que condições deverão satisfazer a dimensão da fonte luminosa e as distâncias  $d_1$  e  $d_2$  para considerarmos a fonte como pontual, isto é, para que a penumbra projectada tenha dimensões inapreciáveis.

Começemos por recordar que o poder separador de um olho normal é cerca de 1 minuto (medida angular), o que significa que a 1 metro de distância é possível separar dois pontos que distam entre si cerca de 0,03 cm. Penumbras de dimensões inferiores a este valor são inapre-

ciáveis por um observador situado àquela distância do alvo. O critério enunciado permite assim que uma dada fonte possa ser considerada pontual (do ponto de vista do problema que temos vindo a tratar), relativamente a uma dada experiência e a um dado observador, sempre que se cumprir a condição

$$\frac{d_2}{d_1} \cdot \overline{AB} < \delta$$

sendo  $\delta$  a distância mínima entre dois pontos separáveis por aquele observador, à distância a que se encontra do alvo.

Numa sala de aula em que os alunos observam uma única experiência realizada sobre a mesa do professor, a distância, ao alvo, do aluno mais próximo, é cerca de 2 metros, o que permite considerar como pontual uma fonte luminosa que produza sobre ele uma penumbra de dimensões inferiores a 0,06 cm. Para que uma fonte de dimensões da ordem dos 0,6 cm possa ser considerada pontual basta que se verifique a condição

$$\frac{d_1}{d_2} > 10.$$

Na prática aquela razão pode ser inferior ao valor indicado em virtude de a pequena quantidade de energia que penetra na zona de penumbra e a absorção de uma parte dela pelo alvo não permitirem a percepção da penumbra mesmo para distâncias inferiores à mencionada.

Utilizando um alvo translúcido e a chama de uma vela como fonte luminosa, verifica-se que, para  $d_1 : d_2 = 10$  a penumbra é inapreciável a uma distância superior a 1,5 m. Notemos que a menor dimensão da chama de uma vela vulgar é da ordem dos 2 cm.

### 3. O estudo de sombras e penumbras no ensino elementar.

A chama de uma vela, situada a uma distância conveniente do objecto opaco e do alvo, permite concretizar experimentalmente a noção de fonte pontual de acordo com o terceiro critério apresentado na alínea 2). Se utilizarmos como fonte luminosa um suporte com duas velas teremos uma fonte luminosa não pontual (na medida em que for observável a formação de penumbras), decomponível em duas fontes pontuais.

Consideremos agora uma fonte luminosa constituída por várias velas, como o dispositivo sugerido na figura 2, no qual  $A$ ,  $T$ ,  $U$ ,  $V$  e  $B$  representam cinco velas; esta fonte pode ser imaginada como decomponível em cinco fontes pontuais. Poderemos assim induzir que qualquer fonte luminosa não pontual poderá ser concebida como um conjunto finito de fontes pontuais e reduzir o problema da construção da sombra e penumbras, por ela originada, à construção das sombras produzidas pelo objecto opaco considerado e por cada uma das fontes pontuais em que se supõe a primitiva fonte dividida.

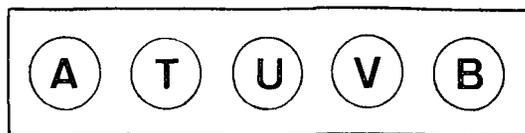


Fig. 2

Os estudantes dos cursos elementares de Óptica têm, muitas vezes, dificuldade em compreender que, na construção de sombras e penumbras (como a indicada na figura 1), se considere apenas um número muito reduzido de fontes pontuais (na fig. 1 apenas os pontos  $A$  e  $B$ ). Esta dificuldade pode ser atenuada utilizando um dispositivo como o que foi sugerido

anteriormente, constituído, por exemplo, por uma tábua de pequena largura na qual foram fixadas as velas, cada uma das quais poderá ser utilizada como fonte pontual.

Colocando a fonte luminosa, um corpo opaco e um alvo a distâncias convenientes entre si (conforme as considerações feitas em 2), começa-se por acender as velas  $A$  e  $B$ , alternadamente; observa-se em qualquer dos casos a formação de sombra e a ausência de penumbra. Acendendo, depois, as duas velas,  $A$  e  $B$ , verifica-se o aparecimento de zonas de penumbra cuja formação é facilmente compreendida

pelo aluno. Mantendo acesas  $A$  e  $B$ , acendem-se as velas  $T$ ,  $U$  e  $V$ , sucessivamente; observar-se-á que as dimensões da sombra e das penumbras projectadas não sofrem variação de valor.

Este processo é como que uma concretização física da construção geométrica utilizada na figura 1: experimentalmente, as dimensões da sombra e das penumbras ficam determinadas pelas fontes colocadas nas extremidades do dispositivo empregado; geomètricamente, as mesmas dimensões ficam determinadas pelos extremos do segmento luminoso considerado.

## Condição de oscilação de um laser em fase gasosa

por A. ROCHA TRINDADE

(Prof. Auxiliar do Instituto Superior Técnico  
Bolseiro da Comissão de Estudos de Energia Nuclear do Instituto de Alta Cultura)

### 1. Introdução

Como outros geradores de ondas electromagnéticas, o laser pode considerar-se como a associação de um sistema conversor, capaz de transformar uma outra forma de energia em energia de oscilação (oscilador) e de um sistema sintonizado, cuja função é armazenar energia electromagnética (ressoador).

A realização física de um laser implica portanto o tratamento de dois domínios complementares: o oscilador, constituído por um *meio material* capaz de emitir radiação por desexcitação de níveis atómicos ou iónicos, previamente povoados por meio do fornecimento de energia exterior; e o ressoador, constituído por uma *cavidade óptica* limitada por superfícies reflectoras para a radiação considerada. Como é óbvio, esta cavidade não é hermética,

havendo que prever uma porta de saída da energia para a utilização (Fig. 1).

A potência fornecida pelo sistema oscilador deve ser suficiente para cobrir a potência de saída, acrescida das perdas no ressoador.

### 2. O sistema oscilador

Consideremos uma porção de matéria atravessada por um feixe de luz monocromática de frequência  $\nu$ .

Se se tratar de um gás ou de um plasma em equilíbrio termodinâmico à temperatura  $T$ , as populações  $N_m$  dos vários níveis atómicos,  $m$ , são dadas pela distribuição de Boltzmann:

$$(1) \quad N_m = N \frac{g_m}{B(T)} e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

sendo:

$N$  — o número total de átomos por unidade de volume ( $N = \sum_m N_m$ )

$N_m$  — a população do nível  $m$  (partículas/unidade de volume)

$g_m$  — o peso estatístico desse nível

$\psi_m$  — o potencial de excitação do nível

$B(T)$  — a função de partição — dependente apenas da temperatura  $T$  das partículas, dada por:

$$(2) \quad B(T) = \sum_m g_m e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

existe uma probabilidade finita  $A_{mn}$  para que, durante o intervalo de tempo unitário, o átomo passe espontaneamente do nível superior  $m$  ao nível inferior  $n$ , com emissão de energia  $h\nu_{mn}$  (Fig. 2).

O número de transições espontâneas  $m \rightarrow n$  por unidade de volume e por unidade de tempo será então ( $s$  designa «espontâneo»):

$$(6) \quad n_{m \rightarrow n}^s = N_m A_{mn}.$$

Para uma transição permitida pelas regras de selecção os valores de  $A$  (coeficiente de emissão espontânea) serão da ordem de  $10^8 \text{ s}^{-1}$ .

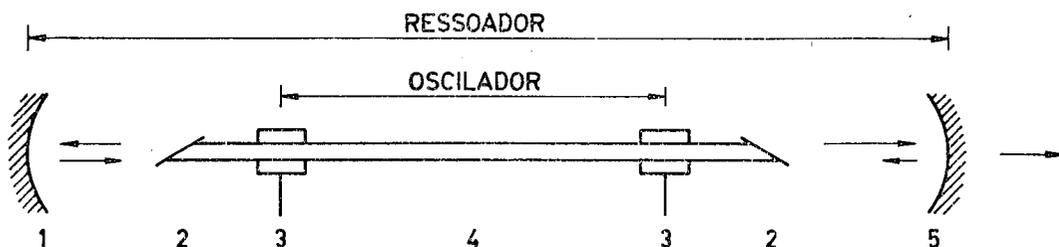


Fig. 1 — Esquema típico de um laser em fase gasosa, com excitação por descarga eléctrica: 1 — Espelho de reflexão máxima  $R = 99,98\%$ ; 2 — janelas inclinadas em ângulo de Brewster; 3 — eléctrodos; 4 — tubo de descarga eléctrica; 5 — espelho de saída com poder reflector entre 90 e 99%. [1].

Pode igualmente referir-se a população do nível  $m$  à do nível fundamental ( $\psi_1 = 0$ ):

$$(3) \quad N_m = N_1 \frac{g_m}{g_1} e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

Se considerarmos dois níveis atômicos  $m$  e  $n$  de populações  $N_m$  e  $N_n$  dadas (em equilíbrio termodinâmico) por:

$$(4) \quad \frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{e\psi_{mn}}{kT}}$$

com

$$(5) \quad \psi_{mn} = \psi_m - \psi_n$$

Se agora considerarmos aquele volume mergulhado num campo de radiação isotrópico obedecendo à lei de Planck, os átomos no estado  $n$  poderão absorver uma energia  $h\nu_{nm}$  e passar ao estado  $m$ , com uma probabilidade  $B_{nm}$ .

O número destes processos de absorção, por unidade de tempo e por unidade de volume, será dado por:

$$(7) \quad n_{n \rightarrow m} = N_n B_{nm} U_{\nu_{mn}}$$

sendo  $U_{\nu_{mn}}$  a densidade de energia de radiação na frequência  $\nu_{mn}$ . Inversamente, os átomos excitados no estado  $m$  podem, sob a influência do radiação

incidente, emitir um fóton de energia  $h\nu_{mn}$  (emissão estimulada ou induzida), sendo o número de tais processos por unidade de tempo e de volume:

$$(8) \quad n_{m \rightarrow n}^i = N_m B_{mn} U_{\nu_{mn}}.$$

Os coeficientes  $A_{mn}$ ,  $B_{mn}$  e  $B_{nm}$  são característicos do átomo e não dependem do estado energético do meio (este último apenas afecta a relação  $N_m/N_n$ ).

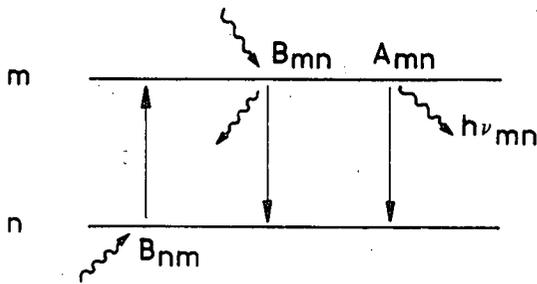


Fig. 2 — Transições radiativas entre dois níveis  $m$  e  $n$ .

Em equilíbrio termodinâmico os processos de radiação estão sujeitos a uma condição de reversibilidade microscópica, traduzida por:

$$(9) \quad n_{m \rightarrow n}^s + n_{m \rightarrow n}^i = n_{n \rightarrow m}$$

ou seja:

$$(10) \quad N_n B_{nm} U_{\nu_{mn}} = N_m A_{mn} + N_m B_{mn} U_{\nu_{mn}}.$$

Fazendo intervir  $N_m/N_n$  dado pela lei de Boltzmann e  $U_{\nu_{mn}}$  dado pela lei de Planck:

$$(11) \quad U_{\nu_{mn}} = \frac{8h\nu_{mn}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu_{mn}/kT} - 1}$$

obtêm-se as identidades:

$$(12) \quad A_{mn} = \frac{8h\nu_{mn}^3}{c^3} B_{mn}$$

$$(13) \quad g_n B_{nm} = g_m B_{mn}.$$

Consideremos agora um meio material fora do equilíbrio termodinâmico em que, para dada risca, a emissão induzida seja superior à absorção ( $n_{m \rightarrow n}^i > n_{n \rightarrow m}$ ); teremos nessa risca uma emissão superior à absorção, sendo a energia radiante emitida sob forma coerente (predomínio da emissão induzida): é este o efeito laser.

Deverá para isso verificar-se a condição:

$$(14) \quad N_n B_{nm} < N_m B_{mn}$$

ou ainda:

$$(15) \quad N_m > N_n \frac{g_m}{g_n}$$

em vez da distribuição de Boltzmann ( $g_n N_m < g_m N_n$ ).

Segue-se portanto que o efeito laser só pode verificar-se em gases ou plasmas fora do equilíbrio termodinâmico, para que a população do nível superior da transição laser seja superior à população do nível inferior. Esta condição (necessária) é designada por «condição de inversão de população».

Durante o processo de desencadeamento de oscilação é necessário que a evolução de energia luminosa  $E$  do sistema oscilador-ressoador seja tal que:

$$(16) \quad \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} + \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} > 0$$

para que possa existir um débito de energia luminosa para o exterior.

Como

$$(17) \quad \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} < 0 \quad (\text{perdas no ressoador})$$

deve ser

$$(18) \quad \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} > \left| \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{\text{ress.}}$$

o que pode ser considerado como uma condição de balanço de energia positivo.

Ora:

$$(19) \quad \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} = \left( N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \right) B_{mn} U_{\nu_{mn}} h \nu_{mn} f_{mn}(\nu)$$

em que  $f_{mn}(\nu)$  é uma função característica (factor de forma) do perfil da risca  $\nu_{mn}$  considerada.

Por outro lado podemos escrever:

$$(20) \quad \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} = - \frac{U_{\nu_{mn}}}{\tau}$$

sendo  $\tau$  o tempo de relaxação da energia no ressoador. A condição de desencadeamento do efeito laser é então:

$$(21) \quad \left( N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \right) B_{mn} h \nu_{mn} f_{mn}(\nu) > \frac{1}{\tau}$$

O perfil  $f_{mn}(\nu)$  pode corresponder a um alargamento «homogéneo» de risca, determinado apenas pela duração de vida de nível excitado, para a transição considerada. Corresponde a este caso um «perfil de Lorentz» dado pela expressão:

$$(22) \quad f_L(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu / 2}{(\nu - \nu_{mn})^2 + \frac{\Delta \nu^2}{4}}$$

onde  $\Delta \nu$  (largura a meia altura) é uma função da duração da vida do nível.

Podem no entanto intervir outros mecanismos não homogéneos de alargamento. Um caso típico é o efeito Döppler, responsável por um desvio de frequência do radiação emitido por cada partícula, dependente da direcção que a velocidade instantânea de agitação térmica apresenta em relação ao observador. O perfil resultante (perfil Döppler) é dado por:

$$(23) \quad f_D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta \nu_0} e^{-\left( \frac{\nu - \nu_{mn}}{\Delta \nu_0} \right)^2}$$

com

$$(24) \quad \Delta \nu_0 = \Delta \nu / 2 \sqrt{\log 2}.$$

Fazendo intervir na equação (21) o valor de  $B_{mn}$  dado por (12) ou, melhor ainda, explicitando a grandeza  $t_{mn}^s = \frac{1}{A_{mn}}$  (duração média de vida do nível  $m$  para a transição espontânea  $m \rightarrow n$ ) obtém-se:

— no caso do perfil de Lorentz:

$$(25) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \geq \frac{t_{mn}^s}{\tau} \frac{4 \pi^2 \Delta \nu \nu_{mn}^2}{c^3}$$

— no caso do perfil de Döppler:

$$(26) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \geq \frac{t_{mn}^s}{\tau} \frac{4 \pi^2 \Delta \nu \nu_{mn}^2}{\sqrt{\pi \log 2} c^3}$$

O objectivo do parágrafo seguinte é a determinação de  $\tau$  (tempo de relaxação do ressoador).

### 3. O sistema ressoador

Este sistema é constituído por superfícies interiormente reflectoras que contêm o elemento activo. O volume deste último pode ser considerável, sobretudo nos lasers em fase gasosa, dado que é necessário um grande número de partículas radiantes para que o balanço da energia possa ser positivo. Deste modo são correntes as cavidades da ordem de grandeza de vários decímetros de comprimento; as dimensões transversas são sensivelmente menores, da ordem do centímetro, por razões que a seguir se tornarão aparentes.

Nos casos mais correntes a estrutura consiste num par de espelhos esféricos colocados em oposição nos extremos do eixo maior da cavidade e à distância  $l$  um do outro; sejam  $R_1$  e  $R_2$  os seus

raios de curvatura, e  $d_1$  e  $d_2$  os diâmetros da abertura respectiva.

Esta cavidade constitui um ressoador estável (suporta um modo de oscilação real) quando a imagem de um ponto interior qualquer, após um número finito de reflexões, volte a coincidir com esse ponto.

Prova-se [2] que a condição de estabilidade se verifica apenas para distâncias entre espelhos tais que:

$$(27) \quad 0 < \left(1 - \frac{l}{R_1}\right) \left(1 - \frac{l}{R_2}\right) < 1$$

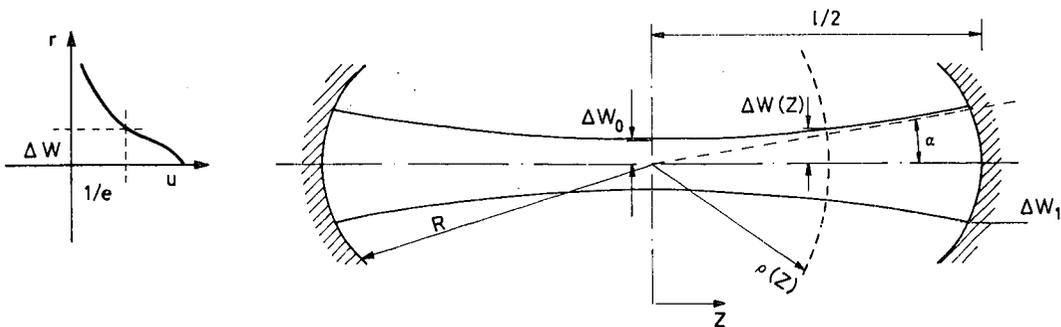


Fig. 3 — Geometria do modo fundamental de um feixe luminoso numa cavidade constituída por espelhos esféricos.

o que exclui os casos  $l = R_1$ ;  $l = R_2$ , separada ou simultaneamente; deverão ainda os dois raios de curvatura ser simultaneamente maiores/menores que a distância  $l$ .

Verifica-se assim que a cavidade plana paralela ( $R_1 = R_2 = \infty$ ); concêntrica ( $R_1 = R_2 = l/2$ ); e confocal simétrica ( $R_1 = R_2 = l$ ), não são estruturas estáveis.

Usa-se em geral a disposição simétrica intermédia entre o caso confocal e o caso plano paralelo, ou seja:

$$(28) \quad \infty > R_1 = R_2 > l$$

O modo próprio fundamental de cavidades deste tipo (espelhos esféricos) corresponde a uma geometria do feixe luminoso que apresenta um perfil transversal

gaussiano em todo o comprimento do feixe; no entanto, esta secção transversa não tem diâmetro constante, havendo um alargamento progressivo a partir da secção mediana (Fig. 3).

Definindo como «raio do feixe»  $\Delta w$  a dimensão para a qual o campo apresenta um decrescimento radial de  $1/e$ , representamos na figura a dependência deste «raio» em função da abcissa  $z$  (contada a partir da secção mediana). A superfície de revolução correspondente é um hiperbolóide cujo cone assintótico tem uma abertura  $\alpha$  dada por:

$$(29) \quad \alpha = \frac{\lambda}{\pi \Delta w_0}$$

e sendo  $2 \Delta w_0$  o seu menor diâmetro.

Este valor de  $\alpha$  corresponde à divergência efectiva do feixe a longa distância.

Para espelhos de abertura circular, a distribuição de intensidade do campo de radiação no interior da cavidade para o modo de ordem  $(p, m, q)$  (em que  $p, m, q$  são os números de ordem radial, azimutal e axial do modo de ressonância) escreve-se [3]:

$$(30) \quad u(r, \varphi, z) = \frac{\Delta w_0}{\Delta w} \cdot \left(\sqrt{2} \frac{r}{\Delta w}\right)^m \cdot L_p^m \left(2 \frac{r^2}{\Delta w^2}\right) \cdot e^{\left\{j \left[ks - \Phi - r^2 \left(\frac{1}{\Delta w^2} + j \frac{k}{\rho} + m\varphi\right)\right]\right\}}$$

com

$$(31) \quad \Delta w(z) = \Delta w_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi \Delta w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$(32) \quad \rho(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi \Delta w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$$

$$(33) \quad \Phi(p, m, z) = \\ = (2p + m + 1) \operatorname{arctg}(\lambda z / \pi \Delta w_0^2)$$

Nesta expressão  $L_p^m \left( 2 \frac{r^2}{\Delta w^2} \right)$  são os polinômios de Laguerre generalizados de ordem  $(m, p)$  da variável indicada.

A análise da expressão (30) permite tirar as seguintes conclusões:

- o feixe apresenta uma distribuição radial de Laguerre-Gauss para os modos de ordem superior, sendo puramente gaussiana para o modo fundamental ( $m = p = 0$ )

$$L_0^0 = 1; u \propto \exp \left( - \frac{r^2}{\Delta w^2} \right).$$

- para  $z = 0$  o campo corresponde a uma onda plana [ $u \propto \exp(-jkz)$ ];  $\Phi$  é uma desfasagem adicional para  $z \neq 0$ , dependendo apenas de  $z$  para o modo fundamental e dependendo também da ordem do modo para modos superiores. Por esta razão a velocidade de fase e a condição de ressonância axial da cavidade dependem do modo considerado.

- a onda inicialmente plana para  $z = 0$ , deforma-se progressivamente, de tal modo que a frente da onda de raio de curvatura  $\rho(z)$  coincide com a superfície espelhada para  $z = l/2$  [ $\rho(l/2) = R$ ].

Os parâmetros do feixe:  $\Delta w_1 = \Delta w$  para  $z = l/2$  (raio do spot) e  $\Delta w_0$  (menor raio) obtêm-se de (32) e (31) impondo a

condição de coincidência da frente de onda com o espelho; obtêm-se assim:

$$(34) \quad \Delta w_0 = \left( \frac{\lambda l}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{l} - 1} \right)^{1/2}$$

$$(35) \quad \Delta w_1^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \left( \frac{2R}{l} - 1 \right)^{-1/2}$$

A condição de ressonância obtêm-se num dado modo para uma frequência tal que a desfasagem sofrida pela onda entre os dois espelhos seja múltipla de  $\pi$  (onda estacionária). Deve ser então:

$$(36) \quad kl - 2(2p + m + 1) \cdot \\ \cdot \operatorname{arctg}(\lambda l / 2\pi \Delta w_0^2) = q\pi$$

sendo  $q$  o número de meios comprimentos de onda.

O comprimento de onda do modo será, nestas condições:

$$(37) \quad \lambda = 2d \left[ q + \frac{2p + m + 1}{\pi} \cdot \right. \\ \left. \cdot \operatorname{arc} \cos(1 - l/R) \right]^{-1}$$

Se considerarmos  $l \gg \lambda$  (frequências ópticas), verifica-se que o número  $q$  (número de ordem axial do modo de ressonância) é da ordem de  $10^5$  ou  $10^6$ ; nesta medida, a influência dos parâmetros  $p$  e  $m$  corresponde apenas à existência de uma estrutura hiperfina no domínio das frequências, podendo escrever-se mais simplesmente:

$$\lambda = \frac{2l}{q}$$

Calculemos o factor de qualidade da cavidade  $Q$  para os modos (axiais) de ressonância, ou, o que é equivalente, o tempo de relaxação da energia,  $\tau$ , no sistema ressonador. É evidentemente:  $Q = 2\pi\nu\tau$ .

O factor de qualidade pode definir-se como o produto por  $2\pi$  da razão entre a energia armazenada no sistema ( $E$ ) e a energia  $\delta E$  perdida por ciclo no resoador:  $Q = 2\pi E/\delta E$ .

Suponhamos em primeira aproximação que o regime de funcionamento do laser é tal que foi ultrapassado o limiar do desencadeamento da oscilação — ou seja, que a potência da emissão estimulada é largamente superior às perdas próprias da cavidade (difusão, difracção nos bordos dos espelhos, reflexão imperfeita no espelho do lado passivo, absorção nas janelas, etc.). Teremos assim uma potência de saída largamente superior a essas perdas. Dentro desta aproximação, a fracção de energia perdida por um conjunto de fotões em cada trajecto entre espelhos é dada por:

$$(38) \quad \frac{\Delta E}{E} = 1 - R$$

sendo  $R$  o poder reflector (referido à energia) do espelho de saída (lado activo) do laser.

O tempo  $\Delta t$  de trânsito é dado por:

$$(39) \quad t = \frac{LN}{c}$$

sendo  $N$  o índice de refracção do interior da cavidade.

A energia perdida por ciclo ( $\delta E$ ) obtém-se a partir de  $\Delta E$ :

$$(40) \quad \delta E = \frac{\Delta E}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\nu}$$

sendo por consequência:

$$(41) \quad \delta E = \frac{(1-R)E}{\frac{NL\nu}{c}}$$

Donde, finalmente:

$$(42) \quad Q(\nu) = \frac{2\pi\nu LN}{c(1-R)}$$

e

$$(43) \quad \tau = \frac{LN}{c(1-R)}$$

Combinando esta última expressão com (25) obtém-se a condição de oscilação do laser:

$$(44) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} > \frac{4\pi^2 \nu^2 \Delta\nu}{c^2} \frac{t_{mn}^s (1-R)}{LN}$$

para um perfil de Lorentz; haverá um factor multiplicativo adicional no 2.º membro  $(\pi \log 2)^{-1/2}$  para o caso de perfil de Döppler.

Os valores de  $g_m$ ,  $g_n$ ,  $t_{mn}^s$  e  $\Delta\nu$  podem obter-se em tabelas de constantes atómicas e obras de espectroscopia, como por exemplo [4] e [5].

#### 4. Considerações finais

A expressão (32) que traduz a forma da onda luminosa na cavidade, não é inteiramente geral.

Na realidade, ela é deduzida para espelhos de abertura infinita ou seja, não foram no seu estabelecimento tomados em conta fenómenos de difracção no bordo dos espelhos.

Prova-se no entanto que essa expressão é válida mesmo no caso de espelhos de abertura finita, desde que o seu diâmetro seja sensivelmente maior que o diâmetro do spot; em termos do n.º de Fresnel verifica-se que esta condição é satisfeita para:

$$(45) \quad F = \frac{d^2}{4\lambda l} > 1.$$

Nos outros casos, a expressão é aproximada.

Este mesmo problema está associado ao da eliminação de modos transversos superiores ao fundamental  $TEM_{00q}$ .

Em algumas aplicações é indispensável dispôr-se de um perfil radial da intensidade luminosa que decresça monòtonamente a partir do eixo, o que só é satisfeito para o modo fundamental (Fig. 4).

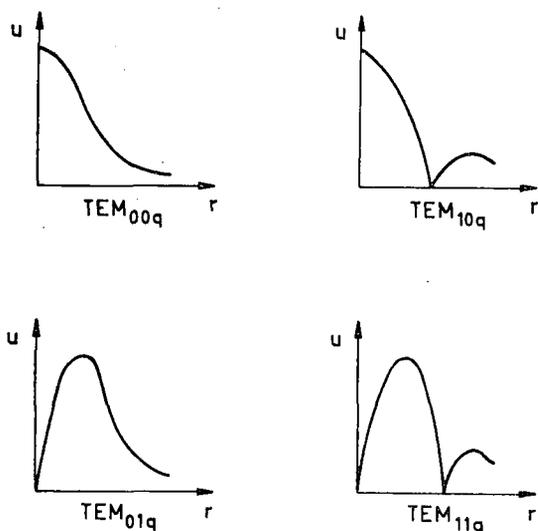


Fig. 4 — Forma do perfil radial de alguns modos de ordem inferior.

Verifica-se por outro lado que o feixe sofre um alargamento radial crescente com a ordem  $(p, m)$ , o que pode ser igualmente inconveniente.

O problema da rejeição de modos transversos indesejáveis é delicado dada a separação de frequência entre eles ser hiperfina; no entanto é possível eliminar modos de ordem superior impedindo a sua eficiente realimentação na cavidade. Dado que o seu diâmetro é superior ao do fundamental, uma solução consiste em intrometer um diafragma na cavidade óptica,

impedindo a oscilação destes modos, embora à custa de aumento de perdas para o modo fundamental também.

Outra solução traduz-se pela diminuição da abertura dos espelhos aumentando assim as perdas por difracção de uma maneira selectiva, sendo estas as menores para o modo fundamental.

Por exemplo para uma cavidade com uma relação  $\frac{l}{R} = 0,5$  e  $F = 1$ , verifica-se, a partir de curvas estabelecidas por Kogelnik [3] que as perdas por difracção para os dois primeiros modos  $TEM_{00q}$  e  $TEM_{01q}$  são respectivamente

$$\alpha_{00q} = 0,04 \text{ db/percurso}$$

$$\alpha_{01q} = 0,8 \text{ db/percurso}$$

o que mostra uma discriminação modal assaz importante.

Quanto à selecção de modos axiais, o problema é mais difícil de resolver. A separação entre modos adjacentes ( $\Delta q = 1$ ) é, em termos de frequência:

$$(46) \quad (\Delta \nu)_{\Delta q=1} = \frac{c}{2lN}$$

supondo que o meio é fracamente dispersivo  $\left(\frac{\partial N}{\partial \nu} \approx 0\right)$ .

Se o sistema oscilador tiver uma largura de risca  $\Delta \nu$  serão excitados  $n$  modos axiais:

$$(47) \quad n = \frac{\Delta \nu}{(\Delta \nu)_{\Delta q=1}} = \frac{\Delta \nu_2 l N}{c}$$

o que pode corresponder facilmente a umas centenas de modos axiais excitados.

A selecção destes modos faz-se correntemente por meio de um sistema de realimentação secundário (um novo espelho com fraco poder reflector, colocado no exterior), o que, introduzindo uma condição de ressonância suplementar, torna a

banda de oscilação mais estreita; ou por meio de sistemas selectivos em frequência colocados no interior da cavidade óptica (lentes, prismas) [6] [7] [8].

Dado que em muitas utilizações não é indispensável uma largura de risca extremamente fina, é corrente o funcionamento do laser em regime axial multimodo.

#### BIBLIOGRAFIA

[1] TRINDADE, A. R., *Laser de argon ionizado — Mecanismos fundamentais*. Mem. Ac. Ciências, Lisboa, XIV (1970).

- [2] HARVEY, A. F., *Coherent light*. Wiley-Intersc. (1970).
- [3] KOGELNIK, H.; LI T., *Laser Beams and Resonators*. Proc. IEEE 54, n.º 10 (Oct. 1966).
- [4] MOORE, C. E., *Atomic Energy Levels*. Nat. Bur. St. 467 (1958).
- [5] GRIEM, H. R., *Plasma Spectroscopy*. Mc Graw Hill, (1964).
- [6] KLEINMAN, D. A.; KISLIVK, P. P., *Discrimination against un-wanted orders in F-P. resonator*. Bell Syst. Tech. J. (1962) p. 453.
- [7] MANGER, H.; ROTHE, H., *Selection of axial modes in laser resonators*. Phys. Lett. 7, (1963) p. 330.
- [8] SMITH, W.; SCHNEIDER, M. V.; DANIEL MEYER, H. G., *Lasers mode selection*. Bell Syst. Tech. J. (Maio 1969), p. 1418.

## Princípio de acção e reacção

### Experiência elementar para a sua verificação com uma precisão superior a 1 parte em $10^4$

por EDUARDO JORGE DE SEABRA LAGE  
e JORGE MANUEL F. REIS LIMA

(Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto)

Pretende-se descrever uma experiência, bastante simples, que ilustra por si um dos mais importantes princípios da Física, a terceira lei de Newton; recorremos, para isso, ao princípio de Arquimedes.

Chama, esta experiência, a atenção para os conceitos fundamentais que estão na base do «Princípio da acção e reacção». Muitas vezes ele é enunciado sob uma forma incompleta, originando más interpretações.

Exemplificando, lembramos dois destes enunciados condensados:

«acção e reacção são iguais e opostas»

ou

«a toda a acção corresponde uma reacção igual e oposta».

Tais frases são, em si, desprovidas de sentido e, por conseguinte, não é surpre-

endente que a lei seja geralmente mal compreendida. Com efeito, pode-se ser levado à seguinte interpretação da situação física que a seguir se apresenta. Consideremos dois corpos que suporemos, simplifadamente, pontuais e que designaremos por  $A$  e  $B$ . Suponhamos que  $B$  actua sobre  $A$  com uma força  $F$ , como mostra a figura 1.

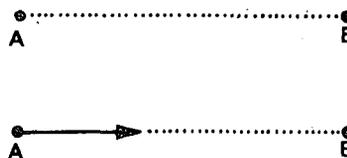


Fig. 1

Em face dos enunciados anteriores, poderia parecer que então o corpo  $A$  reagiria com uma força igual e oposta, tal

como mostra a figura 2—o que é manifestamente absurdo, pois então todo o movimento não uniforme seria impossível.



Fig. 2

O que se passa realmente é o seguinte: se  $B$  actua sobre  $A$  (força aplicada em  $A$ , originada por  $B$ ) então  $A$  actua sobre  $B$  (força aplicada em  $B$ , originada por  $A$ ) com uma força igual e oposta (fig. 3).



Fig. 3

É, assim, uma questão de convenção a classificação destas forças em «acção» e «reacção». Com efeito, se designarmos por «acção» a força que  $B$  exerce sobre  $A$ , então damos o nome de «reacção» à força que  $A$  exerce sobre  $B$ . Mas, é evidente, poderíamos trocar  $A$  com  $B$ , modificando as noções de acção e reacção, simultaneamente.

Segue-se daqui que o essencial contido na lei de Newton é o indicar que, sempre que um corpo é actuado, podemos procurar no Universo a causa desta acção com a garantia de que, quando a encontramos, nela observamos os efeitos duma reacção igual e oposta. Por outras palavras, a força com que um corpo actua noutro é uma função simétrica das coordenadas e das grandezas específicas (carga eléctrica, massa, etc.) em causa. Daqui, e admitindo a validade do princípio da sobreposição das forças, podemos mostrar que a força deve ser proporcional ao produto das grandezas específicas da força.

Para sermos rigorosos, deveríamos escrever expressões que indicassem a direcção e o sentido da força. Admitamos que queremos escrever a força gravítica  $\vec{F}$

que  $m$  exerce sobre  $m'$ . Então, designando por  $\vec{r}$  o vector de posição de  $m'$  em relação a  $m$ , torna-se evidente que essa força é dada por

$$\vec{F} = -G \cdot mm' \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}$$

que indica estar a força dirigida para  $m$  (atração) na direcção definida pelas duas massas pontuais (força central) e com a intensidade atrás escrita.

Dir-se-á: sendo esta a fórmula que dá a acção de  $m$  sobre  $m'$ , então é fácil escrever a expressão da força  $\vec{F}'$  que  $m'$  exerce sobre  $m$ . Com efeito, observando o modo como atingimos a expressão devemos, em primeiro lugar, traçar o vector de posição de  $m$  em relação a  $m'$  ( $\vec{r}'$ , na figura 4) e então será

$$\vec{F}' = -G m' m \frac{\vec{r}'}{r'^3}$$

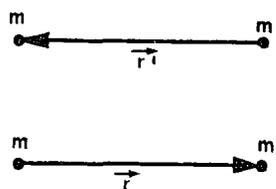


Fig. 4

Ora como  $\vec{r}' = -\vec{r}$ , segue-se que  $\vec{F}' = -\vec{F}$  — é esta a tradução matemática do princípio de Newton. Notar-se-á que a acção e reacção têm pontos de aplicação diferentes, sentidos opostos, mas a mesma direcção e a mesma grandeza.

Incidentalmente deveremos dizer que surgem casos práticos difíceis de analisar em termos simplistas de «acção-reacção» que são, fundamentalmente, termos adequados à interacção de dois corpos.

Em casos mais complexos (presença de vários corpos ou velocidades «eleva-

das» desses corpos) um outro conceito surge, mais rico em consequências, clarificando e simplificando as situações — é o conceito de campo.

Supomos dito o essencial sobre a ideia que nos guiou para a montagem duma experiência que ilustrasse com clareza as noções de acção e reacção. Por isso, passaremos imediatamente à sua descrição.

Coloquemos um copo com água, pesando  $P$ , no prato de uma balança e

água do copo e que a esfera toque nas paredes do copo.

Verificamos então que *ambas* as balanças se desequilibram, como mostra a figura 6.

Então, da balança que suspende a esfera vamos retirando massas marcadas até se atingir o seu equilíbrio. Constatamos então que, para equilibrar a outra balança, é suficiente colocar-lhe *exactamente* as mesmas massas marcadas de peso  $f$  que

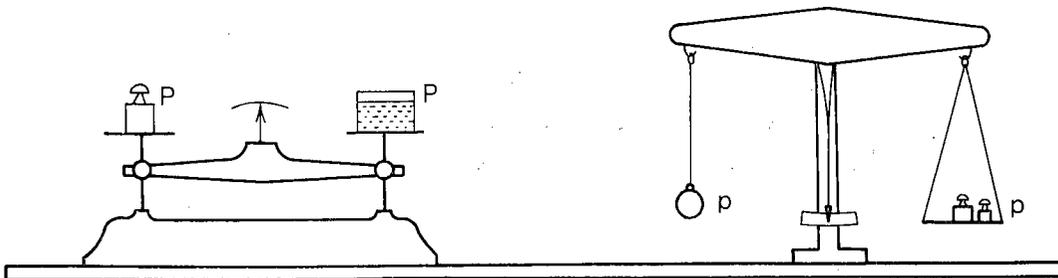


Fig. 5 — As duas balanças estão em equilíbrio.

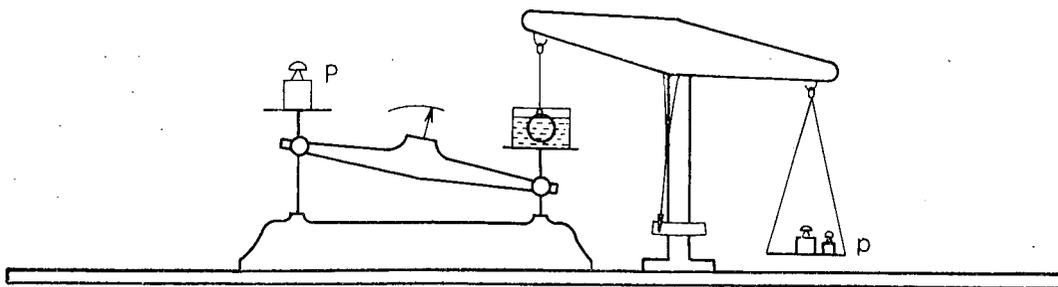


Fig. 6 — Mergulhando a esfera na água, devido à acção da água sobre a esfera (impulsão) e à reacção da esfera sobre a água, as balanças desequilibram-se.

equilibremo-la colocando no outro prato massas marcadas de peso  $P$ . Numa outra balança suspendamos um corpo de peso  $p$ , por exemplo, uma esfera de chumbo ou qualquer outro corpo com massa específica maior que a da água, para não flutuar, que igualmente equilibramos colocando massas marcadas de peso  $p$  no outro prato (fig. 5).

Seguidamente, deslocando uma das balanças, mergulhemos a esfera na água tendo o cuidado de evitar que transborde

hávamos retirado da primeira, como mostra a figura 7.

Como interpretamos os resultados? Que a balança que suspende o corpo se desequilibrou compreende-se facilmente com base no princípio de Arquimedes. Com efeito, a esfera está sujeita à impulsão exercida pela água quando a mergulhamos nesta. Esta força, que actua sobre qualquer corpo mergulhado num fluido, é a *acção* do fluido sobre o corpo e é aplicada no *corpo*. Para compreendermos o

desequilíbrio da outra balança temos que invocar a 3.<sup>a</sup> lei de Newton. Segundo ela, se a água do copo exerceu sobre a esfera (corpo) nela mergulhada uma força (impulsão), então a esfera vai exercer sobre a água uma força igual e directamente oposta! Isto explica o desequilíbrio: ao peso  $P$  (do copo e da água) foi adicionada a reacção à impulsão.

Que a acção e a reacção são directamente opostas fica verificado experimen-

almente visto que os desequilíbrios se verificam em sentidos contrários (a esfera sobe e o copo com a água desce!).

balança tem uma sensibilidade limitada, por exemplo, de 1 mg; isto significa que a balança, sem massas e em equilíbrio, continuará ainda em equilíbrio se lançarmos em qualquer dos pratos massas até ao limite da sua sensibilidade de 1 mg. Daqui que, quando uma balança está em equilíbrio, nós não podemos afirmar, com rigor, que os dois pesos em cada prato,  $p$  e  $p'$ , sejam rigorosamente iguais, podendo apenas afirmar que  $p = p' \pm \Delta p$ ,

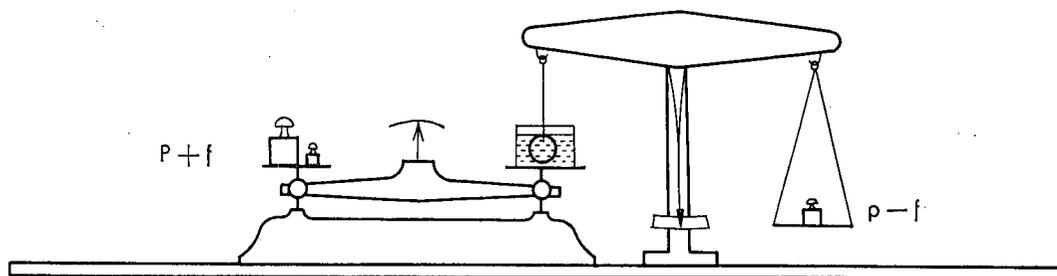


Fig. 7 — Para equilibrar novamente as balanças, coloca-se na balança da esquerda exactamente o peso  $f$  que se retirou da outra balança.

talmente visto que os desequilíbrios se verificam em sentidos contrários (a esfera sobe e o copo com a água desce!).

Que a acção e a reacção têm igual intensidade fica verificado experimentalmente visto que as massas retiradas duma balança, para a equilibrar, foram precisamente as que, colocadas na outra, a equilibraram também.

Na experiência realizada no Laboratório de Física da U. P. o princípio foi verificado com um erro inferior a 0,1%.

Alia esta experiência à simplicidade de execução, a vantagem de poder atingir uma elevada precisão: na realidade, é a precisão com que podemos medir massas com uma balança e esta é uma das medidas físicas mais precisas.

À primeira vista poderia parecer que a precisão seria total, isto é, sem erro algum, uma vez que meramente retiramos massas de uma balança para a outra. No entanto devemos lembrar-nos que a

onde  $\Delta p$  corresponde ao limite de precisão imposto pela sensibilidade da balança. No nosso caso, se  $p$  (da esfera) for da ordem de 50 gf e utilizarmos uma balança com a precisão até ao miligrama, podemos detectar esta diferença ( $10^{-5}$  gf) numa força de 50 gf, o que traz um erro relativo muito pequeno,  $\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{10^{-5}}{50} = 2 \times 10^{-5}$ , isto é, uma precisão de 2 partes em  $10^5$ .

Como é relativamente fácil dispor-se hoje no Laboratório de balanças com precisões da ordem da centésima do miligrama e permitindo leituras até aos 100 gramas, teremos, para  $p = 100$  gf e  $\Delta p = 0,01$  mgf =  $10^{-5}$  gf,  $\frac{\Delta p}{p} = \frac{10^{-5}}{100} = \frac{1}{10^7}$ , isto é, uma precisão de 1 parte em  $10^7$ ! Isto constitui um meio verdadeiramente notável e convincente de veri-

ficação experimental do princípio de acção e reacção.

Devemos no entanto referir que quando se trata destes limites de sensibilidade extrema, outros efeitos secundários poderão introduzir erros experimentais, devendo a sua influência ser cuidadosamente examinada. Estão neste caso os efeitos das pequenas forças de tensão superficial que se exercem sobre o fio de suspensão da esfera quando esta está mergulhada na água.

Sobre este efeito planeámos e realizámos no mesmo Laboratório algumas

experiências com corpos de forma conveniente, parcialmente mergulhados para exhibir o efeito da tensão superficial que, de momento, por brevidade, não referimos.

Se o leitor acha ter compreendido perfeitamente o princípio da acção e reacção, tente responder à seguinte pergunta: quando num frasco tapado, com uma mosca pousada no fundo, e colocado numa balança em equilíbrio, a mosca levanta voo, a balança desequilibra-se?

Em conclusão, desejamos agradecer ao Sr. Dr. João Bessa as muitas e válidas sugestões à elaboração deste artigo.

## O modelo molecular de «Weiss»

### 1. Ferromagnetismo

por J. M. MACHADO DA SILVA

(Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto)

#### Introdução

São muitos os aspectos interessantes da física do magnetismo. A escolha do que possa ser mais atractivo para o leitor torna-se, pois, bastante difícil. Achamos, portanto, que se deveria escrever uma série de artigos em que se fossem delineando, em dificuldade intrínseca crescente, os modelos adoptados na discussão do magnetismo, chamando a atenção para os sucessos e limitações que os caracterizam.

#### Ferromagnetismo

Um dos modelos que mais usado tem sido no estudo do magnetismo é o modelo de Weiss. Para explicarmos este modelo, consideremos um cristal cujos átomos tenham um momento magnético total não nulo e realizemos uma experiência de

medida do momento magnético total do cristal em função da temperatura. O resultado obtido será, em alguns casos, (ferro, níquel, etc.), o que se apresenta na fig. 1, em que a magnetização toma um

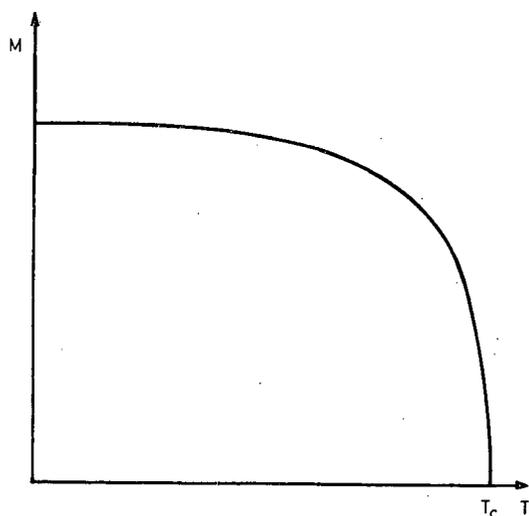


Fig. 1 — Variação típica da magnetização de um ferromagnete com a temperatura ( $T_c$ : temperatura de Curie).

valor máximo para  $T=0$ , diminuindo suavemente com o aumento de temperatura até que, na vizinhança de uma certa temperatura  $T_c$ , decresce abruptamente anulando-se para  $T=T_c$ . Esta curva é típica da magnetização de um ferromagnete, sendo  $T_c$  conhecido por temperatura de Curie.

Procuramos dar uma explicação plausível da curva da figura 1, em termos dos momentos magnéticos localizados nos átomos da rede cristalina. À temperatura  $T=0$ , os momentos magnéticos estão alinhados segundo uma mesma direcção; deste modo, o momento magnético total e consequentemente a magnetização, são máximos. Este alinhamento é o resultado da acção de forças de interacção entre os momentos magnéticos, cuja origem será discutida em artigo a escrever futuramente. A temperaturas  $T > 0$ , a energia térmica por partícula  $\approx kT$  ( $k$ -constante de Boltzmann) fornecida ao cristal, altera o perfeito alinhamento dos momentos magnéticos, diminuindo, por conseguinte, o momento total ou o mesmo é dizer a magnetização.

Aumentando a temperatura diminuir-se-á, portanto, a magnetização do cristal em estudo; para  $T=T_c$  a energia térmica fornecida ao espécime é suficiente para desalinhar completamente os momentos magnéticos que passarão a distribuir-se caoticamente no espaço com consequente anulamento da magnetização. A energia térmica  $\sim kT_c$  contrabalança completamente o efeito de alinhamento devido às forças de interacção entre os momentos magnéticos; por conseguinte,  $kT_c$  dar-nos-á uma ordem de grandeza da energia por dipolo responsável pelas propriedades ferromagnéticas do cristal cuja magnetização temos vindo a discutir. A energia de interacção por dipolo à temperatura  $T=0$  poder-se-á escrever como  $-\mu_m H$  em que  $H=|\vec{H}|$  é o campo magnético que representa a acção dos

outros dipolos no dipolo de momento dipolar  $\vec{\mu}$ , e  $\mu_m$  é a componente do momento dipolar ( $T=0$ ) segundo a direcção de  $\vec{H}$ ;  $\mu_m H$  será, como acabámos de referir, da mesma ordem de grandeza de  $kT_c$ :  $\mu_m H \approx kT_c$ . Podemos, servindo-nos de valores experimentais para  $\mu_m$  e  $T_c$ , calcular o valor de  $H$ ; consideremos o caso do ferro para o qual  $\mu_m(T=0) = 2.05 \times 10^{-20}$  u. e. m. CGS e  $T_c = 1043$  K. O resultado deste cálculo simples é  $H = 70\,000$  kG. Embora não saibamos qual a natureza das forças responsáveis pelas propriedades que estamos a discutir, elas são equivalentes a campos magnéticos de intensidade da ordem dos milhões de Gauss. Se estas forças fossem magnéticas do tipo dipolar, devíamos esperar que o campo magnético criado por um dipolo no dipolo vizinho fosse da mesma ordem de grandeza de  $\sim \frac{kT_c}{\mu_m}$ . Nós sabemos que

o campo  $H'$  criado por um dipolo em pontos afastados do dipolo (distância  $r$ ) é máximo segundo o eixo e tem o valor

$$\frac{2\mu_m}{r^3} \quad (1)$$

No caso do ferro, a distância entre 2 átomos vizinhos é de cerca de  $3 \text{ \AA}$ ;  $H'$  será portanto aproximadamente  $2kG$ .

O campo  $H'$  é muito menor que o campo equivalente  $H$ ; isto significa portanto que as forças responsáveis pelas propriedades magnéticas de um ferromagnete não são de natureza magnética; as forças correspondentes ao campo  $H$

$$(1) \quad H' \text{ geralmente será maior do que } \frac{2\mu_m}{r^3}$$

por um factor 3 ou 4 pelas seguintes razões:

a) Existir mais de um átomo vizinho (distância  $r$ ) do átomo em questão.

b) Um electrão que «circula» numa dada órbita não corresponde exactamente a um dipolo pontual.

Isto não altera, contudo, o raciocínio semi-quantitativo que se segue.

têm, surpreendentemente, origem electrostática mas só podem ser interpretadas por meio da Mecânica Quântica.

### «Modelo de Weiss»

O estudo do ferromagnetismo sofreu um grande incremento após os trabalhos de Weiss (1907). Embora este cientista ignorasse qual a origem do campo «equivalente»  $H$ , conseguiu explicar muitos dos resultados experimentais até então obtidos. Diga-se, desde já, que o modelo de Weiss é ainda agora utilizado com muito sucesso na discussão das propriedades magnéticas de muitos materiais recentemente estudados (grupo das terras raras, do paládio, etc...). Este modelo baseia-se nas duas seguintes hipóteses:

a) Cada um dos átomos de um ferromagnete é um dipolo magnético.

b) Este dipolo magnético interaccua com o campo magnético «equivalente»  $H$  que é proporcional e tem a mesma direcção e sentido da magnetização na vizinhança do dipolo. As hipóteses de Weiss têm um carácter «cooperativo», isto é, uma vez iniciado o alinhamento dos momentos magnéticos segundo uma mesma direcção, a respectiva magnetização aumentará favorecendo por sua vez o alinhamento dos momentos magnéticos com consequente aumento de magnetização e assim sucessivamente. Isto significa que a magnetização ( $T < T_c$ ) deve crescer muito rapidamente na vizinhança da temperatura de Curie, o que está, pelo menos qualitativamente, de acordo com o resultado experimental da figura 1.

O campo magnético  $H_0$  a que um dipolo magnético de momento  $\vec{\mu}$  está sujeito é  $\vec{H}_{ext} + \lambda \vec{M}$  em que  $\vec{H}_{ext}$  é o campo magnético exterior,  $\lambda \vec{M}$  é o campo «equivalente»  $H$  (também conhecido por campo molecular de «Weiss») e  $\lambda$  é uma cons-

tante, conhecida por constante de campo molecular de Weiss.

A energia magnética por dipolo será  $-\mu_s H_0$ ; esta energia toma, para  $T > 0$ , diversos valores conforme a orientação de  $\vec{\mu}$  relativamente a  $H_0$ , isto é, conforme o valor de  $\mu_s$ . Consideramos um caso simples em que  $\mu_s$  toma apenas dois valores:  $\mu_s = \pm \mu_m$  (2) e calculemos a magnetização  $M$  do sistema de momentos magnéticos localizados, em equilíbrio térmico com a rede de cristal (3).

$$M = N \frac{\mu_m e^{\frac{\mu_m H_0}{kT}} - \mu_m e^{-\frac{\mu_m H_0}{kT}}}{e^{\frac{\mu_m H_0}{kT}} + e^{-\frac{\mu_m H_0}{kT}}}$$

( $N$  é o número de dipolos magnéticos por unidade de volume).

Quando o campo magnético exterior é nulo a equação anterior pode escrever-se, com  $M_m = N\mu_m$ , do seguinte modo:

$$M = M_m \operatorname{tg} h \left( \frac{\mu_m \lambda M}{kT} \right).$$

Esta equação permite-nos determinar  $M$  como função da temperatura; visto  $M$  aparecer em ambos os membros da equação, utilizamos um processo gráfico para obter  $M = M(T)$  fazendo a seguinte mu-

(2) O leitor que estudou uns rudimentos de Mecânica Quântica sabe com certeza que o espectro de  $\mu_s$  é discreto.

Consideramos o caso simples de  $\mu_s = \pm \mu_m$  porque assim evitamos a complicação matemática que adviria da consideração do caso geral sem contudo perder, de qualquer maneira, a compreensão física do fenómeno.

(3) O sistema de momentos magnéticos é localizado e independente. Deste modo o valor médio do momento magnético e consequentemente a magnetização à temperatura  $T$  é obtido a partir da estatística de Maxwell-Boltzmann.

dança de variável  $y = \frac{\mu_m \lambda M}{kT}$ , isto é

$$\begin{cases} M = \frac{kT}{\mu_m \lambda} y \\ M = M_m \operatorname{tg} h y. \end{cases}$$

As soluções desta equação estão indicadas na figura 2 pelos pontos  $O$  e  $P$  de intersecção das duas curvas. O ponto  $O$

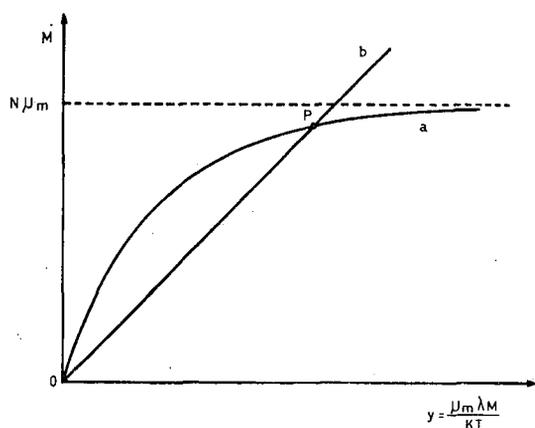


Fig. 2 — Processo gráfico para a determinação da magnetização  $M$  à temperatura  $T$ .

correspondente a  $M=0$ , é uma solução «instável» enquanto a solução correspondente ao ponto  $P$  é «estável», sendo este portanto o valor a comparar com o resultado experimental.

Aumentando a temperatura, o ponto  $P$  desloca-se para a esquerda, isto é, a magnetização diminui; para valores de temperatura superiores à que corresponde à tangência da recta ( $b$ ) à curva ( $a$ ) no ponto  $O$ , a magnetização é nula. Esta é, portanto, a temperatura de Curie, a qual pode ser determinada matematicamente pela seguinte relação:

$$\left( \frac{d(M_m \operatorname{tg} h y)}{dy} \right)_{y=0} = \frac{kT_c}{\mu_m \lambda},$$

ou seja

$$T_c = \frac{N \mu_m^2 \lambda}{k}.$$

Substituindo o valor de  $T_c$  na expressão de  $M$  obtemos

$$\frac{M}{M_m} = \operatorname{tg} h \left( \frac{T_c}{T} \times \frac{M}{M_m} \right).$$

Repare-se que  $\frac{M}{M_m}$  é apenas função da temperatura reduzida  $\frac{T}{T_c}$ . Isto significa

que a relação  $\frac{M}{M_m} = f\left(\frac{T_c}{T}\right)$  deve ser válida para todos os ferromagnetes ( $\mu_s = \pm \mu_m^{(2)}$ ) independentemente de  $\mu_m$  e  $T_c$ .

Os valores experimentais de  $\frac{M}{M_m}$  para o ferro juntamente com a curva  $\frac{M}{M_m} = f\left(\frac{T_c}{T}\right)$  estão representados na figura 3.

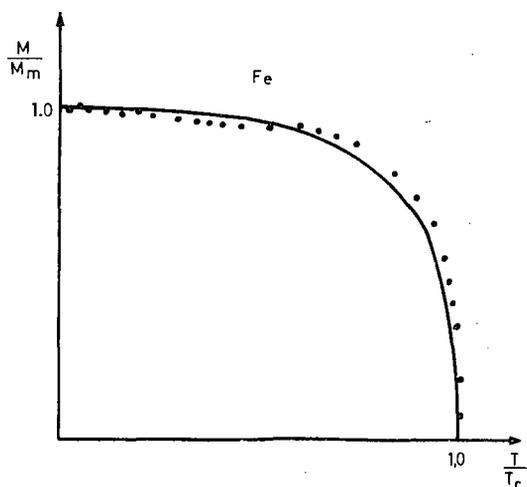


Fig. 3 — Comparação de valores experimentais de  $M/M_m$  para o ferro a diferentes temperaturas, com a curva teórica do modelo de Weiss.

O modelo de Weiss parece portanto explicar com razoável sucesso o resultado expe-

rimental para a magnetização. Há contudo uma deficiência (4) deste modelo que se manifesta no estudo do calor específico de um ferromagnete. A energia de interacção por unidade de volume,  $E$ , é proporcional ao quadrado da magnetização conforme facilmente se deduz da expressão  $-\mu_s H$ .

O calor específico a volume constante  $\frac{\partial E}{\partial T}$  será, por sua vez, proporcional a  $M \frac{\partial M}{\partial T}$ ,

podendo ser obtido uma vez conhecida a curva  $M(T)$ . Comparemos o resultado teórico com o experimental no caso do Ni (fig. 4): a temperaturas  $T < T_c$  o valor experimental decresce mais rapidamente

mos correspondentes à «interacção de curto alcance» (5). A este tipo de interacção corresponde o alinhamento dos momentos magnéticos segundo a mesma direcção em volumes elementares dentro do cristal, embora a direcção de alinhamento possa ser diferente de ponto para ponto. Note-se, por exemplo, que mesmo sendo nula a magnetização  $M$  do cristal ( $T > T_c$ ) será possível que um processo de alinhamento dos dipolos magnéticos se tenha já iniciado (ao qual vai corresponder um calor específico não nulo) conforme foi descrito no período anterior.

Embora o modelo de Weiss não seja suficiente para explicar todos os aspectos do magnetismo, ele reproduz de um modo geral não só o comportamento de muitos ferromagnetes, mas também de ferri e antiferromagnetes conforme discutiremos em futuro próximo.

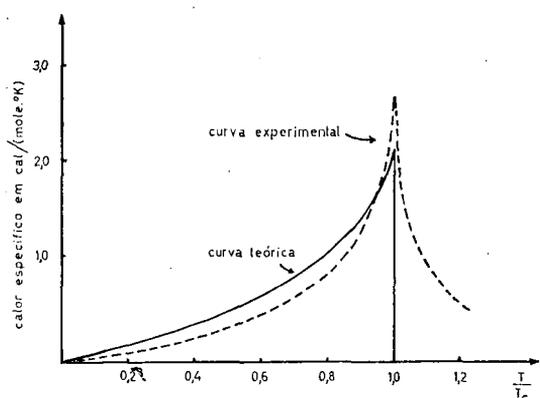


Fig. 4 — Calor específico de um ferromagnete em função da temperatura: comparação da previsão teórica com resultados experimentais para o níquel.

que o valor teórico enquanto que para  $T > T_c$  o contrário se verifica; esta discrepância é devida principalmente ao facto de a energia de interacção calculada com base no modelo de Weiss não conter ter-

## BIBLIOGRAFIA

H. M. ROSENBERG, *Low Temperature Physics* (Oxford at the Clarendon Press, 1963).

F. REIF, *Statistical Physics* (Berkeley physics course — vol. 5. McGraw — Hill book company, 1967).

(4) Além do facto de toda a teoria admitir que os dipolos magnéticos se encontram localizados nos átomos que formam o cristal. Esta hipótese nem sempre se verifica, havendo que estudar o problema adoptando um modelo diferente do modelo de Weiss, como, por exemplo, o modelo de Stoner para os electrões itinerantes.

(5) Designada por «short-range order interaction» na literatura inglesa.

## Noticiário

### Objectivo: Sociedade Portuguesa de Física

Com a presente nota pretende-se dar a conhecer aos leitores da «Gazeta de Física» o que tem sido feito e o que pensa fazer-se no sentido de criar uma Sociedade Portuguesa de Física. Embora muitos dos leitores tenham respondido a um inquérito levado a efeito no 2.º trimestre deste ano e, em consequência, tenham vindo a ser regularmente informados sobre a evolução daquela iniciativa, outros há que, por razões várias, a desconhecem. É a estes leitores em especial que se dirige a presente notícia.

Dando sequência ao desejo manifestado por muitas pessoas com actividades relacionadas com a Física (no ensino, na investigação, na indústria e no sector público) de ver discutida «a posição dos Núcleos de Física dentro da Sociedade Portuguesa de Química e Física», realizou-se a 15 de Fevereiro último uma sessão do Núcleo de Física de Lisboa para examinar o problema. Nesta reunião foi nomeada uma comissão para efectuar um inquérito a nível nacional tendo em vista apreciar a viabilidade de se constituir uma Sociedade Portuguesa de Física.

A 19 de Março reuniu novamente o Núcleo de Física de Lisboa para apreciar os resultados do inquérito e decidir em conformidade. Face a esses resultados, encorajantes, foi resolvido: *a)* levar por diante a acção conducente à constituição da Sociedade Portuguesa de Física; *b)* pedir a convocação da assembleia geral da Sociedade Portuguesa de Química e Física para se pronunciar sobre a cisão desta sociedade em duas outras, a de Química e a de Física, e *c)* prosseguir o

inquérito. Deve salientar-se que, desde o início, os Núcleos de Física de Coimbra e do Porto deram o melhor acolhimento à iniciativa e nela têm participado relevantemente. E que, até agora, mais de duas centenas de colegas (do Continente, Ilhas Adjacentes, Ultramar e estrangeiro) se manifestaram a favor da criação da Sociedade Portuguesa de Física.

No dia 13 de Julho teve lugar no Anfiteatro de Química da Faculdade de Ciências de Lisboa a sessão extraordinária da assembleia geral da Sociedade Portuguesa de Química e Física (S. P. Q. F.), com a seguinte ordem de trabalhos: «1. Análise dos resultados do inquérito promovido pelo Núcleo de Física de Lisboa da S. P. Q. F.; 2. Discussão e eventual aprovação da cisão da S. P. Q. F. em duas Sociedades: a Sociedade Portuguesa de Química e a Sociedade Portuguesa de Física; 3. Eventual alteração dos estatutos e do nome da S. P. Q. F.». A assembleia geral aprovou por unanimidade a referida cisão da S. P. Q. F., decidiu que a S. P. Q. F. fôsse convertida na Sociedade Portuguesa de Química e que os estatutos das futuras sociedades fossem elaborados por adaptação dos da actual. Da execução das decisões da assembleia geral foi encarregada uma comissão constituída pelo secretário-geral da S. P. Q. F. e pelos membros da comissão do inquérito do Núcleo de Física de Lisboa. Dentro de dias reunirá esta comissão para ultimar pormenores da adaptação dos estatutos.

Oportunamente serão enviados uma cópia do projecto dos estatutos da Sociedade Portuguesa de Física a todos os interessados na sua criação e um boletim de inscrição de sócio fundador da Sociedade.

Com estes boletins será elaborada uma lista de nomes que acompanhará o pedido de aprovação da constituição da Sociedade Portuguesa de Física a apresentar superiormente.

Se o leitor não respondeu ao inquérito, mas apoia a criação da Sociedade Portuguesa de Física e está interessado em ser seu sócio fundador, queira indicar com urgência o seu *nome e morada* à «Comissão SPF, Laboratório de Física da Faculdade de Ciências, Rua da Escola Politécnica, Lisboa 2».

### Comissão SPF

### Coordenação ou descoordenação?

Num compêndio de Geografia para o actual 1.º ano do Ensino Liceal<sup>(1)</sup> lê-se o seguinte parágrafo:

«Já no Ciclo Preparatório foi estudado um capítulo sobre pressão atmosférica. O ar é pesado, como é sabido, e por isso exerce uma certa força em todos os sentidos sobre os objectos, sobre nós e na superfície da Terra, ou num ponto qualquer da atmosfera. Dá-se o nome de pressão atmosférica à força exercida pelo ar na superfície de 1 cm<sup>2</sup>».

E num compêndio de Física para o mesmo ano do Ensino Liceal<sup>(2)</sup> encontram-se estes parágrafos:

«Como o ar é pesado, as camadas superiores da atmosfera exercem pressão sobre as camadas inferiores, e estas, por sua vez, sobre todos os corpos que se encontram à superfície da Terra [...]. A força exercida pela atmosfera sobre cada unidade de superfície chama-se pressão atmosférica».

«[...] Desta experiência podemos concluir que a pressão atmosférica se exerce em todos os sentidos».

A leitura destes parágrafos dispensa quaisquer comentários, tantos são os *deslizes* que eles contêm. Se não se tratasse de livros didácticos publicados numa altura em que tanto se fala em *coordenação do ensino*, talvez esta não se justificasse, de tal modo estamos acostumados ao *tratamento descuidado* de certos assuntos nos nossos livros didácticos.

Acontece, porém, que os Serviços de Orientação Pedagógica da Direcção de Serviços do Ciclo Preparatório do Ensino Secundário, numa publicação<sup>(3)</sup> enviada aos professores de Ciências da Natureza, reforça uma recomendação já efectuada pelos mesmos Serviços no ano lectivo passado:

«O estudo da pressão atmosférica deve ser feito a partir da noção de deformação; relacioná-la com o facto de o ar ter peso é, manifestamente, errado».

Em Janeiro deste ano realizaram-se em Lisboa e no Porto cursos de actualização e de aperfeiçoamento para professores de Ciências da Natureza do C. P. E. S., tendo uma das sessões sido dedicada ao debate do tema «pressão atmosférica»; no texto relativo a essa sessão<sup>(4)</sup> encontram-se recomendações análogas às que citámos anteriormente.

A orientação seguida no Ciclo Preparatório parece-nos acertada, na medida em que a pressão atmosférica é estudada como um facto experimental, pondo de lado qualquer interpretação do fenómeno,

(1) *Geografia* — 1.º ano liceal; J. Leal de Loureiro e Amílcar Patrício — Porto Editora, pág. 51.

(2) *Lições de Física Experimental* — 1.º ano; Raul Seixas e Augusto Soeiro — Porto Editora, 1971, págs. 87 e 89.

(3) *Documentação do Professor de Ciências da Natureza* — Direcção de Serviços do C. P. E. S., 1971, pág. 15.

(4) *Pressão atmosférica* — M. Trigueiros — Serviços de Orientação Pedagógica da D. S. do C. P. E. S., 1971, pág. 4.

até mesmo porque uma explicação aceitável exigiria conhecimentos que o estudante do 1.º ano daquele grau de ensino não possui.

Os livros em questão, com aqueles infelizes parágrafos, vão criar, desnecessariamente, nos estudantes que o lerem, uma ideia errada sobre as *origens* da pressão atmosférica, derivando-a do facto de o ar ter peso, ligação esta que no Ciclo Preparatório houve o cuidado de evitar.

Daí a nossa pergunta: coordenação ou descoordenação no nosso ensino secundário?

Acrescentaremos ainda que na disciplina de Física do 1.º ano do Ensino Liceal, se estuda, logo no 1.º período, a direcção e o sentido da força *peso de um corpo*. Se um estudante do liceu, depois de ler aqueles parágrafos, perguntar como se explica que uma força exercida verticalmente, de cima para baixo, faça sentir, integralmente, o seu efeito *em qualquer direcção*, que se lhe responde? Desautorizam-se os livros? Rebusca-se outra explicação que, pelo menos, não seja paradoxal? Ou diz-se-lhe que mais tarde ele aprenderá como deve ser?

### Prémio Nobel de Física em 1971

#### Dennis Gabor: um inventor por excelência

A Real Academia das Ciências de Estocolmo atribuiu o Prémio Nobel de Física, em 1971, ao Prof. Dennis Gabor, membro da Royal Society e do Institute of Physics, de Londres. Na citação da obra do ilustre físico destaca-se a invenção e o desenvolvimento do método holográfico.

A holografia é um método de registo de informação associada a um fenómeno ondulatório, em particular, ondas luminosas, que consiste no registo em suporte

apropriado, por exemplo, numa película fotográfica, da figura de interferência da onda difundida pelo objecto, cuja descrição se deseja fixar, com a onda recebida directamente da fonte; a emissão desta tem que ser *coerente*.

Embora a ideia original de Gabor remonte a 1947—ocorreu-lhe quando observava uma partida de ténis—, o método só ganhou interesse prático depois da invenção do *laser*, cerca de dez anos mais tarde. Os hologramas ópticos são obtidos usando um laser como fonte de luz coerente. A leitura do holograma óptico faz-se iluminando-o convenientemente com uma luz de laser. A radiação difundida reconstitui uma imagem «tridimensional» do objecto. No holograma a informação proveniente de cada ponto do objecto encontra-se distribuída por toda a superfície impressionada. Assim, a destruição de uma parte do registo não destrói a imagem que se venha a reconstituir mas apenas piora a sua resolução.

O Prof. Gabor nasceu em Budapeste em 1900. Estudou na Hungria e na Alemanha de onde emigrou para Inglaterra no ano crucial de 1933. Em 1949 ingressa no Imperial College of Science and Technology de Londres onde, nos últimos anos, detém a cátedra de Física Aplicada do Electrão (1958-67). Presentemente trabalha nos laboratórios de investigação da Columbia Broadcasting System (E. U. A.).

Dennis Gabor, homem de grande cultura, dotado de excepcional capacidade inventiva, fértil em ideias originais, é autor de obras que reflectem as preocupações sociais do cientista, consciente da responsabilidade que lhe cabe na evolução da sociedade. [«Electronic Inventions and their Impact on Civilization» (1959); «Inventing the Future» (1963)].

F. G. C.





### GRAVURA DA CAPA

Domínios magnéticos num material ferromagnético. Cada região com um padrão distinto é um grão da liga metálica. Em cada grão, as manchas claras e escuras são diferentes domínios magnéticos. A direcção de magnetização dos domínios em forma de roda dentada é perpendicular à superfície, alternadamente para cima e para baixo. A simetria hexagonal dos domínios magnéticos reflecte a simetria da rede cristalina. (Micrografia de uma liga de cobalto e samário obtida em luz polarizada por C. R. Rodd e A. S. Holik (G. E. C.). Reprodução da Revista *Scientific American*).