

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

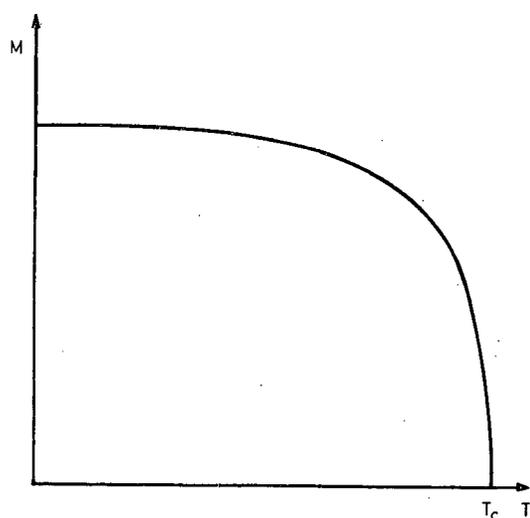


Fig. 1 — Variação típica da magnetização de um ferromagnete com a temperatura (T_c : temperatura de Curie).

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 μ_m é a componente do momento dipolar ($T=0$) segundo a direcção de 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 μ_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 \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 λ 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 μ_s . Consideramos um caso simples em que μ_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 μ_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

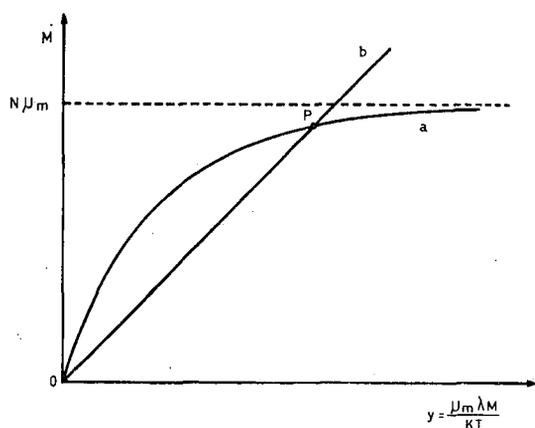


Fig. 2 — Processo gráfico para a determinação da magnetização M à temperatura T .

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 μ_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.

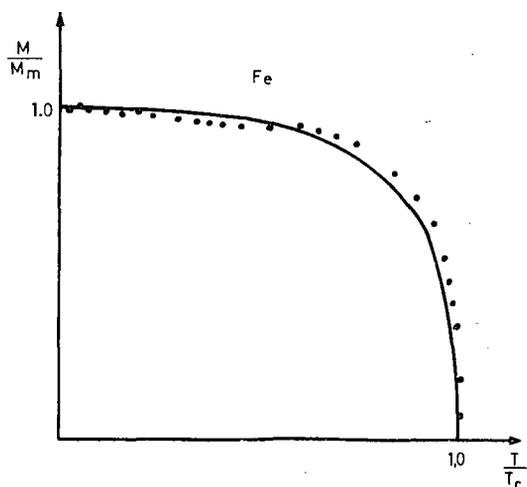


Fig. 3 — Comparação de valores experimentais de M/M_m para o ferro a diferentes temperaturas, com a curva teórica do modelo de Weiss.

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.

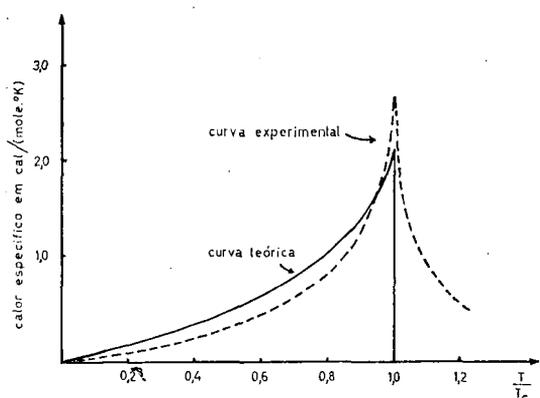


Fig. 4 — Calor específico de um ferromagnete em função da temperatura: comparação da previsão teórica com resultados experimentais para o níquel.

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.