

---

# MAGNETIZAÇÃO NOS MATERIAIS FERRO-MAGNÉTICOS

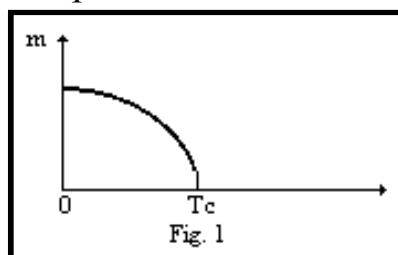
---

*Wagner Figueiredo*  
Departamento de Física – UFSC  
Florianópolis – SC

O objetivo deste trabalho é explicar a origem da magnetização espontânea em certos materiais chamados ferromagnéticos, como também investigar o papel desempenhado pela temperatura na explicação desse fenômeno. Como a maioria dos leitores não deve estar familiarizada com as teorias atuais da Física (Mecânica Quântica, Física Estatística etc.) e, como quase todo trabalho feito atualmente pelos físicos está relacionado com elas, procuraremos, tanto quanto possível, não nos prendermos à linguagem e ao formalismo utilizados na explicação dos fenômenos ferromagnéticos. Entretanto, não podemos ignorar que o ferromagnetismo só pode ser entendido satisfatoriamente dentro dos campos atuais da Física.

Existem alguns materiais na natureza que, mesmo na ausência de campos magnéticos externos, possuem uma magnetização diferente de zero na temperatura ambiente. Como exemplo, citamos o ferro, que possui uma magnetização espontânea até uma temperatura de 1043 K, o cobalto, que se comporta da mesma forma até 1394 K e o níquel que se mantém magnetizado até 631 K. (Vale ressaltar que a temperatura ambiente é de aproximadamente  $T = 300$  K). Para esses materiais, um diagrama da magnetização em função da temperatura tem o seguinte aspecto: em que  $T_c$  é a temperatura na qual o material encontra-se magnetizado.

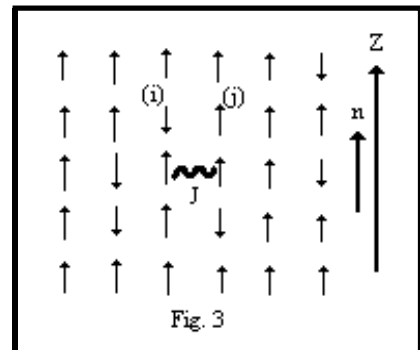
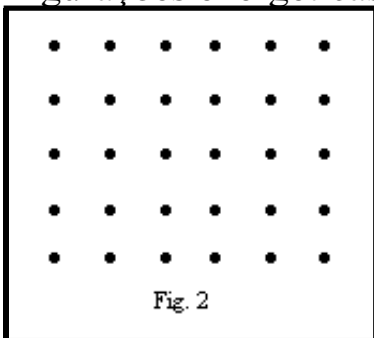
Para compreendermos o fenômeno, imaginemos um cristal



de níquel formado por  $N$  átomos de níquel, dispostos regularmente. Em duas dimensões temos:

A cada átomo de níquel do diagrama mostrado na Fig.2 associamos um determinado momento magnético, chamado também de Spin, pois cada átomo de níquel comporta-se como um pequeno dipolo magnético. Por que o níquel tem um dipolo magnético?

Os átomos ferromagnéticos possuem em suas camadas eletrônicas alguns elétrons desemparelhados, responsáveis pelo fenômeno ferromagnético. Todos já devem ter feito um exercício em Química envolvendo a distribuição dos elétrons nas camadas eletrônicas dos átomos; nós vamos preenchendo os orbitais dos menos aos mais energéticos, colocando-se dois elétrons antiparalelos (spins opostos) em cada orbital. Os efeitos magnéticos desses dois spins opostos cancelam-se; entretanto, no níquel e materiais similares existem orbitais, os mais energéticos, com apenas um elétron, o que dá um efeito magnético não nulo. Em particular, na maioria das experiências o níquel comporta-se como tendo efetivamente apenas um elétron desemparelhado. Portanto, na Fig. 2, um átomo qualquer de níquel pode ter duas orientações magnéticas possíveis:  $\uparrow$  ou  $\downarrow$ . Sempre que um dipolo magnético é colocado num campo magnético externo, tende a se orientar na direção deste campo (por exemplo, a agulha de uma bússola orienta-se na direção do campo magnético terrestre). Se o campo magnético está ao longo da direção z, os spins orientam-se nessa direção e duas configurações energéticas são possíveis:



(a)  $\Rightarrow \vec{h}$   $E_a = -hsz$

(b)  $\Rightarrow \vec{h}$   $E_b = hsz$

em que  $sz$  é o valor do momento magnético do átomo e  $\vec{h}$  é o campo magnético externo. Como  $E_a < E_b$ , a situação (a) é a mais favorecida fisicamente por ser menos energética. Uma possível distribuição dos momentos magnéticos na rede anterior é a seguinte:

nesta, a maioria dos átomos se orienta no sentido do campo externo  $h$ . Porém, isto ainda não é suficiente para explicar o ferromagnetismo; existe uma energia de interação entre os átomos vizinhos forçando-os a se orientarem paralelamente uns em relação aos outros. Essa interação, chamada

atualmente de acoplamento de troca J, ocorre devido a uma interação elétrica entre os elétrons de dois átomos vizinhos como (i) e (j) na Fig. 3.

A energia de troca entre os dois spins vizinhos (i) e (j) é dada pela expressão  $E_{ij}^{troca} = -JS_i^z S_j^z$ , em que J é a magnitude da interação. O valor de J depende da natureza do material considerado. Se  $J > 0$ , a tendência de dois spins vizinhos é de se orientarem no mesmo sentido, o que dá uma energia de troca negativa (mais estável). Se (i) e (j) estiverem orientados antiparalelamente,  $E_{ij}^{troca} > 0$ .

Se a temperatura do conjunto de átomos for muito baixa, próxima do zero absoluto, a tendência natural, devido às interações de troca J, é que os spins se orientem no mesmo sentido, mesmo na ausência de um campo magnético externo h; isso corresponde a uma magnetização resultante muito grande para  $T = 0$  K (Fig. 1). Na realidade, à medida que a temperatura cresce os átomos se agitam e isso perturba o seu ordenamento, ocorrendo portanto uma competição entre a energia de troca e a energia térmica. Em temperaturas muito baixas, a energia de troca supera as pequenas agitações térmicas e nas mais altas ocorre o inverso: a agitação térmica supera a ordem dirigida pela interação de troca e, dependendo do valor da temperatura (do nível de calor), o caos magnético é atingido, o que resulta numa magnetização nula.

Como já dissemos, numa determinada temperatura entre 0 K e TC, em que começa a ocorrer o caos magnético, há uma competição

entre a energia de troca,  $E_{ij}^{troca} = -JS_i^z S_j^z$ , e a energia térmica, dada por  $ET = KT$  em que K é uma constante apropriada. Defrontamo-nos, assim, com um problema meramente estatístico: temos um número muito grande de átomos (num cristal real esse número é da ordem de  $10^{23}$ ), e cada um deles pode estar em 2 estados possíveis, (a) ou (b); (a) é o estado em que o dipolo magnético do átomo aponta no sentido +z e (b) o dipolo está no sentido -z. O estado (a) possui uma maior probabilidade de ocorrência, pois é o mais estável energeticamente. Com o objetivo de colocar esse problema em bases quantitativas, dizemos que se o dipolo está no estado (a),  $S_z = +1$  e, se ele está no estado (b),  $S_z = -1$ .

A energia de troca para um determinado spin i pode ser escrita como:

$$E_i = -zJ \langle S_j^z \rangle S_i^z \quad (1)$$

nesta,  $z$  representa o número de vizinhos mais próximos de  $i$ , e  $\langle S_j^z \rangle$  e o valor médio dos spins, isto é, imaginamos cada spin  $i$  interagindo apenas com o valor médio de seus vizinhos. Chamando a magnetização média de spin no cristal de  $m$ , isto é,  $\langle S_z \rangle = m$  e levando-se em conta as duas possibilidades energéticas (a) e (b), temos:

$$\text{estado (a), } SZ = +1 \rightarrow E_i^a = -zJm$$

$$\text{estado (b), } SZ = -1 \rightarrow E_i^b = +zJm$$

$E_i^a < E_i^b$ , em que (a) é o estado mais estável.

Uma definição de probabilidade apropriada a esse problema é,

$$P_i = \alpha \exp\left(-\frac{E_i}{KT}\right)$$

com  $\alpha$  igual a constante de normalização. Com essa definição, a probabilidade do spin  $i$  estar no estado (a) torna-se

$$P_i^a = \alpha \exp\left(-\frac{E_i^a}{KT}\right)$$

e no estado (b),

$$P_i^b = \alpha \exp\left(-\frac{E_i^b}{KT}\right)$$

Levando-se em conta os valores de  $E_i^a$  e  $E_i^b$ :

$$P_i^a = \alpha \exp\left(\frac{zJm}{KT}\right) \quad \text{e} \quad P_i^b = \alpha \exp\left(-\frac{zJm}{KT}\right)$$

Claro que  $P_i^a > P_i^b$ , como já era esperado. A razão de se introduzir a energia térmica  $KT$  no termo de probabilidade e para explicitar a competição entre essa energia, que favorece o caos, e a energia de troca ordenamento  $E_i^{\text{troca}}$ .

Como  $P_i^a + P_i^b = 1$ , logo

$$\alpha = \left[ \exp\left(\frac{zJm}{KT}\right) + \exp\left(-\frac{zJm}{KT}\right) \right]^{-1}$$

Vamos calcular agora o valor médio de  $S_i^z$ . Por definição, o valor médio de uma grandeza para uma distribuição de probabilidades  $P_i$  conhecida é dado por:

$$\langle S_i^z \rangle = S_i^{z(a)} P_i^a + S_i^{z(b)} P_i^b = P_i^a - P_i^b$$

Como  $\langle S_i^z \rangle = m$  e, levando-se em conta a constante de normalização  $\alpha$ , obtemos:

$$m = \frac{\exp\left(\frac{zJm}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{zJm}{KT}\right)}{\exp\left(\frac{zJm}{KT}\right) + \exp\left(-\frac{zJm}{KT}\right)} \quad (2)$$

Conhecida a relação ordem/desordem  $\left(\frac{zJ}{KT}\right)$ , a equação anterior apresentara soluções  $m$  que sejam diferentes de zero? Se isso ocorrer, o conjunto de átomos estará magnetizado na temperatura considerada  $T$ . Vamos discutir as soluções da equação (2). Fazendo-se a seguinte mudança de variáveis:

$$x = \frac{zJ}{KT} m \quad (3)$$

a equação (2) toma a seguinte forma:

$$\frac{KT}{zJ} x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (4)$$

O lado direito desta é sempre menor ou igual a  $x$ . Isso pode ser verificado facilmente com uma máquina de calcular, quando atribuímos diversos valores a  $x$ . Portanto, para que tenhamos uma solução diferente de zero é necessário que

$$\frac{KT}{zJ} x \leq x, \text{ ou seja, } T \leq \frac{zJ}{K} .$$

$$T_c = \frac{zJ}{K}$$

Definimos  $T_c$  como sendo a temperatura crítica do sistema de spins. Portanto, se  $T < T_c$ , o conjunto de  $N$  átomos ferromagnéticos apresentará uma magnetização espontânea  $m$  diferente de zero. Ao contrário, se a temperatura do sistema for maior que  $T_c$ , a única solução possível para as equações anteriores é  $m = 0$ . Desta forma,  $T_c$  dá uma medida do caos magnético: se  $T < T_c$  a interação de troca supera a agitação térmica e, caso  $T > T_c$ , ocorre justamente o oposto. Por exemplo, para o

ferro, o valor de  $T_c$   $\left( = \frac{zJ}{K} \right)$  medido experimentalmente é igual a 1043 K que é a temperatura no qual se inicia o caos magnético para esse material.

Podemos agora entender melhor a Fig. 1. Vamos exemplificar a sua determinação para o ferro, cujo valor de  $T$  é igual a 1043 K. Neste caso, as equações (3) e (4) tomam a seguinte forma:

$$x = \frac{1043}{T} m \quad (5)$$

e

$$\frac{T}{1043} x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (6)$$

Para cada valor de  $T$  entre 0 K e 1043 K procuramos o valor de  $x$  que satisfaz essa equação. Se  $T = 300$  K (temperatura ambiente), a equação (6) se constitui da seguinte forma:

$$0,2876x \cong \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (7)$$

Com o auxílio de uma máquina de calcular, podemos verificar que  $x \cong 3,47$  e satisfaz essa equação. Logo, da equação (5) tiramos que  $m \cong 0,998$ . Tomando-se outra temperatura, por exemplo,  $T = 800$  K, a equação (6) apresenta-se assim:

$$0,767x \cong \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$$

e sua solução é  $x \cong 1$ . Da equação (5) tiramos então  $m \cong 0,767$ .

Esse procedimento pode ser aplicado para qualquer valor da temperatura no intervalo desde 0 K até 1043 K para o ferro. Notamos, portanto, que a magnetização média por spin,  $m$ , decresce desde  $m = 1$  para  $T = 0$  K até  $m = 0$ , quando  $T = 1043$  K, em concordância com o esboço

qualitativo da Fig. 1. Convém observar que a magnetização de uma barra de ferro varia muito pouco numa faixa de temperatura tão ampla como desde 27°C até 527°C.

O modelo que apresentamos para estudar a magnetização dos sistemas ferromagnéticos em função da temperatura é bastante simples, muito embora ele seja o ponto de partida das análises realizadas pelos físicos da Matéria Condensada no estudo de modelos mais sofisticados.

A maior parte dos estudos atuais sobre ferromagnetismo está relacionada com o comportamento da magnetização em função da temperatura nas vizinhanças da TC. Esse interesse se deve ao fato de que muitas propriedades que ocorrem nas vizinhanças dessa temperatura são semelhantes àquelas que ocorrem em outras substâncias quando da passagem do estado líquido para o gasoso. Esse comportamento universal dos sistemas físicos nas vizinhanças de suas respectivas transições de fase é que tem atraído, nos últimos anos, os físicos da área de Mecânica Estatística e de Transições de Fase.