

10.2 Ferromagnetismo, paramagnetismo e diamagnetismo

Como podemos explicar estas observações feitas na última seção? Se há um campo \vec{B} mais intenso dentro do ferro, algo deve gerar campo \vec{B} adicional. Pelos nossos conhecimentos, o que gera campo magnético é corrente. Então deve haver correntes dentro do ferro? Da mesma forma que há cargas dentro das moléculas de um dielétrico, poderíamos imaginar correntes microscópicas dentro dos átomos de ferro.

No início do século XX, surgiram modelos do átomo que interpretaram os átomos como verdadeiros sistemas solares. O núcleo positivo faz o papel do Sol e os elétrons circulam em volta deste núcleo como se fossem planetas. Com esta idéia, parece bastante natural tentar explicar o campo adicional como campo gerado pelos elétrons que circulam¹. Um elétron negativo dando voltas em torno de um centro constitui uma corrente circular, e isso equivale a um dipolo magnético. Sabemos que um campo magnético exerce um torque num dipolo magnético que tenta orientar o dipolo paralelo ao campo. Quanto mais forte o campo aplicado na amostra, mais dipolos atômicos ficariam orientados.

Veremos como dipolos magnéticos orientados poderiam reforçar o campo magnético. Na figura 10.2.1 mostro os átomos exageradamente grandes para poder enxergá-los. Cada átomo está desenhado como uma pequena corrente circular. Os vetores dipolo destas correntes circulares apontam na direção perpendicular ao plano do papel no sentido que aponta para o observador. São estes também a direção e o sentido do campo magnético que teria orientado estes dipolos.

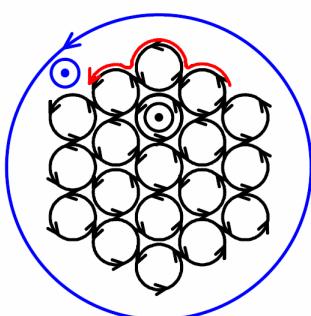


Fig. 10.2.1 Correntes circulares orientadas que formam dipolos magnéticos orientados. Numa das correntes circulares o vetor dipolo está mostrado como seta preta que aponta para o leitor. O campo que orientou os dipolos está indicado com uma ponta de seta azul apontando para o leitor e a corrente que gerou este campo é mostrada como corrente circular em azul.

Percebemos que as correntes de átomos vizinhos se compensam. Mas, nas partes superficiais da amostra, não há vizinho que possa compensar a corrente circular. Então o conjunto de correntes circulares equivale a uma corrente fluindo na superfície da amostra. Eu indiquei esta corrente resultante com uma curva vermelha com seta.

O campo que orientou estes dipolos foi gerado por uma bobina em volta da amostra de ferro. Nesta bobina a corrente circula no sentido anti-horário como indicado com uma seta azul. Percebemos que a corrente resultante na superfície da amostra circula no mesmo sentido e vai gerar um campo \vec{B} que reforça o campo da bobina. Então uma parte das nossas observações estaria explicada.

Podemos até descrever este reforço do campo \vec{B} de forma quantitativa. Para esta finalidade, vamos definir uma nova grandeza chamada de *magnetização*. De forma análoga à polarização \vec{P} de um dielétrico, que era a densidade de dipolos elétricos, define-se a magnetização \vec{M} como densidade de dipolos magnéticos:

¹ De fato, a ideia de explicar este campo adicional com correntes circulando em regiões microscópicas foi desenvolvida por André-Marie Ampère (20/01/1775 – 10/06/1836) muito antes do surgimento do modelo do átomo em forma de sistema planetário.

$$\bar{M} = \underset{def.}{\lim}_{V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{m}_k}{V} \quad (10.2.1)$$

Como no caso da polarização, soma-se sobre todas as moléculas dentro de um volume pequeno V . Mas este volume tem que ser ainda grande o suficiente para conter um número enorme de moléculas ou átomos. Por causa desta restrição, coloca-se o limite em aspas. Pela própria natureza desta definição, a magnetização é uma grandeza macroscópica e consequentemente escrevi a letra M em negrito seguindo a notação que usamos na seção 4.5. Em geral \bar{M} será também um campo, ou seja, o valor pode variar de ponto a ponto. Mas, para uma amostra em forma de palito com \bar{M} uniforme apontando na direção \hat{z} do eixo do palito, é evidente que na superfície da amostra circula uma densidade linear líquida de corrente $\bar{M} \cdot \hat{z}$. Podemos então tratar um palito magnetizado como se fosse uma bobina comprida e podemos concluir que o campo \bar{B} adicional no palito vale $\mu_0 \bar{M}$.

Podemos explicar também por que a inclinação da curva na tela do osciloscópio volta a ter o valor pequeno quando o fluxo ultrapassa certo valor. Se supusermos que o módulo do dipolo magnético de cada átomo tenha um valor fixo, fica claro que a ajuda do ferro chega ao limite máximo quando todos os dipolos forem orientados na direção do campo. Nesta situação, que corresponde ao estado de *saturação*, um aumento do campo gerado pela bobina não pode mais provocar um aumento do campo gerado pelo ferro.

Mas há detalhes que mostram que correntes de elétrons circulando no átomo não explicam os fenômenos corretamente. Um destes detalhes foi descoberto devido ao único trabalho experimental de Albert Einstein. Einstein fez as seguintes considerações:

Quando o elétron, de carga $-\mathbf{e}$, circula numa órbita de raio r levando o tempo T para completar uma volta, ele constitui uma corrente de módulo $|I| = \mathbf{e}/T$. Esta corrente contorna uma área de πr^2 . Então o módulo do momento magnético associado vale $|\vec{m}| = \pi r^2 \mathbf{e}/T$. Por outro lado, este movimento possui um momento angular cujo módulo vale $|\vec{l}| = mr2\pi r/T$. Nesta fórmula, m é a massa do elétron. O momento angular \vec{l} e o pseudovetor dipolo magnético \vec{m} têm a mesma direção, mas, devido à carga negativa do elétron, têm sentidos opostos. Então se pode escrever a seguinte relação entre estes pseudovetores:

$$\vec{m} = -\frac{\mathbf{e}}{2m} \vec{l} \quad (10.2.2).$$

Agora imagine um palito de ferro numa bobina orientado na direção do eixo de simetria da bobina. Vamos escolher coordenadas cartesianas tais que o eixo de simetria da bobina coincida com o eixo z . Suponhamos que se injetou uma corrente suficientemente intensa na bobina de tal forma que o ferro entrou em saturação e todos os momentos magnéticos estão orientados na direção e no sentido do vetor básico \hat{z} . Então para todos os átomos vale $\vec{m} = \mu \hat{z}$ com alguma constante $\mu > 0$. Devido à relação (10.2.2), podemos concluir que todos estes elétrons que contribuem para o estado magnetizado do ferro têm um momento angular apontando na direção e no sentido $-\hat{z}$. Agora podemos inverter o sentido da corrente na bobina. Isto vai reorientar os átomos de tal forma que agora os novos momentos magnéticos terão o valor $\vec{m}_{novo} = -\mu \hat{z}$.

Consequentemente os novos momentos angulares olham agora no sentido positivo, $+\hat{z}$. Então houve uma alteração da componente z do momento angular destes elétrons.

Mas Einstein percebeu que o campo magnético, que sempre ficava na direção z , não pode ter exercido torque com componente z , pois, como vimos na seção 6.6, o torque que o campo \vec{B} exerce sobre um dipolo magnético vale $\vec{m} \times \vec{B}$. Este produto vetorial não tem componente paralela ao campo \vec{B} . Se não há algum torque com componente z , esta componente do momento angular tem que ser conservada. Einstein concluiu que o palito deve começar a girar para conservar o momento angular². Para comprovar esta afirmação, ele procurou a ajuda do físico experimental Wander Johannes de Haas³. O efeito é quase imperceptível e Einstein e de Haas precisavam de recursos engenhosos. Eles penduraram um palito de ferro num fio fino de quartzo formando um oscilador de torção. O palito ficou pendurado no centro de uma bobina alinhado com o eixo de simetria desta bobina. Para amplificar o tênuo efeito, Einstein e de Haas usaram a ressonância mudando o sentido da corrente da bobina no mesmo ritmo das oscilações naturais do oscilador de torção. As oscilações do palito são observadas com um ponteiro luminoso que é refletido num pequeno espelho fixo no fio de torção.

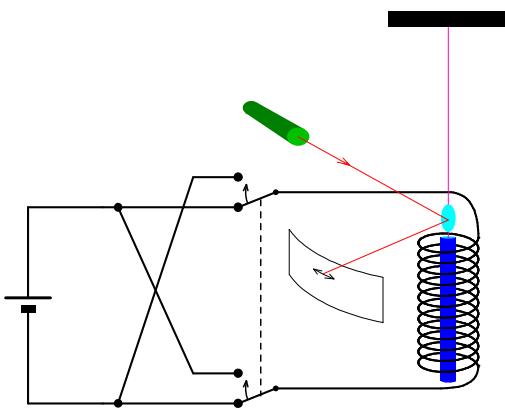


Fig. 10.2.2 Esquema da experiência de Einstein-de Haas. A linha pontilhada entre os interruptores indica um acoplamento mecânico destes interruptores que faz com que ambos mudem de posição simultaneamente.

Einstein e de Haas realmente conseguiram confirmar que a mudança de orientação dos dipolos magnéticos provoca uma rotação do palito^{4,5}. Mas nas publicações de 1915 eles subestimaram o erro experimental tremendamente. Repetições da experiência, feitas por Emil Beck⁶ com um equipamento melhor, forneceram dados mais confiáveis. O resultado foi uma surpresa; o módulo do fator de proporcionalidade entre momento angular e \vec{m} resultou ser duas vezes maior do que previsto pela fórmula (10.2.2).

Somente em 1928, Paul Adrien Maurice Dirac⁷ conseguiu explicar este fator 2 com sua teoria relativística do elétron⁸. Em 1925, Ralph Kronig⁹, George Eugene Uhlenbeck¹⁰ e

² De fato, esta previsão já tinha sido feita por Owen Richardson em 1908.

³ Wander Johannes de Haas (02/03/1878 – 26/04/1960) descobriu dois efeitos que têm importância na caracterização de sólidos; o efeito Shubnikov-de Haas e o efeito de Haas-van Alphen.

⁴ Albert Einstein, W. J. de Haas: *Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme*.

In: *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. Band 17, 1915, S. 152–170

A. Einstein, W. J. de Haas: *Experimental proof of the existence of Ampère's molecular currents*.

In: *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam (KNAW), Proceedings*. Band 18, I, 1915, S. 696–711

⁵ Existe também o efeito inverso: quando se gira uma amostra de ferro, ela se magnetiza. Este efeito foi descoberto por Samuel Barnett com experiências feitas entre 1908 e 1915.

⁶ Emil Beck: *Zum Experimentellen Nachweis der Ampèreschen Molekularströme* In: *Annalen der Physik* Bd. 60, 1919, S. 109–148

⁷ Paul Adrien Maurice Dirac (08/08/1902 – 20/10/1984)

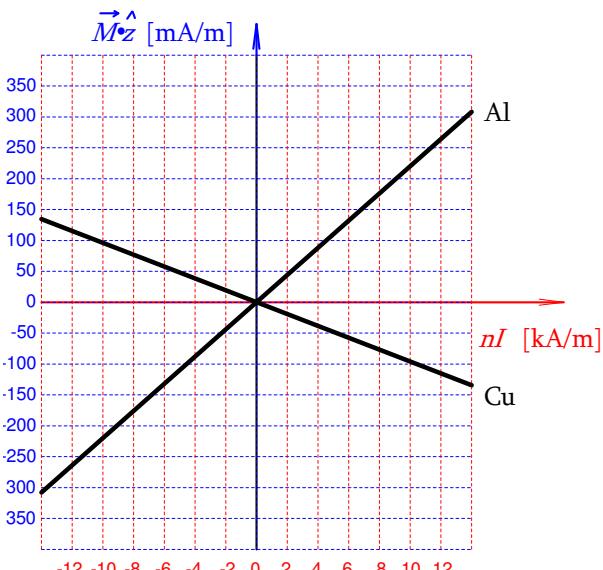
Samuel Abraham Goudschmidt¹¹ tinham sugerido que o elétron possui um momento angular intrínseco. Aqui intrínseco quer dizer que se trata de um momento angular que não está relacionado com o movimento do elétron. Chama-se este momento angular de spin. A teoria de Dirac prevê que o dipolo magnético associado ao spin \vec{s} obedece à relação

$$\vec{m} = -\frac{e}{m} \vec{s} \quad (10.2.3),$$

ou seja, o fator de proporcionalidade é duas vezes maior que aquele do momento angular orbital. Então o resultado da medida do efeito Einstein-de Haas indica claramente que não é o movimento dos elétrons que provoca a resposta magnética do ferro, mas é o spin do elétron.

Contudo, por enquanto, entendemos somente uma pequena parte do fenômeno. Para revelar mais detalhes, vamos comparar o efeito do ferro numa bobina comprida com o de outras substâncias. Pode-se medir a magnetização de palitos compridos de outros materiais dentro de uma bobina e investigar a relação entre magnetização e densidade linear de corrente da bobina. As figuras 10.2.3 e 10.2.4 mostram casos típicos. No eixo vertical, mostro a componente z da magnetização, sendo \hat{z} o vetor unitário na direção do eixo do palito e da bobina com a orientação que forma um parafuso direito com a circulação da corrente positiva. No eixo horizontal, mostro a densidade linear de corrente na bobina. Repare nas unidades: no eixo vertical da figura 10.2.3, usei miliampère por metro enquanto na figura 10.2.4 usei megaampère por metro! No eixo horizontal, ambas as figuras usam a mesma unidade, quiloampère por metro, e a mesma escala.

Fig. 10.2.3 Magnetização de palitos de cobre e alumínio dentro de uma bobina comprida em função da densidade linear de corrente na bobina.



A figura 10.2.3 mostra os casos de cobre e alumínio. No caso do cobre, a magnetização é orientada no sentido contrário ao campo que gerou esta magnetização. Isto significa que o cobre enfraquece o campo. Este caso é de fato comum, há mais substâncias que

⁸ P.A.M. Dirac: *The Quantum Theory of the Electron*. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. A, Nr. 778, 1928, S. 610–624, doi:10.1098/rspa.1928.0023

⁹ Ralph Kronig (10/03/1904 – 16/11/1995) foi o primeiro de propor o spin do elétron para explicar estranhas estruturas finas nos espectros dos átomos. Mas Wolfgang Pauli criticou esta ideia e desestimulou Kronig de publicá-la. Depois os cientistas da época fizeram até um pequeno poema para contar a história: “Der Kronig hätt’ den Spin entdeckt, hätt’ Pauli ihn nicht abgeschreckt.”

¹⁰ George Eugene Uhlenbeck (06/12/1900 – 31/10/1988)

¹¹ Samuel Abraham Goudschmidt (* 11/07/1902 – 04/12/1978)

enfraquecem o campo magnético. Faraday chamou estas substâncias de *diamagnéticas*. Lembram-se das substâncias dielétricas? Elas são as que deixam o campo elétrico passar e não servem para blindar campo elétrico. Analogamente as substâncias diamagnéticas, embora elas enfraqueçam o campo ligeiramente, deixam o campo passar e não servem para blindar campo magnético.

No caso do alumínio, há um fortalecimento do campo \vec{B} , mas este reforço é tão insignificante que não teria nenhum interesse de colocar este tipo de material num transformador. Estas substâncias que fortalecem o campo fracamente são chamadas de *paramagnéticas*.

Podemos caracterizar as retas da figura 10.2.3 pela inclinação. Chama-se este valor de *susceptibilidade magnética* do material e ela é geralmente escrita com a letra grega χ :

$$\chi_m \underset{\text{def.}}{=} \frac{\vec{M} \cdot \hat{z}}{nI} \quad (10.2.4)$$

Coloquei um índice “ m ” na letra χ para distinguir esta susceptibilidade da susceptibilidade elétrica. Para o caso do ferro, a relação entre magnetização e densidade linear de corrente da bobina não é uma função, devido à histerese. A definição (10.2.4) não faria sentido para o ferro, e geralmente não se fala de susceptibilidade para materiais deste tipo. Mas podemos definir uma “susceptibilidade magnética”¹² para este caso também usando a derivada da curva na subida onde $\vec{M} = 0$.

para substância com histerese:
$$\chi_m \underset{\text{def.}}{=} \left. \frac{d(\vec{M} \cdot \hat{z})}{d(nI)} \right|_{(\vec{M}=0)} \quad (10.2.5)$$

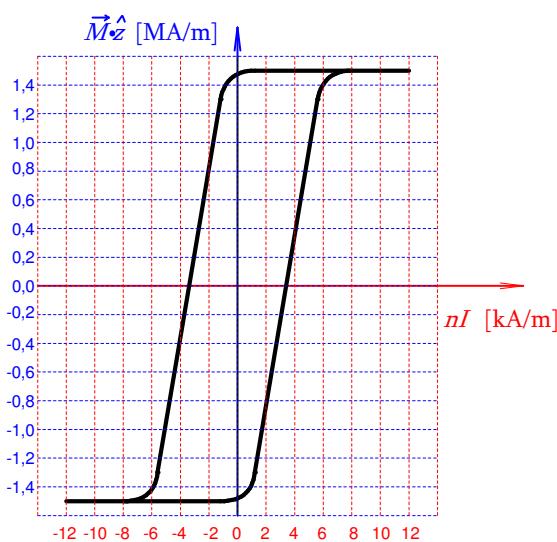


Fig. 10.2.4 Relação entre magnetização de uma amostra de aço e densidade linear de corrente na bobina que contém a amostra.

A tabela 10.2.1 mostra valores de susceptibilidade magnética de várias substâncias. Percebemos que os módulos de susceptibilidade das substâncias diamagnéticas e paramagnéticas são muitas ordens de grandeza menores que os daquelas substâncias classificadas como ferromagnéticas ou ferrimagnéticas.

Para valores tão pequenos, seria difícil medir a magnetização com o método que usamos na seção 10.1 usando a lei

de indução e um integrador de Miller. Há outro método de medir a susceptibilidade que usa a força que um campo magnético não uniforme exerce sobre um dipolo magnético. Um material com susceptibilidade positiva é sugado para a região de campo mais intenso. Especialmente o ferro é fortemente atraído para a região de mais alto campo. Por outro lado, as substâncias diamagnéticas são expulsas desta região. Estas forças

¹² Nós definimos esta quase susceptibilidade. Mas trata-se de uma grandeza que depende da história e até da forma geométrica da amostra. Então não é realmente uma propriedade somente do material.

permitem medir a susceptibilidade. A figura 10.2.5 mostra estas forças de forma qualitativa com a ajuda de uma balança de torção para uma amostra de quartzo e uma de alumínio. Formei uma barra imantada com quatro ímãs. No meio desta barra preendi um espelho feito de uma lamínula de microscópio com filme de ouro e um fio de torção. O arranjo foi pendurado numa torre de vidro para proteger o mesmo contra movimentos do ar. Por baixo da balança de torção coloquei um bloco de alumínio para criar um amortecimento com as correntes de Foucault. A orientação da balança é observada com um feixe de laser. Percebe-se na imagem (b) que há uma força repulsiva entre polo magnético e uma pedra de quartzo, e na imagem (c) notamos uma força atrativa entre alumínio e ímã.

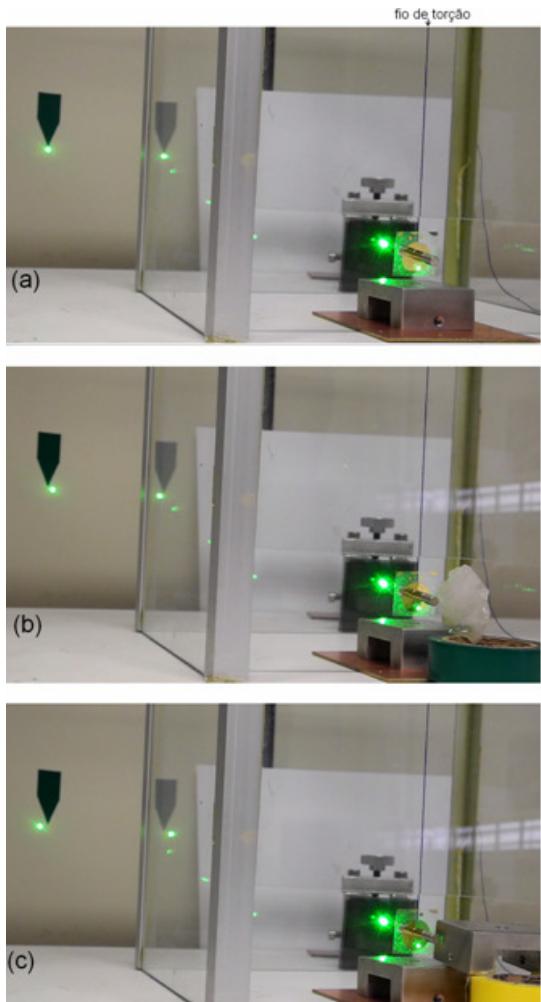


Fig. 10.2.5 Demonstração qualitativa da força repulsiva entre o polo magnético de uma barra imantada e uma pedra de quartzo (imagem (b)) e da força atrativa entre ímã e alumínio (imagem (c)). A imagem (a) mostra a orientação da balança de torção sem amostras. Uma marca colada na parede indica a posição de um feixe de luz de um laser que é refletido numa lamínula de microscópio na situação sem amostras. Uma peça de alumínio embaixo da barra imantada serve para fornecer amortecimento da balança. Todas as imagens mostram situações de equilíbrio.

As substâncias classificadas como ferromagnéticos e ferrimagnéticos se destacam pelos valores enormes de susceptibilidade, mas também pelo aparecimento da histerese. Mais tarde veremos qual é a diferença entre ferro- e ferrimagnetismo.

Hoje muitos detalhes da estrutura eletrônica dos átomos e moléculas são conhecidos. Quando um conhecedor destes detalhes olha uma tabela de valores de susceptibilidade magnética, ele vai perceber que todas as espécies cujos elétrons são acoplados de tal maneira que não apresentem momento angular resultante caem na categoria dos

diamagnéticos¹³. Isto está de acordo com nossa explicação de que a contribuição positiva para o fluxo magnético fornecida por um material seria oriunda da orientação de dipolos já existentes.

Nas substâncias diamagnéticas, a magnetização contrária ao campo que a criou é devido a dipolos magnéticos induzidos pelo campo. O campo aplicado modifica as nuvens eletrônicas dos átomos, e esta modificação resulta num enfraquecimento do campo. Pode-se interpretar este efeito como um exemplo da lei de Lenz. Na hora de aplicar o

¹³ De fato, os detalhes são às vezes bem complicados. Por exemplo, o cobre em forma de vapor é paramagnético, mas em forma metálica o cobre puro resulta ser diamagnético à temperatura ambiente. O leitor que tenta repetir a experiência da figura 10.2.5 com peças de cobre encontrará um comportamento paramagnético. Isto se deve ao fato de que os materiais de cobre comercializados geralmente são ligas contendo além do cobre, por exemplo, cromo, zircônio ou berílio.

campo, induzimos correntes microscópicas que enfraquecem o campo. Classicamente qualquer corrente induzida cessaria após algum tempo por causa de processos dissipativos. Mas as correntes microscópicas dentro dos átomos não apresentam dissipação. Somente a mecânica quântica pode explicar estas correntes microscópicas. De fato, Niehls Bohr¹⁴ e Hendrika Johanna van Leeuwen¹⁵ mostraram que, de acordo com a física clássica, a magnetização de qualquer material deveria ser zero no equilíbrio termodinâmico. Este resultado é conhecido como o *teorema de Bohr-van Leeuwen*. Então todos os fenômenos que discutiremos nesta seção são de natureza quântica.

Tabela 10.2.1 Valores de susceptibilidade magnética de algumas substâncias. No caso dos materiais ferro- e ferrimagnéticos os valores podem variar com a pureza do material e eles podem depender de tratamentos térmicos e mecânicos. Por esta razão consta apenas um dígito significativo e em alguns casos está informada uma faixa larga de possíveis valores.

Substância	χ_m	Classificação
He (gás, 20°C, 1 atm)	$-9,85 \times 10^{-10}$	diamagnético
Diamante (C)	-22×10^{-6}	diamagnético
Cobre (Cu)	$-9,63 \times 10^{-6}$	diamagnético
Sílica fundida (SiO ₂)	$-11,28 \times 10^{-6}$	diamagnético
PVC	$-10,71 \times 10^{-6}$	diamagnético
H ₂ O	$-9,035 \times 10^{-6}$	diamagnético
Bismuto (Bi)	-166×10^{-6}	diamagnético
Alumínio (Al)	$+22 \times 10^{-6}$	paramagnético
O ₂ (gás, 20°C, 0,209 atm)	$+0,373 \times 10^{-6}$	paramagnético
Aço (carbono)	$+1 \times 10^{+2}$	ferromagnético
Fe (99.95% puro)	$+2 \times 10^{+5}$	ferromagnético
Aço para núcleo de transformador	$+4 \times 10^{+3}$	ferromagnético
Ni	$+1 \times 10^{+2} \text{ --- } +6 \times 10^{+2}$	ferromagnético
Co	$+8 \times 10^{+1} \text{ --- } +2 \times 10^{+2}$	ferromagnético
Cerâmicas de óxidos de ferro	$+1 \times 10^{+1} \text{ --- } +1 \times 10^{+3}$	ferrimagnético

A indução de dipolos contrários ao campo aplicado acontece de fato em todas as substâncias. Mas, naquelas cujos elétrons possuem um momento angular resultante diferente de zero e consequentemente um momento magnético diferente de zero, a

¹⁴ Bohr, Niehls (1972) "Studier over Metallernes Elektrontheori", Københavns Universitet (1911). "The Doctor's Dissertation (Text and Translation)". In Rosenfeld, L.; Nielsen, J. Rud. Early Works (1905-1911). Niels Bohr Collected Works. 1. Elsevier. pp. 163, 165-393. doi:10.1016/S1876-0503(08)70015-X. ISBN 978-0-7204-1801-9

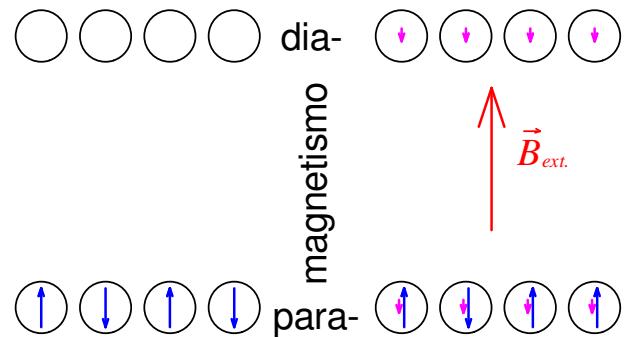
¹⁵ van Leeuwen, Hendrika Johanna (1921). "Problèmes de la théorie électronique du magnétisme". *Journal de Physique et le Radium*. 2 (12): 361-377

orientação destes dipolos produz uma magnetização no sentido do campo externo tão grande que o efeito dos dipolos induzidos é superado. Na figura 10.2.6, representei estas afirmações simbolicamente. Na parte superior da figura, mostro um conjunto de átomos diamagnéticos e na parte inferior, átomos paramagnéticos. Na esquerda, não se aplica campo magnético; na direita, há campo externo aplicado. Os átomos paramagnéticos já possuem um momento de dipolo, mas, sem campo, estes dipolos estão orientados aleatoriamente. Representei esta situação simbolicamente com a metade dos dipolos olhando para cima e a metade para baixo. Com um campo externo, aparece um dipolo magnético induzido contrário ao campo, o qual é representado com uma seta cor magenta. Nos átomos paramagnéticos, há mais dipolos olhando na direção do campo externo do que na direção contrária.

Fig. 10.2.6 Representação simbólica dos átomos de uma substância diamagnética (parte superior) e uma paramagnética (parte inferior) sem campo (esquerda) e com campo aplicado (direita).

Nem todos os dipolos olham na direção do campo, pois a agitação térmica coloca também muitos dipolos numa orientação mais energética, ou seja, olhando no sentido contrário ao campo

externo. Na seção 4.7 já aprendemos como se avalia o número de dipolos olhando na direção do campo e no sentido contrário. É o famoso fator de Boltzmann que rege o quociente de probabilidades de encontrar uma ou outra orientação:



$$\frac{P_i}{P_j} = \exp\left\{-\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right\} \quad (10.2.6).$$

P_i e P_j são as probabilidades de encontrar os respectivos estados i e j , e E_i e E_j são as energias destes estados. T é a temperatura absoluta e $k_B \approx 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ a constante de Boltzmann.

Na mecânica quântica, aprende-se que a componente do momento angular em alguma direção espacial pode somente ter valores discretos e a diferença de dois destes valores é sempre algum múltiplo inteiro do valor

$$\hbar \underset{\text{def.}}{=} \frac{h}{2\pi} = 1,054571800(13) \times 10^{-34} \text{ Js} \quad (10.2.7).$$

Nesta fórmula, h é a constante de Planck que mencionamos na seção 6.7 quando discutimos o efeito Hall quântico. No caso do spin do elétron, a componente do momento angular na direção do campo magnético pode ter somente os valores $-\hbar/2$ e $+\hbar/2$. Um elétron com momento angular orbital diferente de zero pode ter também outros valores tais como $-\hbar 5/2$, $-\hbar 3/2$, Consequentemente, as energias de um elétron num campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$ são tipicamente

$$E_i = a_i \frac{e\hbar}{2m} B \quad (10.2.8).$$

Nesta fórmula, a_i é um número da ordem de grandeza $\pm 10^0$ que depende do estado i do elétron. Então para um elétron num campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$, as diferenças de energias $E_i - E_j$ da fórmula (10.2.6) são tipicamente da ordem

$$|E_i - E_j| \approx \frac{e\hbar}{2m}|B| \quad (10.2.9).$$

A constante

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,274009994(57) \times 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}} \quad (10.2.10)$$

é chamada de *magnéto de Bohr*.

Veremos quais são os valores típicos de energias envolvidas com valores típicos de campo magnético aplicado. Tomaremos 10 kA/m como valor típico da densidade linear de corrente nos gráficos das figuras 10.2.3 e 10.2.4. Esta densidade de corrente corresponde a um campo aplicado de $\mu_0 10 \text{ kA/m} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ T} \approx 1,3 \times 10^{-2} \text{ T}$. Com um campo desta ordem de grandeza, os valores típicos das diferenças de energias de orientação dos dipolos são:

$$|E_i - E_j| \approx \frac{e\hbar}{2m}|B| \approx 9,3 \times 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}} \times 1,3 \times 10^{-2} \text{ T} \approx 1 \times 10^{-25} \text{ J} \quad (10.2.11).$$

Numa temperatura ambiente de aproximadamente 300 K, a energia térmica típica é

$$k_B T \approx 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \times 300 \text{ K} \approx 4 \times 10^{-21} \text{ J} \quad (10.2.12).$$

Então a energia térmica é aproximadamente 4×10^4 vezes maior que as energias envolvidas na reorientação de dipolos magnéticos. Ou seja, a energia magnética é apenas uma minúscula perturbação. Isto explica o comportamento linear da magnetização de substâncias paramagnéticas. Com $|E_i - E_j| / k_B T \ll 1$, podemos fazer a seguinte aproximação:

$$\frac{P_i}{P_j} = \exp\left\{-\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right\} \approx 1 - \frac{E_i - E_j}{k_B T} \quad (10.2.13).$$

Isto implica que o número de dipolos com orientação no sentido do campo aplicado é quase igual ao número de dipolos com a orientação contrária e o pequeno desbalanço entre estas orientações é proporcional ao campo aplicado e inversamente proporcional à temperatura absoluta. Portanto esperamos que a susceptibilidade magnética das substâncias paramagnéticas seja inversamente proporcional à temperatura absoluta:

$$\chi_m = \frac{\text{const.}}{T} \quad (10.2.14).$$

Esta lei foi descoberta por Pierre Curie em 1896. O valor constante que aparece nesta lei depende da substância e ela é chamada de constante de Curie da substância.

Numa disciplina chamada de mecânica estatística, os alunos de física aprenderão como se calcula o valor da susceptibilidade magnética de uma substância com a fórmula (10.2.6). Os valores calculados para substâncias paramagnéticas batem muito bem com os valores observados no laboratório. Mas como fica o caso do ferro? Para o ferro, temos que explicar valores muito maiores da magnetização e temos que explicar por que campos externamente aplicados com valores moderados na ordem de apenas

$\mu_0 \times 6 \text{ kA/m}$ já levam o material para a saturação enquanto outros materiais como alumínio e oxigênio mostram ainda um comportamento perfeitamente linear.

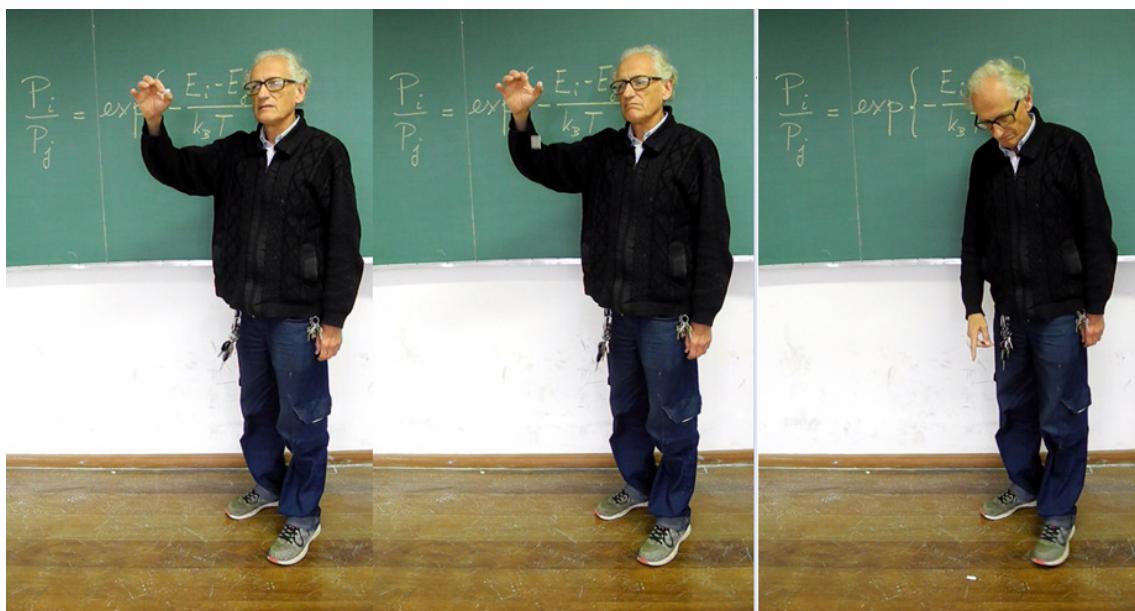


Fig. 10.2.7 Um pedaço de giz, que cai da minha mão, fica no chão. Por que as moléculas de oxigênio do ar que respiramos não caem no chão e ficam lá?

Para entender esta reação extrema do ferro frente a um campo aplicado relativamente fraco, nós vamos analisar um fenômeno análogo da nossa experiência cotidiana. Vejam este pedaço de giz que acabou de cair da minha mão. Ele perdeu energia potencial $m_{\text{giz}} g h$, ganhou energia cinética e finalmente perdeu esta energia de forma irreversível transferindo-a para graus microscópicos de liberdade. Lá está ele caído no chão. Agora pergunto: por que não acontece a mesma coisa com as moléculas do ar? Imaginem só: se todas as moléculas do ar caíssem no chão da sala e ficasse lá tão quietas como aquele pedaço de giz, morreríamos asfixiados! Por que as moléculas do ar não fazem isto? Será que o O_2 não fica no chão porque as moléculas estão empilhadas umas nas outras? Não! Esta resposta está errada! Se empilhássemos todas as moléculas do ar da nossa sala de aula densamente, elas ocupariam apenas uma camada de aproximadamente 4 mm no chão. A resposta correta é dada com a fórmula de Boltzmann (10.2.6). A energia necessária para elevar uma molécula de O_2 do chão até a altura do nosso nariz é muito menor que a energia térmica $k_B T$ e, portanto, a probabilidade de encontrar uma molécula nesta altura é praticamente igual à probabilidade de encontrá-la na altura do chão. Por outro lado, por que o pedacinho de giz não é elevado pela agitação térmica até a altura do nosso nariz? A resposta está de novo na fórmula de Boltzmann. A energia necessária para elevar o giz até o nosso nariz é muito maior que a energia térmica e a probabilidade de encontrar o giz nesta altura é absurdamente pequena.

Bem, mas afinal de contas o pedaço de giz consiste em moléculas. Por que não devo usar na avaliação da energia mgh a massa m de uma molécula? A resposta é simples: as moléculas do giz estão grudadas umas nas outras. Eu não consigo elevar somente uma molécula do chão até o meu nariz. Se puxo uma molécula do giz, uns 10^{20} ou 10^{22} outras moléculas vem logo junto. Por esta razão, devo contar na aplicação da fórmula de Boltzmann a massa de todo o pedaço de giz e não a massa de uma única molécula. Consequentemente o campo gravitacional fraco da Terra é suficiente para manter o

pedaço de giz no chão, ou seja, numa posição extrema, ou poderíamos dizer, numa posição de saturação.

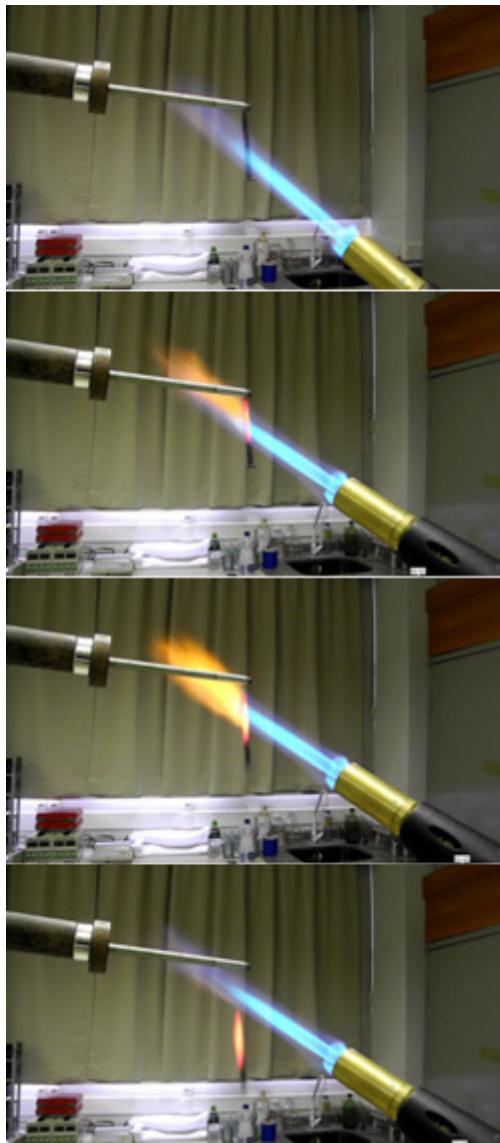


Fig. 10.2.8 Um prego de ferro pendurado numa haste imantada cai quando aquecido a uma temperatura acima de um pouco mais de mil Kelvins.

Pronto, temos a revelação do segredo da saturação da magnetização do ferro: deve haver um acoplamento entre os spins dos elétrons. Não se consegue girar o dipolo de um único átomo. Quando se gira um dipolo talvez uns 10^{12} outros dipolos teriam que girar junto. Então, no caso do ferro, a energia típica que entra na fórmula de Boltzmann não é um magnetão de Bohr vezes B , mas 10^{12} magnetões de Bohr vezes B .

O que poderia provocar este acoplamento dos dipolos magnéticos no ferro? Para poder responder a esta pergunta, seria interessante saber quão robusto é este acoplamento. Isto pode ser testado experimentalmente rompendo o acoplamento com a agitação térmica. Faremos uma experiência:

Grudei uma haste de ferro num ímã forte e pendurei um prego de ferro na ponta desta haste. É a força magnética que segura o prego na haste. Agora aqueço o prego com um maçarico. A figura 10.2.8 mostra quadros da filmagem desta experiência. O prego atinge uma temperatura tão alta que se nota emissão de luz visível. Logo depois o prego cai. Acima de uma temperatura de um pouco mais de mil Kelvins, o ferro se transforma numa substância

paramagnética. Neste estado, sua susceptibilidade magnética é tão pequena que a força de atração pelo campo magnético não uniforme da haste não é suficiente para segurar o prego. Depois de esfriar o prego, ele pode ser novamente pendurado na haste imantada. Medidas quantitativas com ferro puro mostram que a transição entre o regime ferromagnético e paramagnético ocorre na temperatura de 1043 K. Todas as substâncias ferromagnéticas possuem uma temperatura característica T_C na qual o comportamento ferromagnético termina. Esta temperatura é chamada de *temperatura de Curie*. Esta temperatura pode nos dar uma indicação acerca de natureza do acoplamento dos spins. A energia necessária para romper este acoplamento deve ser da ordem de

$$k_B T_C \approx 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \times 1043 \text{ K} \approx 1,4 \times 10^{-20} \text{ J} \quad (10.2.15).$$

O que vem na mente é naturalmente um acoplamento magnético entre os dipolos. Mas, com uma distância conhecida de 286,65 pm¹⁶ entre átomos num cristal de ferro, pode-se estimar a energia associada à interação magnética entre dipolos. Esta energia resulta

¹⁶ pm = picometro . 286,65 pm é a constante de rede dos cristais cúbicos de corpo centrado do ferro.

ser aproximadamente mil vezes menor que o valor da fórmula (10.2.15). Então certamente não é uma interação magnética que provoca o acoplamento responsável pelo ferromagnetismo.

Vamos calcular a energia eletrostática de dois elétrons com uma distância igual à distância entre os átomos na rede cristalina, $d = 286,65 \text{ pm}$:

$$E_{ee}(d) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(-\mathbf{e})^2}{d} \approx 8,99 \times 10^9 \frac{\text{Nm}^2}{\text{C}^2} \frac{(1,60 \times 10^{-19} \text{C})^2}{287 \times 10^{-12} \text{m}} \approx 8,02 \times 10^{-19} \text{J}$$

(10.2.16)

A energia necessária para quebrar o acoplamento dos spins, estimada pela fórmula (10.2.15), é aproximadamente 1,7% desta energia eletrostática. Como $E_{ee}(d) \sim d^{-1}$, concluímos que a energia $k_B T_C$ tem o valor da energia necessária para reduzir a distância dos elétrons por 1,7%:

$$k_B T_C \approx E_{ee}(d \times 0,983) - E_{ee}(d) \quad (10.2.17).$$

Na mecânica quântica, aprende-se que, devido ao princípio de Pauli, a distância média de dois elétrons com spins paralelos tende naturalmente ser maior que a distância de dois elétrons com spins antiparalelos. Com a repulsão eletrostática dos elétrons, isto pode levar em determinadas estruturas cristalinas¹⁷ a um acoplamento dos spins. É energeticamente preferível ter os spins paralelos, e desta forma um elétron pode ficar mais longe de outro. Este mecanismo, *chamado de interação de troca*¹⁸, foi descoberto em 1926 por Werner Heisenberg¹⁹ e Paul Dirac²⁰.

Devido a este acoplamento, que tem sua origem no princípio de Pauli e na repulsão eletrostática dos elétrons, os spins daqueles elétrons responsáveis pelos fenômenos magnéticos de um pequeno cristal de ferro devem todos apontar na mesma direção. Isto significa que o cristal terá uma magnetização diferente de zero mesmo sem campo externo aplicado. Chama-se este fenômeno de *magnetização espontânea*. De fato percebemos na curva de histerese da figura 10.2.4 dois valores de magnetização diferentes de zero com valor zero do campo externo aplicado.

Mas, com esta história do acoplamento entre spins e com a consequente magnetização espontânea, temos agora outro problema: quando compramos uma sacola cheia de pregos de ferro, estes pregos não ficam grudados uns nos outros como se fossem ímãs. Com a magnetização espontânea esperaríamos que estes pregos se comportassem todos como ímãs. Como podemos explicar que pedaços de ferro normalmente não apresentam magnetização?

A solução deste problema vem mais uma vez das considerações termodinâmicas que explicamos na seção 4.7. Um pedaço de ferro exposto à temperatura ambiente procura

¹⁷ De fato, a estrutura da rede cristalina é importante. O ferro puro tem cristais do tipo cúbico de corpo centrado. Nesta forma o ferro é ferromagnético. Mas em muitos aços inoxidáveis ele cristaliza na forma cúbica de faces centradas e nesta forma ele é paramagnético.

¹⁸ Este nome tem sua origem na formulação matemática do princípio de Pauli: o vetor num espaço complexo de dimensão infinita que descreve o estado de dois elétrons tem que mudar de sinal quando se *trocavam* as duas partículas.

¹⁹ *Mehrkörperproblem und Resonanz in der Quantenmechanik*, W. Heisenberg, *Zeitschrift für Physik* **38**, #6–7 (June 1926), pp. 411–426. DOI10.1007/BF01397160

²⁰ P. A. M. Dirac: On the Theory of Quantum Mechanics, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A* **112**, #762 (October 1, 1926), pp. 661–677.

um estado de equilíbrio, e este estado de equilíbrio é caracterizado por ter um mínimo de energia livre. Agora imaginem um cristal de ferro com todos os dipolos atômicos orientados na mesma direção e no mesmo sentido. Este objeto estaria rodeado por um intenso campo magnético, como está esboçado na figura 10.2.9.

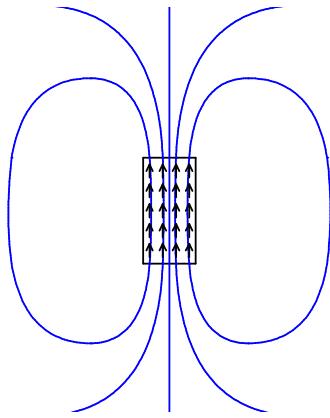


Fig. 10.2.9 Esboço das linhas do campo \vec{B} na proximidade de um cristal de ferro uniformemente magnetizado.

Na seção 8.5, vimos que $\vec{B} \cdot \vec{B} / 2\mu_0$ é a densidade de energia associada ao campo magnético fora de materiais. Então a configuração mostrada na figura 10.2.9 é muito energética e não corresponde ao equilíbrio termodinâmico. Há uma outra configuração que evita o campo magnético fora do cristal e que mantém o paralelismo dos dipolos pelo menos na maior parte do volume do cristal. A figura 10.2.10 mostra esta configuração.

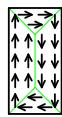


Fig. 10.2.10 Configuração dos momentos magnéticos num cristal de ferro que evita um campo magnético no espaço externo do cristal.

Na figura 10.2.10 o cristal foi dividido em quatro regiões, chamadas de domínios magnéticos, ou domínios de Weiss²¹. Em cada domínio, os momentos magnéticos dos átomos são paralelos. Pensando nas correntes superficiais líquidas que correspondem a esta configuração da magnetização, percebemos uma disposição destas correntes parecidas com as correntes numa bobina toroidal. Não há campo magnético fora da amostra com esta disposição da magnetização. Então a energia do campo magnético foi reduzida. Mas nesta configuração há spins frustrados, isto é, spins que não conseguiram ficar paralelos aos seus vizinhos, a saber, os spins dos átomos das fronteiras que separam os domínios. Esta frustração custa energia. Mas o número de átomos nestas fronteiras é relativamente pequeno e a configuração da figura 10.2.10 é energeticamente favorável. Então para o observador que mede o campo fora da amostra, este cristal não se comporta como um imã.

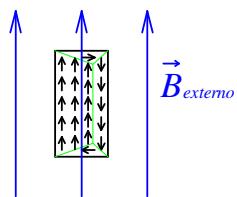


Fig. 10.2.11 Domínios de Weiss num cristal de ferro exposto a um campo magnético externo.

Agora imaginem que apliquemos um campo magnético externo a esta amostra. A figura 10.2.11 mostra a situação. O domínio com momentos magnéticos contrários ao campo aplicado é agora energeticamente desfavorável. Então as fronteiras dos domínios se deslocarão para minimizar a energia livre; o domínio desfavorável diminui de tamanho. Consequentemente resulta agora uma amostra magnetizada, pois a soma dos momentos

²¹ A existência dos domínios magnéticos foi proposta por Pierre-Ernest Weiss (25/03/1865 – 24/10/1940) em 1906: P. Weiss (1906): La variation du ferromagnetisme du température, *Comptes Rendus*, **143**, p.1136-1149

magnéticos deste cristal ficará diferente de zero. Nesta disposição dos domínios de Weiss a amostra gera campo fora da amostra.

Quando o campo externo aumenta, o domínio com orientação dos momentos magnéticos contrários ao campo externo diminui de tamanho e finalmente some completamente, e esta situação corresponde à saturação.

Agora vamos imaginar que depois de atingir o estado de saturação diminuimos o campo externo. Esperamos que apareça de novo um pequeno domínio com orientação contrária ao campo externo para diminuir a energia do campo total. Esperamos ainda que o tamanho deste domínio cresça se diminuirmos a intensidade do campo externo. Mas os deslocamentos das fronteiras entre domínios de Weiss envolvem dissipação de energia. Há pelo menos dois mecanismos para gerar dissipação: (1) Os deslocamentos das fronteiras costumam ocorrer “aos pulos”, ou seja, repentinamente acontece um pequeno avanço. Com cada pulo uma onda eletromagnética é emitida que leva energia embora e esta energia não volta nunca mais. (2) Há uma interação entre spin e movimento orbital dos elétrons. Esta interação provoca pequenas alterações da rede cristalina quando um spin de um elétron muda sua orientação. Em consequência disso, um avanço de uma fronteira entre domínios gera ondas acústicas no cristal. Estas ondas são espalhadas e distribuem energia de forma irreversível. Por causa da perda irreversível de energia, a volta das fronteiras não coincide com a ida. Isto provoca a histerese. Especialmente se

desligamos agora o campo externo completamente, o estado do cristal não volta completamente à configuração original da figura 10.2.10. Continua uma assimetria; o domínio cujos dipolos apontavam no sentido do campo continua maior que o domínio que estava com os dipolos contrários ao campo. Então a amostra ficou imantada mesmo sem campo externo. Agora esta amostra se transformou num ímã.

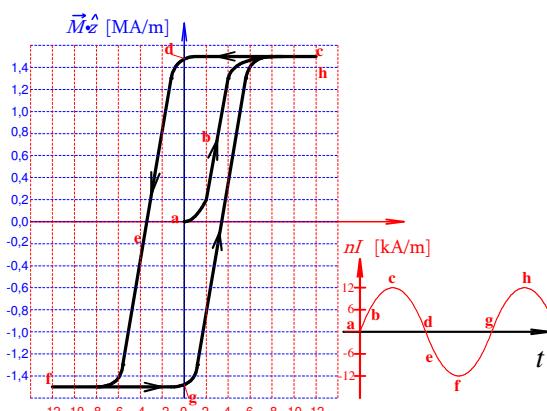


Fig. 10.2.12 Histerese com curva virgem de uma amostra originalmente não magnetizada.

A sequência de processos que acabamos de escrever e que começou com uma amostra não magnetizada não geraria uma curva de histerese como aquela da figura 10.2.4, pois partimos do ponto $\langle nI = 0, \vec{M} \cdot \hat{z} = 0 \rangle$. Quando se aplica um campo externo oscilatório numa amostra originalmente não magnetizada, obtém-se uma curva de histerese com uma curva virgem saindo da origem. A figura 10.2.11 mostra uma histerese com curva virgem. Junto com o gráfico que informa a relação entre nI e $\vec{M} \cdot \hat{z}$, mostro nI em função do tempo. Para $t < 0$ não havia campo externo aplicado.

Percebemos com esta discussão que a derivada da fórmula (10.2.5) depende da história da amostra e a noção de susceptibilidade para amostras ferromagnéticas é de legitimidade limitada. A importância da história magnética da amostra fica especialmente evidente quando se introduz uma breve mudança de sinal da primeira derivada da função $nI(t)$. A figura 10.2.13 mostra uma histerese que gravei com uma corrente $I(t)$ com dois pulsos curtos sobrepostos a uma função trigonométrica.

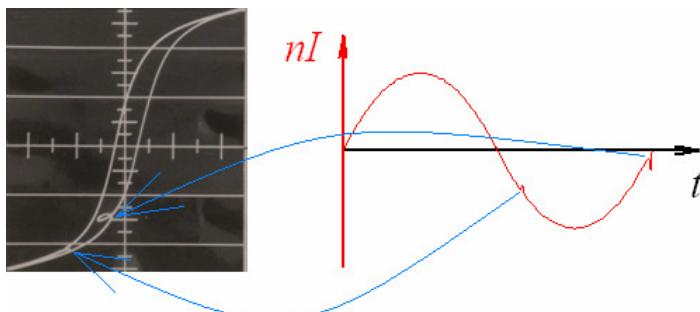


Fig. 10.2.13 Histerese com duas mini-histereses criadas com picos na excitação $nI(t)$. Foi usado um osciloscópio com raios catódicos. A imagem é antiga (1970), e osciloscópios digitais eram ainda uma raridade naquela época. O gráfico da excitação $nI(t)$ ao lado é um esboço qualitativo.

que se formam mini-histereses no interior da histerese principal. Quando se introduz uma destas mini-histereses perto da origem $\langle nI = 0, \vec{M} \cdot \hat{z} = 0 \rangle$, pode-se chegar mais perto da origem. Isto indica como uma amostra magnetizada pode ser desmagnetizada: aplica-se um campo externo oscilatório e diminui-se a amplitude desta oscilação gradativamente. Isto gera histereses que encolhem e terminam finalmente na origem. Naturalmente existe ainda outro método para desmagnetizar uma amostra; quando se eleva a temperatura acima do ponto de Curie e se esfria a mostra subsequentemente, ela volta ao estado com domínios de Weiss sem campo fora da amostra.

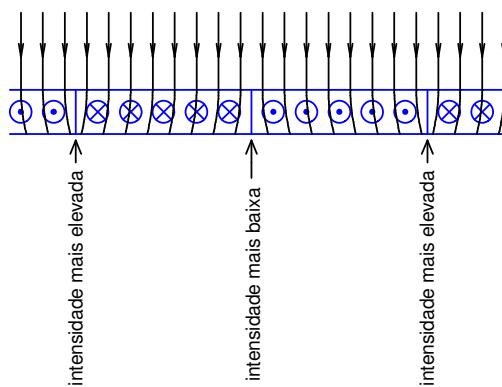
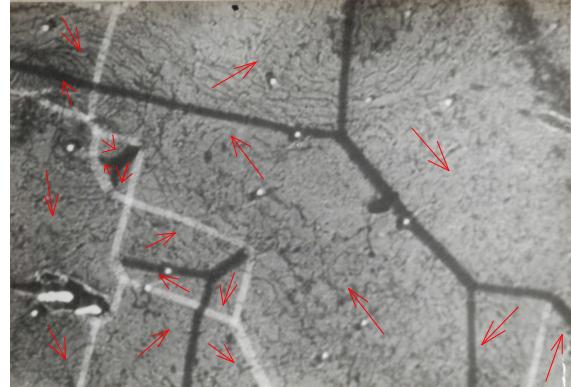


imagem da amostra ficaria abaixo da amostra.

A existência dos domínios de Weiss não é apenas uma hipótese teórica. Os domínios podem ser vistos. Há diversos métodos para torná-los visíveis. Por exemplo, quando se coloca uma folha fina de ferro num microscópio eletrônico de transmissão e se focaliza num plano ligeiramente abaixo do filme, as fronteiras entre os domínios aparecem como linhas claras e escuras. A figura 10.2.14 mostra a explicação destas alterações de intensidade do fluxo de elétrons e a figura 10.2.15 mostra um exemplo que eu tive oportunidade de fotografar na minha própria graduação.

Fig. 10.2.15 Imagem de um filme de ferro num microscópio eletrônico de transmissão. As fronteiras entre domínios magnéticos aparecem como linhas claras e escuras. Superposto à fotografia está um desenho de setas que indicam as prováveis orientações da magnetização.



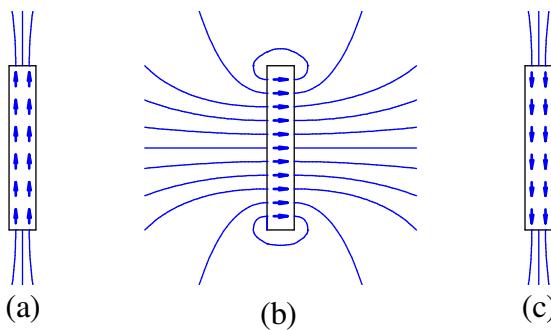
Mencionamos duas formas de energia que influenciam na formação dos domínios de Weiss: a energia do campo magnético fora da amostra e a energia de acoplamento dos spins, ou seja, a energia associada à interação de troca. Mas há ainda outras energias envolvidas que devem ser consideradas na minimização da energia livre. Devido ao acoplamento entre spin e movimento orbital dos elétrons, os spins se orientam mais facilmente em determinadas direções no cristal. Então domínios de Weiss com

orientações que diferem destas “*direções fáceis*” possuem mais energia e são desfavoráveis. Além disso, determinadas orientações dos spins resultam em pequenas deformações mecânicas do cristal. Este efeito é chamado de *magnetostrição*. Estas deformações mecânicas também envolvem energia.

Há um aspecto muito interessante no balanço de energias que envolve o tamanho da amostra. Para cristais muito pequenos, com dimensões lineares ℓ bem menores que uma micra, a formação de domínios não ocorre. Isto se explica pelo fato de que o número de átomos com spins frustrados cresce com o quadrado da dimensão linear ℓ , pois as fronteiras entre domínios são superfícies. Por outro lado, o número total dos spins cresce com o cubo de ℓ . Consequentemente a fração de spins frustrados tende ser inversamente proporcional a ℓ .

$$\frac{\text{número de spins frustrados}}{\text{número total de spins}} \sim \frac{1}{\ell} \quad (10.2.18)$$

Então para um cristal muito pequeno não compensa formar domínios. Estes cristais minúsculos são naturalmente ímãs. Isto se torna especialmente interessante se o minicristal tiver uma forma alongada. Neste caso a energia do campo magnético é muito menor quando a magnetização estiver orientada na direção alongada do que no caso de uma magnetização transversal. Na figura 10.2.16, esbocei as linhas de campo para as duas possíveis orientações longitudinais da magnetização de um minicristal alongado e as linhas para uma magnetização transversal. A energia de campo desta configuração transversal (b) é muito maior que aquela das duas configurações longitudinais (a) e (c). Uma mudança da magnetização da configuração (a) para (c) teria que passar por uma transversal. Como isto custa muita energia, tal mudança não ocorrerá facilmente como flutuação térmica. Também um campo externo teria que ser bem intenso para forçar uma transição (a) \rightarrow (c). Esta propriedade dos minicristais alongados torna-as especialmente apropriadas para fabricar memórias magnéticas e ímãs permanentes. Para fabricar ímãs com estes minicristais, eles são embutidos num material não magnético de



forma orientada e são submetidos a um campo magnético muito intenso para uniformizar as magnetizações dos cristais.

Fig. 10.2.16 Esboço das linhas de campo em volta de um minicristal ferromagnético uniformemente magnetizado em direções longitudinais (a), (c) e uma direção transversal (b). A energia do campo da configuração transversal é maior.

Para terminar esta seção, explicaremos brevemente o que é o ferrimagnetismo. Nos materiais ferrimagnéticos, há dois tipos de sítios diferentes na rede cristalina. Ambos possuem momentos magnéticos, e ocorre um acoplamento contrário entre sítios vizinhos. Mas os momentos magnéticos dos dois tipos de sítios têm módulos diferentes e consequentemente o acoplamento antiparalelo resulta também numa magnetização espontânea como no material ferromagnético. O ferrimagnetismo foi descoberto por Louis Eugène Félix Néel²² em 1948²³. As magnetitas ($\lambda\text{í}\theta\text{o}\varsigma\ \mu\acute{\alpha}\gamma\eta\varsigma$), que mencionamos na seção 1.2, são de fato ferrimagnéticos.

²² Louis Eugène Félix Néel (22/11/1904 – 17/11/2000) descobriu não apenas o ferrimagnetismo, mas também o antiferromagnetismo. Neste fenômeno há também um acoplamento antiparalelo como no caso do ferrimagnetismo, mas neste caso os momentos magnéticos têm os mesmos módulos. As pesquisas de

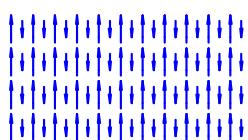


Fig. 10.2.17 Magnetização resultante diferente de zero num cristal ferrimagnético.

Os fenômenos de histerese e a existência de uma temperatura crítica que limita o regime ferrimagnético (no caso chamado de temperatura de Néel) existem como com as substâncias ferromagnéticas. Uma das grandes vantagens dos materiais ferrimagnéticos é o fato de que eles geralmente apresentam pouca condutividade elétrica, o que diminui perdas de Foucault no uso em transformadores.

Exercícios

E 10.2.1: Quando se coloca um palito de material paramagnético numa bobina comprida com uma densidade linear de corrente nI na ordem de 10^4 A/m , observa-se uma dependência bem linear entre nI e magnetização. Mas, para valores muito maiores da densidade linear de corrente, aparecem também sinais de saturação para materiais paramagnéticos. Use as fórmulas (10.2.6), (10.2.9) e (10.2.10) para estimar a ordem de grandeza da densidade linear de corrente que provoca saturação em materiais paramagnéticos.

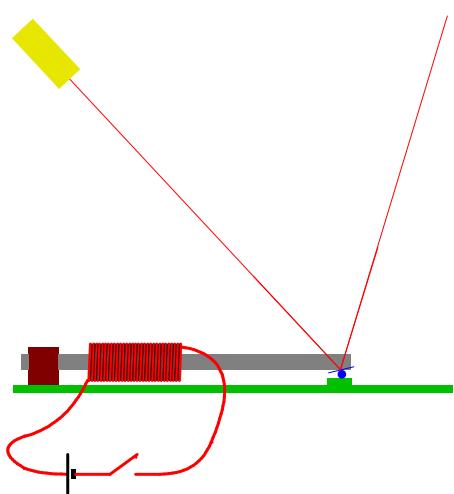


Fig. 10.2.18 Demonstração da magnetostricção. Uma barra ao ser magnetizada muda de comprimento e desloca um pequeno cilindro rolando-o no suporte do mesmo. O rolar do cilindro é observado pela alteração da orientação de um espelho colado no cilindro.

E 10.2.2: Rádios de pilha usam frequentemente antenas magnéticas que consistem em uma pequena bobina enrolada numa barra de material ferrimagnético (geralmente de aproximadamente 15 cm de comprimento e de 1 cm de diâmetro). Estas barras são ótimos objetos para mostrar o fenômeno de magnetostricção. Arrume uma destas antenas de um rádio velho ou compre uma destas barras numa loja de material

eletrônico e monte a seguinte experiência: Enrole uma bobina numa parte da barra e prenda uma extremidade da barra num suporte de madeira. Apoie a outra extremidade num cilindro de aproximadamente 1 ou 2 milímetros de diâmetro. Fixe um pequeno espelho neste cilindro ao lado da barra que permite monitorar rotações do mesmo com a ajuda de uma caneta laser. Mude o estado de magnetização da barra injetando corrente na bobina e observe as alterações do comprimento da barra com a ajuda do ponteiro luminoso como indicado na figura 10.2.16.

E 10.2.3: Repita a experiência da figura 10.2.5 com diversas substâncias. O filme de ouro na lamínula de microscópio não é essencial; a própria superfície do vidro reflete suficientemente luz para formar um ponteiro luminoso. Quando você preparar uma amostra cortando um pedaço de material com uma serra, use uma serra nova, que não

Néel contribuíram muito para o desenvolvimento de memórias magnéticas de computadores e para pesquisas sobre a história geológica do campo magnético do nosso planeta.

²³ L. Néel, *Propriétées magnétiques des ferrites; Ferrimagnétisme et antiferromagnétisme*, Annales de Physique (Paris) 3, 137-198 (1948).

foi usada com outros materiais. Minúsculos cavacos especialmente de ferro podem contaminar a amostra e gerar resultados falsos.

E 10.2.4: Acima da temperatura de Curie, desaparece a magnetização espontânea dos cristais ferromagnéticos. Mas isto não quer dizer que o acoplamento dos spins desaparece por completo para $T > T_c$. Os vestígios deste acoplamento que ficam provocam uma alteração da lei de Curie (10.2.14). Pesquise na internet como é a dependência entre susceptibilidade magnética e temperatura para $T > T_c$.

E 10.2.5: Escreva os pontos de destaque desta seção.