
Magnetismo

- ⚡ Dipolos e quadrupolos magnéticos
- ⚡ Força e torque magnéticos
- ⚡ Materiais magnéticos



Campos magnéticos na natureza

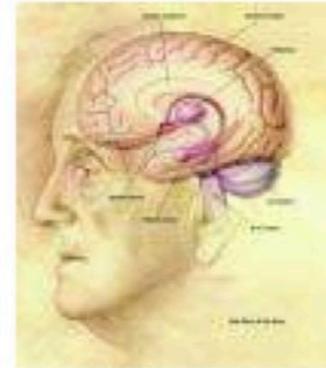
Typical values of B



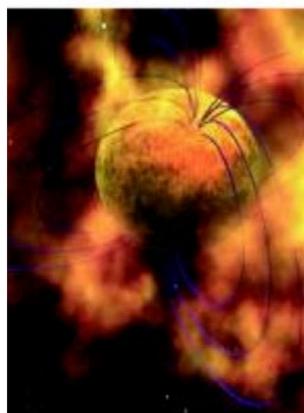
Earth $50 \mu\text{T}$



Helmholtz coils 0.01 T



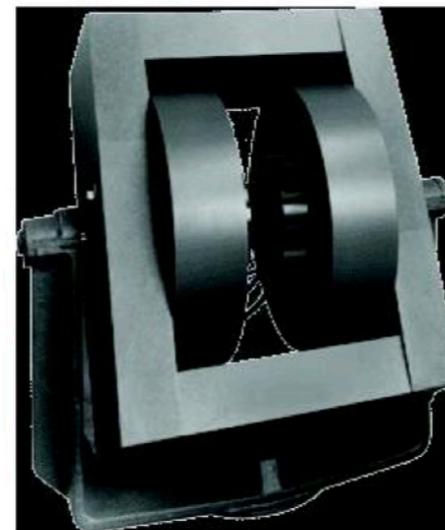
Human brain 1 fT



Magnetar 10^{12} T



Permanent magnets 0.5 T



Electromagnet 1 T



Superconducting magnet 10 T

Expansão multipolar na magnetostática

- A solução formal para o potencial-vetor no *gauge* de Coulomb ($\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$) é:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

- O termo $1/|\vec{r} - \vec{r}'|$ pode ser expandido da mesma forma que na Eletrostática, em multipolos:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \sum_{\ell} \frac{r_{<}^{\ell}}{r_{>}^{\ell+1}} P_{\ell}(\hat{n} \cdot \hat{n}')$$

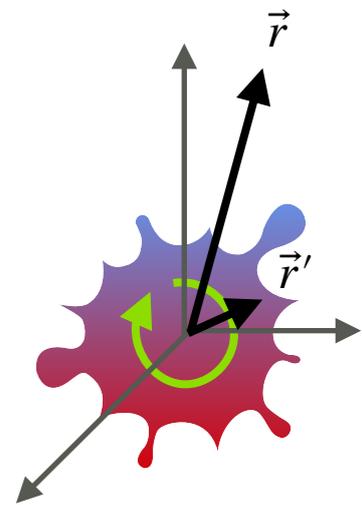
- Substituindo na expressão para o potencial-vetor temos:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{J}(\vec{r}') \sum_{\ell} \frac{r_{<}^{\ell}}{r_{>}^{\ell+1}} P_{\ell}(\hat{n} \cdot \hat{n}')$$

- Em problemas do tipo “in”, com as cargas em torno da origem ($r_{<} \rightarrow r'$), e os campos na região exterior ($r_{>} \rightarrow r$) temos:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\ell} r^{-\ell-1} \vec{J}_{\ell}(\hat{n}) \quad , \quad \text{onde}$$

$$\vec{J}_{\ell}(\hat{n}) = \int dV' r'^{\ell} P_{\ell}(\hat{n} \cdot \hat{n}') \vec{J}(\vec{r}')$$



O campo de dipolo magnético

- Na aula passada vimos que **não existem termos de monopolo** ($\ell = 0$) no magnetismo, e assim os primeiros termos que aparecem, e de um modo geral os **termos dominantes do campo magnético são os dipolos**:

$$\vec{J}_1(\vec{r}) = \vec{m} \times \hat{r} \quad , \quad \text{onde} \quad \vec{m} = \frac{1}{2} \int dV' \vec{r}' \times \vec{J}(\vec{r}') \quad \text{é o dipolo magnético.}$$

- O potencial-vetor que corresponde a esse termo de dipolo vem da nossa expressão original:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\ell} r^{-\ell-1} \vec{J}_{\ell}(\hat{n}) \quad \Rightarrow \quad \vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} r^{-2} \vec{J}_1(\hat{n})$$

e portanto:

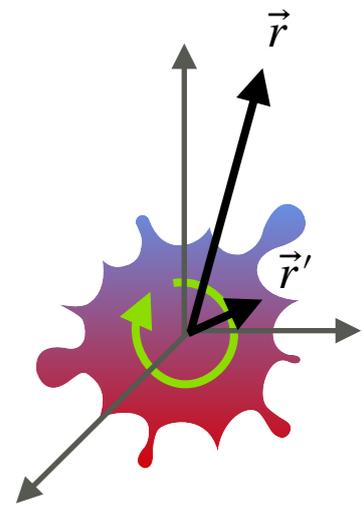
$$\vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3}$$

- Note a analogia com o potencial elétrico de um dipolo elétrico:

$$\phi_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{r^3}$$

- Note que a convenção universalmente utilizada é chamar \vec{m} de dipolo magnético, e não \vec{J}_1 . Isso é para manter a analogia com o **dipolo elétrico**:

$$\vec{p} = \int dV' \vec{r}' \rho(\vec{r}')$$



O campo de dipolo magnético

- O potencial-vetor que corresponde a esse termo de dipolo magnético vem da nossa expressão original:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\ell} r^{-\ell-1} \vec{J}_{\ell}(\hat{n}) \quad \Rightarrow \quad \vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} r^{-2} \vec{J}_1(\hat{n}) \quad , \quad \text{e portanto:}$$

$$\vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3}$$

- Note a analogia com o **potencial elétrico** de um **dipolo elétrico**:

$$\phi_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{r^3}$$

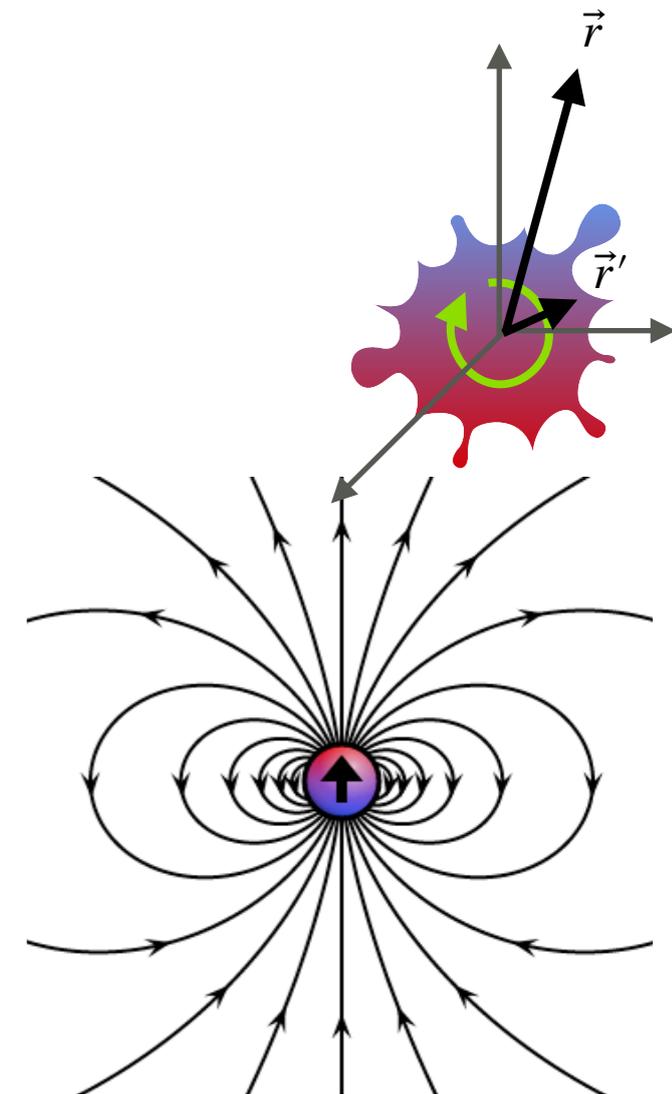
- O **campo magnético** de um **dipolo magnético** é obtido facilmente:

$$\vec{B}_1 = \nabla \times \vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\hat{r}(\vec{m} \cdot \hat{r}) - \vec{m}}{r^3} \quad ,$$

Compare isso com o **campo elétrico** de um **dipolo elétrico**:

$$\vec{E}_1 = -\vec{\nabla} \phi_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3\hat{r}(\vec{p} \cdot \hat{r}) - \vec{p}}{r^3}$$

- Os dois campos têm **exatamente a mesma forma**, embora a origem de cada um seja completamente diferente! Devido a essa equivalência, chamamos essa configuração de "**campo de dipolo**", sem precisar especificar se é um dipolo elétrico ou magnético.



O campo de dipolo magnético

- O momento de dipolo magnético de um *loop* (laço) de corrente tem uma expressão simples em termos da área do *loop*:

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int dV' \vec{r}' \times \vec{J}(\vec{r}') = \frac{1}{2} \int \vec{r}' \times (I d\vec{l}') = I \vec{S} ,$$

onde \vec{S} é a **área do loop**. Um modo equivalente de escrever o momento magnético é em termos do momento angular das cargas que circulam pelo *loop*:

$$\vec{m} = \frac{q \vec{L}}{2M} , \text{ onde } \vec{L} \text{ é o momento angular de uma carga } q \text{ com massa } M .$$

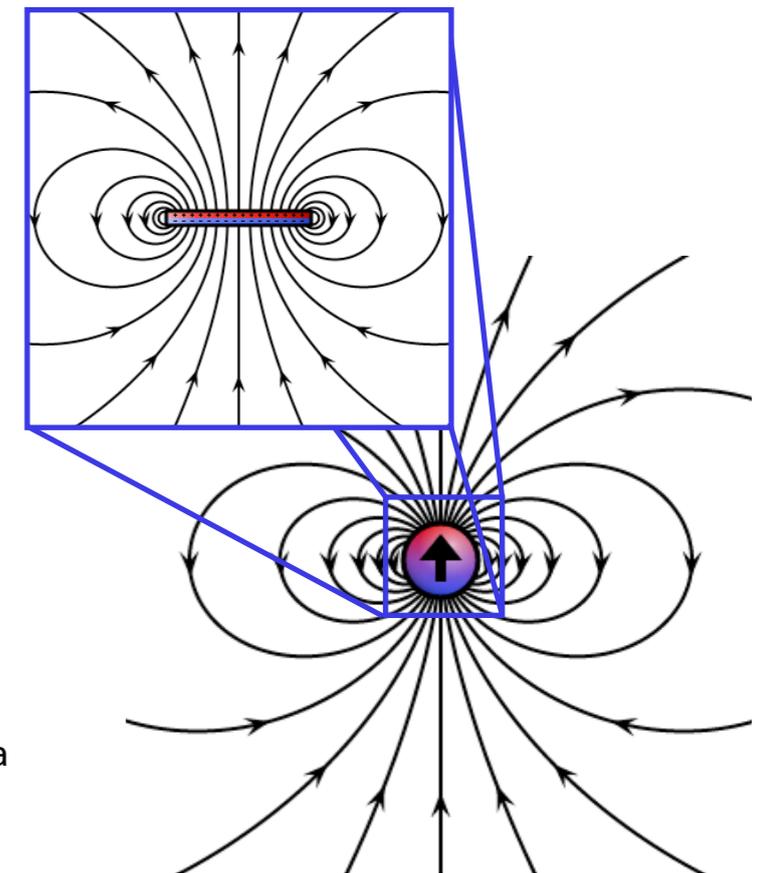
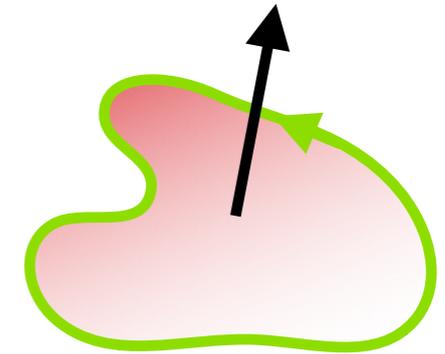
[Veremos mais adiante que também podemos associar o momento de dipolo magnético com o spin das partículas. Você talvez já tenha ouvido falar do famoso “momento magnético anômalo do múon”, que atualmente indica um desvio de quase 4σ com respeito ao Modelo Padrão de Partículas — o que pode indicar algo novo à vista!]

- Como vimos acima, o campo magnético de dipolo é, formalmente:

$$\vec{B}_1 = \nabla \times \vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\hat{r}(\vec{m} \cdot \hat{r}) - \vec{m}}{r^3}$$

pode parecer que tem algo esquisito na origem, mas é claro que o campo de um loop real, finito, é sempre bem comportado, mesmo quando $r \rightarrow 0$.

- É claro que esse termo (dipolo, $\ell = 1$) é apenas o termo dominante numa expansão multipolar, e em geral há uma infinidade de termos de ordem mais alta. Porém, esses termos começam a ficar bastante complicados, então raramente nós vamos além de $\ell = 1$ no campo magnético.



Um quadrupolo magnético

- Só por divertimento, vamos escrever aqui um **quadrupolo magnético**, usando a nossa expressão para a expansão multipolar do potencial-vetor:

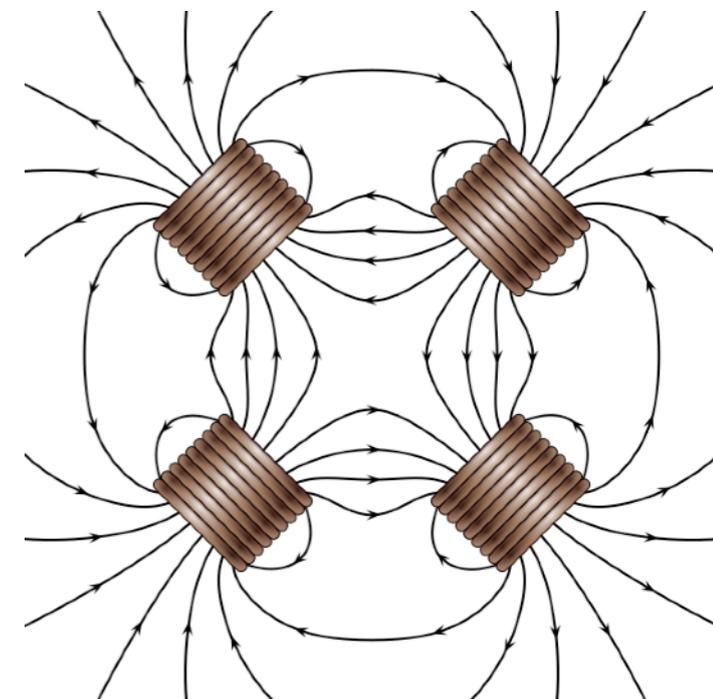
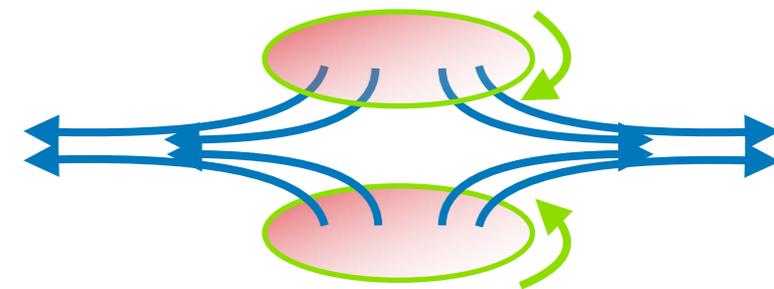
$$\begin{aligned}\vec{A}_2 &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r^3} \int dV' (r')^2 P_2(\hat{n} \cdot \hat{n}') \vec{J}(\vec{r}') \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r^3} \int dV' (r')^2 \frac{1}{2} [3(\hat{n} \cdot \hat{n}')^2 - 1] \vec{J}(\vec{r}')\end{aligned}$$

- Assim como fizemos no caso do quadrupolo elétrico, podemos expressar isso como:

$$\vec{A}_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r^5} \sum_{i,j=3}^3 r_i r_j \vec{Q}_{ij}, \quad \text{onde}$$

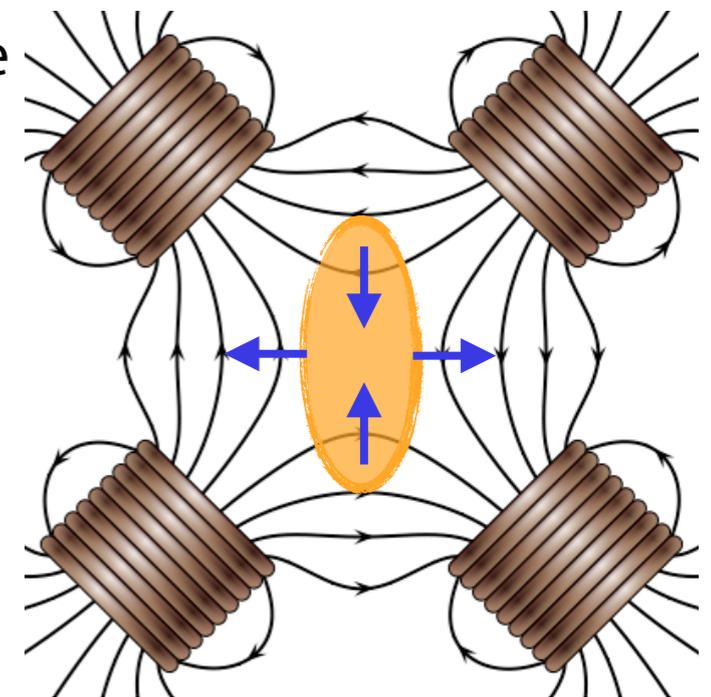
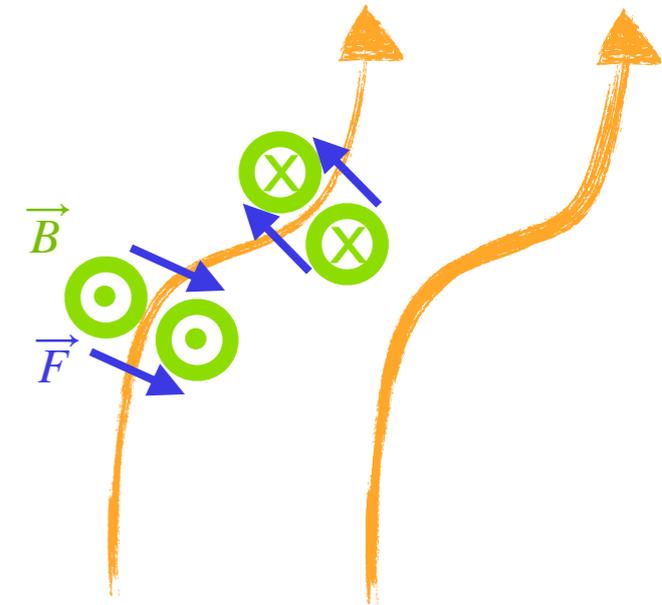
$$\vec{Q}_{ij} = \frac{1}{2} \int dV' (3r'_i r'_j - r'^2 \delta_{ij}) \vec{J}(\vec{r}')$$

- Um exemplo simples de configuração quadrupolar pode ser feita combinando dois loops idênticos com dipolos magnéticos opostos e alinhados, como mostrado na figura de cima.
- Uma outra configuração quadrupolar mais elegante pode ser feita combinando quatro dipolos numa “cruz”, como mostrado na figura de baixo.



Aplicações

- Uma aplicação de dipolos e quadrupolos magnéticos é a técnica de colimação de feixes em aceleradores e tokamaks.
- Em aceleradores de partículas, dipolos magnéticos são usados para mudar o caminho de partículas carregadas (electrons, protons, muons).
- Entretanto, com o tempo o feixe começa a perder o foco: as partículas se espalham cada vez mais nas direções transversais ao feixe.
- Uma das principais técnicas para restaurar o foco do feixe é por meio de quadrupolos magnéticos.
- Se numa região particular a seção do feixe começa a ficar mais “achatada” numa certa direção, o quadrupolo ajuda a colocar a forma do feixe de volta a uma seção mais circular.
- O mesmo tipo de técnica é usada em tokamaks para manter os feixes de protons e eletrons bem comportados.



Força e torque magnéticos

- Vamos retornar ao início da nossa discussão sobre a natureza do campo magnético, e lembrar que a força entre dois fios com correntes é dada pela expressão:

$$d\vec{F}_{1\leftarrow 2} = (I_1 d\vec{l}_1) \times \vec{B}_2 = (\vec{J}_1 dV_1) \times \vec{B}_2 \quad , \quad e$$

$$d\vec{F}_{2\leftarrow 1} = (I_2 d\vec{l}_2) \times \vec{B}_1 = (\vec{J}_2 dV_2) \times \vec{B}_1 \quad .$$

- Por outro lado, o campo devido a um loop inteiro 1 numa posição \vec{r}_2 do segundo fio é:

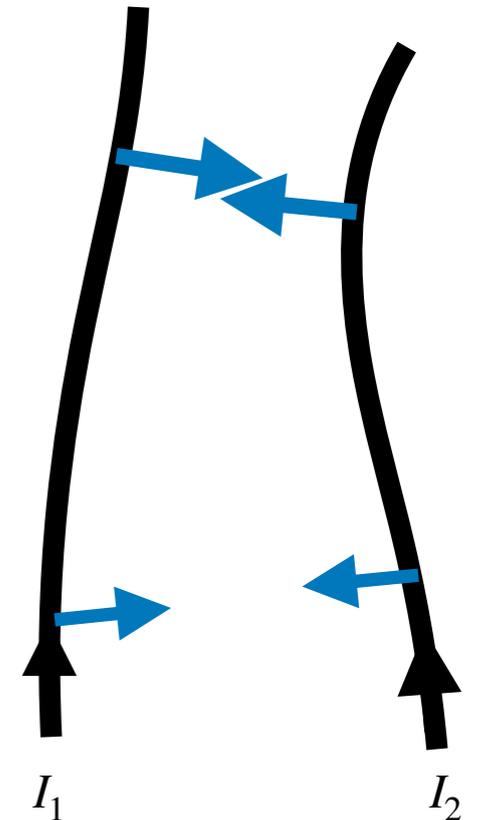
$$\vec{B}_1(\vec{r}_2) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint I_1(\vec{r}_1) d\vec{l}_1 \times \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3}$$

- Portanto, a força total do fio 1 no fio 2 é dada por:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{2\leftarrow 1} &= \oint (I_2 d\vec{l}_2) \times \vec{B}_1 = \oint (I_2 d\vec{l}_2) \times \frac{\mu_0}{4\pi} \oint (I_1 d\vec{l}_1) \times \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} \\ &= \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \oint \oint \frac{d\vec{l}_2 \times [d\vec{l}_1 \times (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} \\ &= \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \oint \oint \frac{-(d\vec{l}_2 \cdot d\vec{l}_1)(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + d\vec{l}_1 [d\vec{l}_2 \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} \end{aligned}$$

- Mas o último termo é zero para um loop fechado, pois:

$$\oint d\vec{l}_2 \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_1) / |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3 = \oint d\vec{l}_2 \cdot \vec{\nabla} (1/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) = \int d\vec{S}_2 \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} (1/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|)) = 0$$



Força e torque magnéticos

- Portanto, obtemos uma expressão para a força total do loop 1 sobre o loop 2:

$$\vec{F}_{2 \leftarrow 1} = -\frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \oint \oint (d\vec{l}_2 \cdot d\vec{l}_1) \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3}, \text{ de onde fica evidente que:}$$

$$\vec{F}_{1 \leftarrow 2} = -\vec{F}_{2 \leftarrow 1}.$$

- Como exemplo, tome dois fios retos, infinitos, com correntes I_1 e I_2 . A força mútua **por unidade de comprimento** é:

$$\frac{dF_{12}}{dx} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}, \text{ onde } d \text{ é a distância entre os fios.}$$

- Uma maneira mais geral de escrever a força de um campo magnético sobre um sistema com uma certa densidade de corrente é:

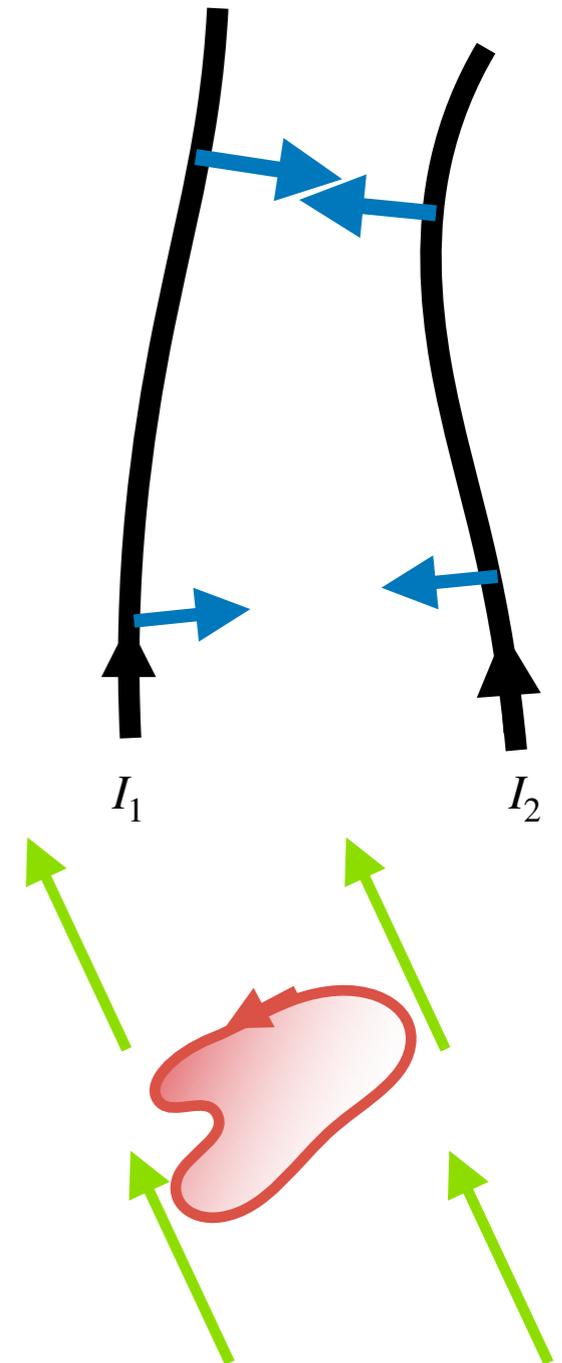
$$\vec{F} = \int dV \vec{J} \times \vec{B}$$

- Em diversas situações essa força total se anula. Considere, por exemplo, um loop fechado qualquer num campo magnético constante. Temos então:

$$\vec{F} = \oint Id\vec{l} \times \vec{B} = I \left[\oint d\vec{l} \right] \times \vec{B} = 0$$

- Entretanto, **não** é verdade que nada acontece: existe um **torque não-nulo nesse loop**:

$$\vec{\tau} = \oint \vec{r} \times d\vec{F} = \oint \vec{r} \times (Id\vec{l} \times \vec{B}) = \int dV \vec{r} \times (\vec{J} \times \vec{B})$$



Força e torque magnéticos

- Vamos então calcular o torque nesse loop qualquer, causado pelo campo magnético:

$$\vec{\tau} = \oint \vec{r} \times d\vec{F} = \oint \vec{r} \times (I d\vec{l} \times \vec{B}) = I \left[\oint \vec{r} \times d\vec{l} \right] \times \vec{B}$$

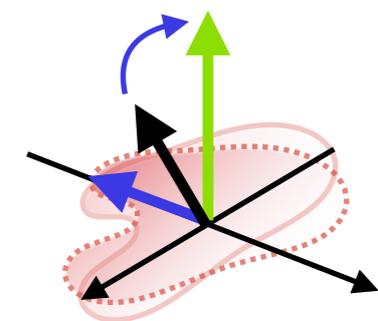
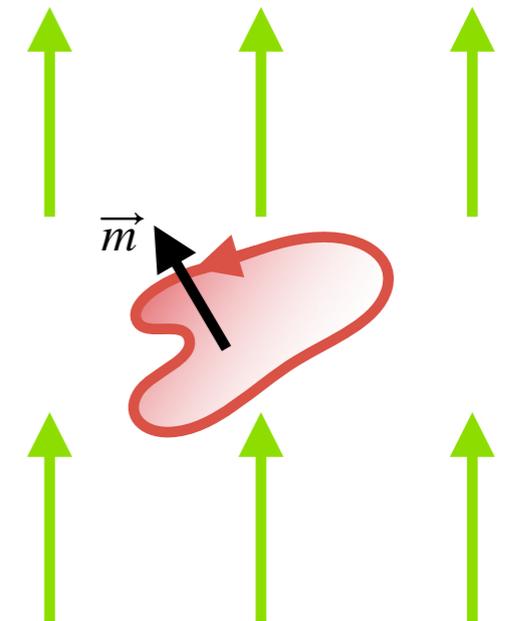
- O termo dentro das chaves é exatamente a expressão para a **área** do loop! De fato, se multiplicarmos essa área pela corrente que passa pelo loop, temos precisamente o **momento de dipolo magnético do loop**! Portanto, o torque é dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B}$$

- Isso significa que o loop tende a se **alinhar com o campo magnético**.
- De fato, nós podemos associar uma **energia potencial** com a orientação do loop e o campo magnético externo:

$$U_B = - \vec{m} \cdot \vec{B} \quad (\text{Esse é um exercício do Griffiths que é muito importante vocês fazerem!})$$

- É importante notar que essa não é a energia total do dipolo magnético no campo magnético externo. Na verdade, ao alinharmos o dipolo com o campo, vamos criar uma indução no loop, e o campo elétrico induzido realizará um trabalho que corresponde à mudança de energia. Mas veremos isso em mais detalhe quando discutirmos a Lei de Faraday.



Magnetismo na matéria

- Como vimos acima, um dipolo magnético tende a se alinhar com um campo magnético externo:

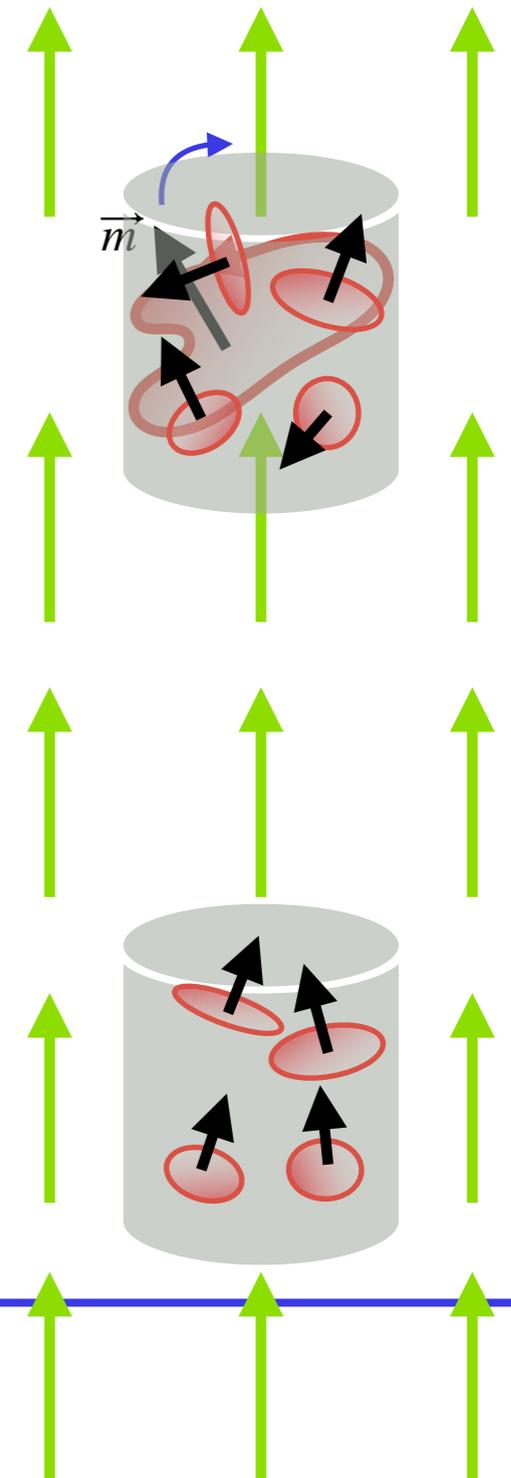
$$U_B = - \vec{m} \cdot \vec{B} .$$

- Considere agora que praticamente todos os átomos possuem dipolos magnéticos, pois os elétrons se distribuem em torno dos núcleos na forma de **orbitais** com um certo momento angular — e de fato, como vimos antes, podemos expressar os dipolos magnéticos como $\vec{m} = q \vec{L} / (2 M)$.
- Apesar de núcleos atômicos também possuírem dipolos magnéticos, eles são tipicamente muito pequenos para ter um efeito macroscópico relevante.
- Curiosamente, em alguns materiais o momento angular orbital é sub-dominante comparado com o momento angular dos **spins** dos elétrons.
- À medida que os dipolos se alinham com um campo magnético externo, eles criam um **campo magnético próprio**, mudando assim a configuração do campo magnético total.
- Lembre-se que, para um único dipolo magnético numa posição \vec{r}' , temos o potencial-vetor:

$$\vec{A}_m(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$

- Agora, considere que num **material** temos uma **distribuição** de dipolos magnéticos:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad , \quad \vec{A}_M(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\vec{M}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$



Magnetismo na matéria

- Assim como fizemos no caso de materiais dielétricos, podemos expressar as contribuições dos dipolos magnéticos do material como **termos de volume** e de **superfície**. Para ver que é o caso, lembre-se que:

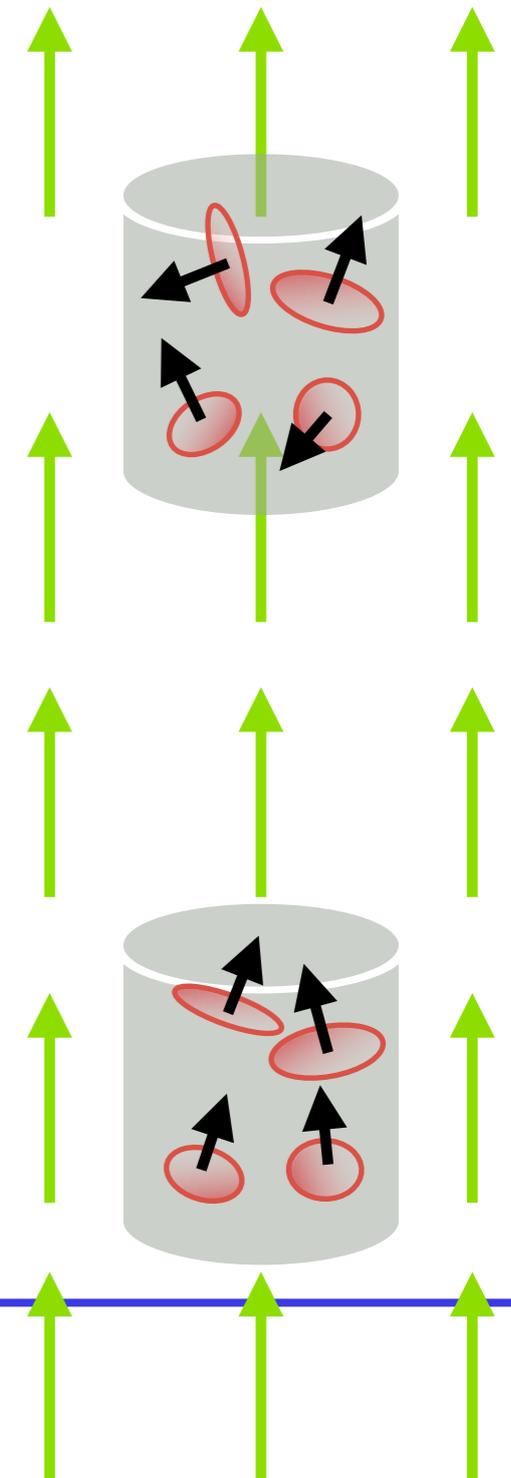
$$\vec{\nabla} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}, \quad \text{e também} \quad \vec{\nabla}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$

- Agora, usando o fato que $\vec{\nabla} \times (f\vec{F}) = f\vec{\nabla} \times \vec{F} + (\vec{\nabla}f) \times \vec{F}$, obtemos que:

$$\begin{aligned} \vec{A}_M(\vec{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{M}(\vec{r}') \times \left[\vec{\nabla}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{\nabla}' \times \left[\frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\vec{S}' \times \left[\frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] \end{aligned}$$

- Portanto, novamente em completa analogia com o que ocorreu no caso de materiais dielétricos, expressamos esses termos de volume e de superfície em termos de uma **densidade de corrente de magnetização** e de uma **densidade superficial de corrente de magnetização**:

$$\vec{J}_M = \vec{\nabla} \times \vec{M} \quad , \quad \text{e} \quad \vec{K}_M = \vec{M} \times \hat{n} \quad , \quad \text{onde } \hat{n} \text{ é a normal à superfície.}$$



Magnetismo na matéria

- A interpretação dessas correntes de magnetização é muito parecida com o caso da **polarização em dielétricos**:

Cargas de polarização:

$$\rho_P = -\nabla \cdot \vec{P}$$

$$\sigma_P = \vec{P} \cdot \hat{n}$$

Correntes de magnetização:

$$\vec{J}_M = \nabla \times \vec{M}$$

$$\vec{K}_M = \vec{M} \times \hat{n}$$

- É muito útil também nesse caso introduzir um **campo magnético efetivo** para dar conta das mudanças introduzidas pela magnetização do material. Agora, além das correntes “livres” (“free”), temos também as “**correntes de magnetização**”, que funcionam como uma fonte adicional para o campo magnético:

$$\vec{J} = \vec{J}_f + \vec{J}_M$$

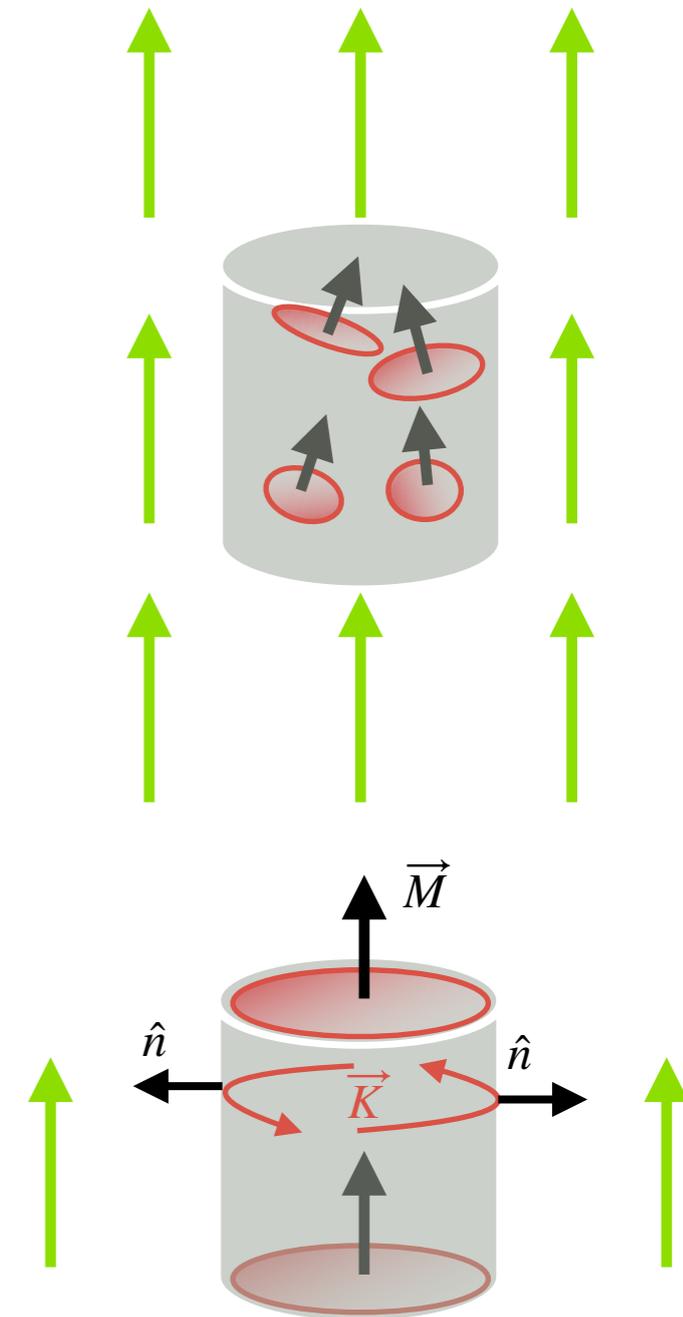
- Como $\vec{J}_M = \nabla \times \vec{M}$, a Lei de Ampère agora nos diz que:

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} = \vec{J} = \vec{J}_f + \vec{J}_M = \vec{J}_f + \nabla \times \vec{M}$$

- Podemos passar a magnetização para o lado esquerdo dessa equação, e redefinir o campo magnético em termos de um “**campo magnético macroscópico**”:

$$\nabla \times \vec{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} \right) = \vec{J}_f .$$

- Note, entretanto, que $\nabla \cdot \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{B} - \nabla \cdot \vec{M} = -\nabla \cdot \vec{M}$, mas não é necessariamente verdade que $\nabla \cdot \vec{M} \rightarrow 0$!



Condições de contorno

- Os mesmos cálculos que nos levaram às condições de contorno para o campo magnético podem ser aplicadas novamente, na presença de meios magnetizados. O resultado é que:

$$\Delta B_{\perp} = 0 \quad , \quad \text{e} \quad \Delta \vec{H}_{\parallel} = \vec{K}_f \times \hat{n}$$

Muitas vezes a primeira condição pode também ser expressada como:

$$\Delta H_{\perp} = - \Delta M_{\perp}$$

- Um exemplo simples de meios magnetizados ocorre quando o material possui uma magnetização linear:

$$\vec{M} \sim \vec{B}$$

- De fato, é mais conveniente escrever a magnetização em termos do campo magnético efetivo (“macroscópico”) \vec{H} , pois ambos possuem as mesmas dimensões:

$$\vec{M} = \chi_M \vec{H}$$

- Dessa forma, podemos escrever esse campo efetivo (agora chamado de “densidade de fluxo magnético”) como:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad , \quad \text{com} \quad \mu = \mu_0 (1 + \chi_M) \quad \text{expressando a } \mathbf{permeabilidade magnética} \text{ do material.}$$

[Exemplos no Mathematica.]

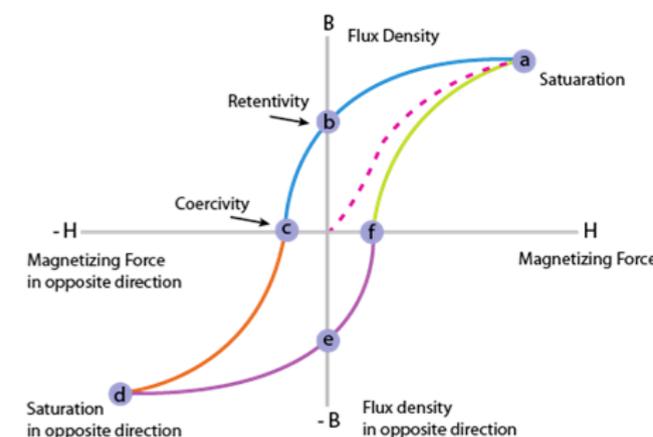
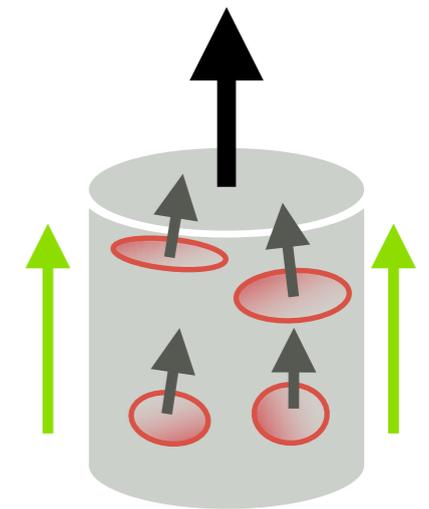
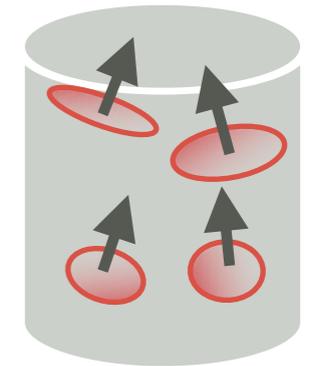
Relações constitutivas

- Materiais simples sem uma magnetização permanente têm propriedades tais que:

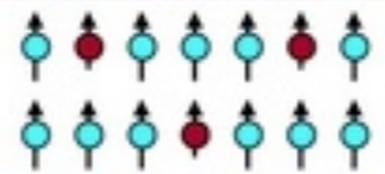
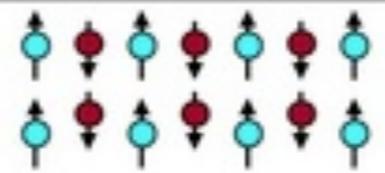
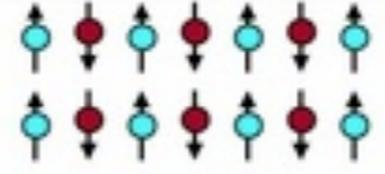
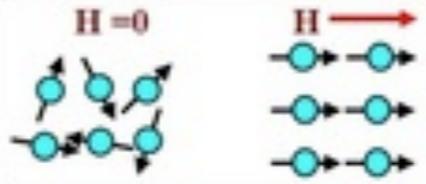
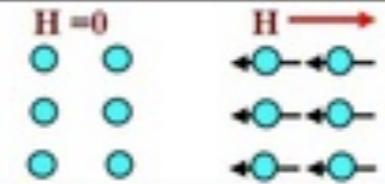
$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad , \quad \text{onde } \mu \text{ é muito próximo de } \mu_0 \text{ (com uma parte em } 10^4 \text{ ou } 10^5).$$

- Entretanto, alguns materiais (p. ex., materiais ferromagnéticos) apresentam um comportamento bem mais interessante: eles possuem uma **magnetização permanente**.
- Essa magnetização permanente pode ser interpretada como uma tendência dos dipolos magnéticos do material se **alinham espontaneamente**, o que gera um momento de dipolo macroscópico, permanente. Esses materiais podem ter $\mu \gg \mu_0$!
- A magnetização desses materiais pode, claro, ser modificada, direcionada, quando aplicamos um campo magnético externo. Mas a magnetização do material persiste, mesmo depois que retirarmos o campo externo.
- Podemos até mesmo remover a magnetização desse material, aplicando um campo magnético oposto à direção do campo magnético do material (ou seja, oposta ao dipolo magnético).
- O que isso tudo significa é que o campo magnético pode ser uma função bastante interessante do campo magnético macroscópico (efetivo): o material tem uma "memória", como mostrado na "curva de histerese"

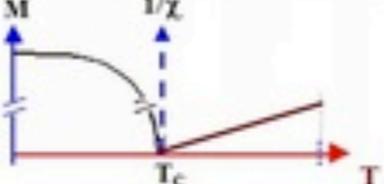
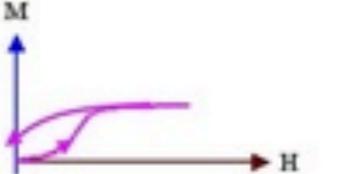
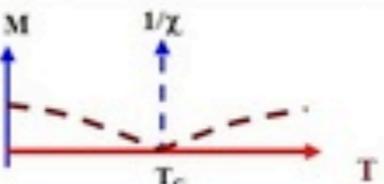
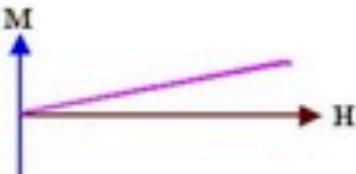
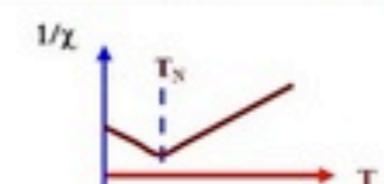
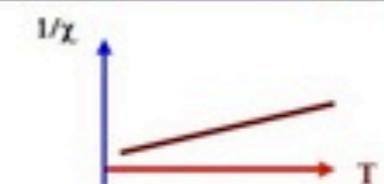
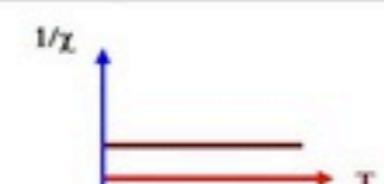
(Para uma demonstração legal, veja <https://demonstrations.wolfram.com/MagneticHysteresis/>.)



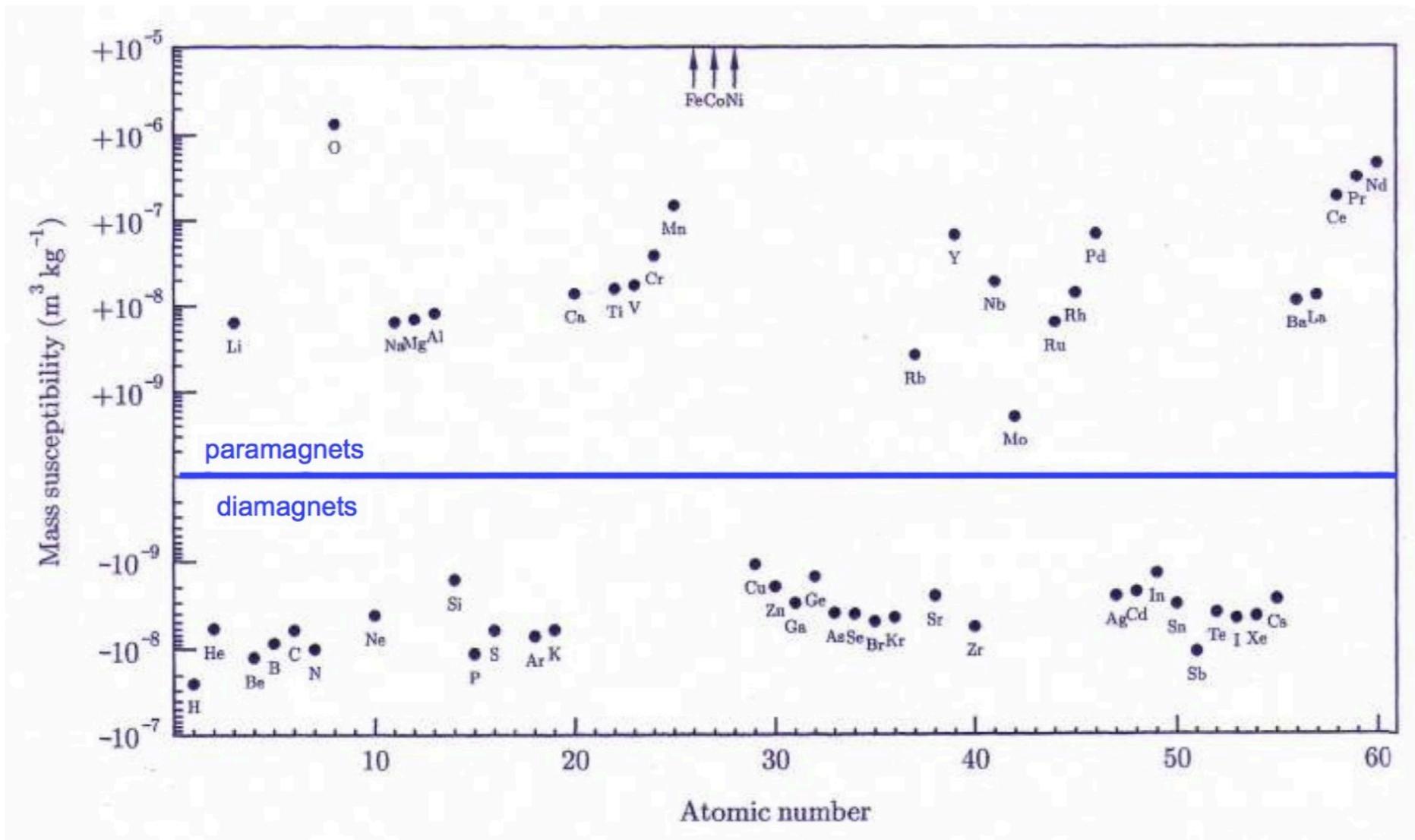
Materiais magnéticos

type	spin alignment	spin in simplified plot	examples
ferromagnetic	all spins align parallel to one another: spontaneous magnetization- $M = a + b$		Fe, Co, Ni, Gd, Dy, SmCo_5 , $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$
ferrimagnetic	most spins parallel to one another, some spins antiparallel: spontaneous magnetization- $M = a - b > 0$		magnetite (Fe_3O_4), yttrium iron garnet (YIG), GdCo_5
antiferromagnetic	periodic parallel-antiparallel spin distribution: $M = a - b = 0$		chromium, FeMn, NiO
paramagnetic	spins tend to align parallel to an external magnetic field: $M = 0 @ H=0, M > 0 @ H > 0$		oxygen, sodium, aluminum, calcium, uranium
diamagnetic	spins tend to align antiparallel to an external magnetic field $M = 0 @ H=0, M < 0 @ H > 0$		superconductors, nitrogen, copper, silver, gold, water, organic compounds

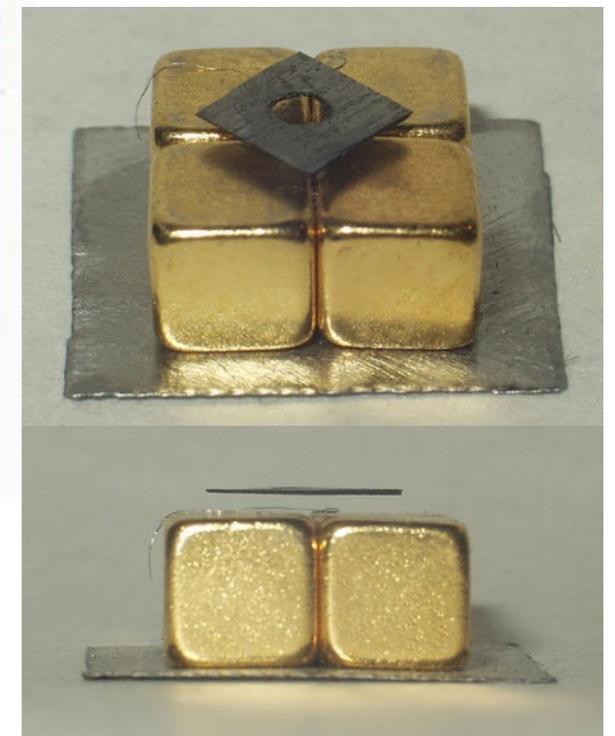
Materiais magnéticos

<u>Magnetization</u> $M = M(H)$	<u>Magnetic susceptibility</u> $\chi_{\text{mag}} = \chi_{\text{mag}}(T)$	<u>Remarks</u>
		ferromagnets: the susceptibility is large; the magnetization increases massively with h . above the <i>curie temperature</i> , t_c , paramagnetic behavior is observed.
		ferrimagnets behave like <i>ferromagnets</i> , except that the effect tends to be smaller. the $1/\chi$ is not linear at $t > t_c$
		antiferromagnets: like paramagnets at $t > t_{ne}$ (neel temperature). at $t < t_{ne}$, the χ is small, but with a t -dependence quite different from paramagnets.
		paramagnets: the χ is slightly larger than zero and decreases with t , plotted as $1/\chi(t)$ - a linear relationship
		diamagnets: the susceptibility, χ , is negative and close to zero; and there is no temperature dependence

Materiais magnéticos



Uma explicação mais completa do diamagnetismo (e da supercondutividade) terão de aguardar até que tenhamos discutido a Lei da Indução de Faraday



Próxima aula:

- Lei de Faraday
- Indução e transformação de coordenadas
- Difusão magnética

- Leitura: Griffiths, Cap. 7.1-7.2
- Leitura complementar: Jackson, Cap. 5