

Na aula passada, vimos que, quando temos um dipolo magnético em um campo magnético, a tendência do sistema é gerar um torque no momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ para ficar na mesma direção e sentido de \vec{B} , e esse torque é dado por

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

Assim, quando temos um sistema onde o dipolo magnético não está orientado na direção e sentido de um campo magnético presente, o sistema tem um acúmulo de energia potencial.

Essa energia potencial é dada por

$$dU = \tau d\theta = \mu B \sin \theta d\theta$$

onde θ é o ângulo entre $\vec{\mu}$ e \vec{B} .

Do slide anterior temos
 $dU = \tau d\theta = \mu B \sin \theta d\theta$

que integrando

$$\int_{U_0}^U dU = \mu B \int_{\theta_0}^{\theta} \sin \theta d\theta$$

$$U - U_0 = [-\mu B \cos \theta]_{\theta_0}^{\theta} = -\mu B \cos \theta + \mu B \cos \theta_0$$

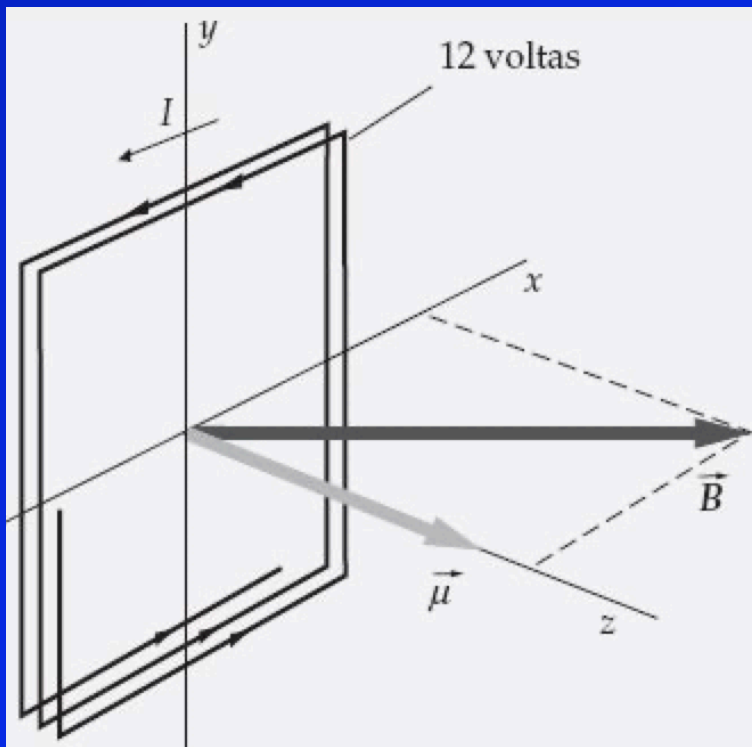
$$\therefore U = -\mu B \cos \theta \quad \text{ou} \quad U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

onde tomamos a energia potencial $U_0 = 0$ quando $\theta_0 = 90^\circ$.

Assim, $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ é a energia potencial de um dipolo magnético em um ângulo θ em relação à direção e sentido do campo magnético.

Exemplo 26-10 Torque em uma bobina

Uma bobina quadrada de 12 voltas e comprimento lateral de 40,0 cm, conduz uma corrente de 3,00 A. Ela está no plano $z = 0$ imersa em um campo magnético uniforme $\vec{B} = 0,300 \text{ T } \hat{i} + 0,400 \text{ T } \hat{k}$. Considerando o sentido da corrente como indica a figura, determine (a) o momento magnético da bobina e (b) o torque exercido na bobina. (c) Determine a energia potencial da bobina.



(a) Sabemos que $\vec{\mu} = NIA\hat{n}$ assim,

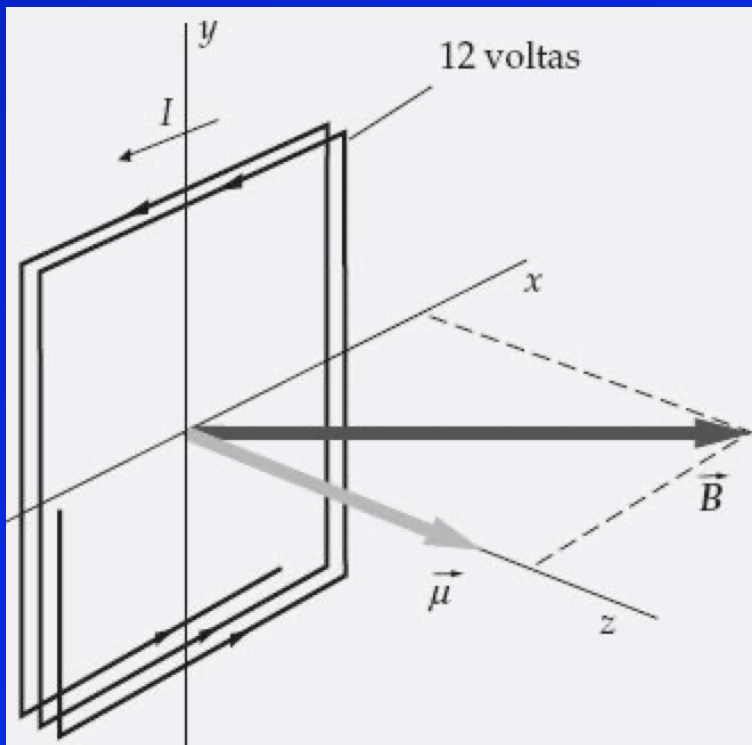
$$\begin{aligned}\vec{\mu} &= NIA\hat{k} = (12)(3,00 \text{ A})(0,400 \text{ m})^2\hat{k} \\ &= \boxed{5,76 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \hat{k}}\end{aligned}$$

(b) $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$

$$\begin{aligned}&= (5,76 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \hat{k}) \times (0,300 \text{ T } \hat{i} + 0,400 \text{ T } \hat{k}) \\ &= \boxed{1,73 \text{ N} \cdot \text{m } \hat{j}}\end{aligned}$$

Exemplo 26-10 Torque em uma bobina

Uma bobina quadrada de 12 voltas e comprimento lateral de 40,0 cm, conduz uma corrente de 3,00 A. Ela está no plano $z = 0$ imersa em um campo magnético uniforme $\vec{B} = 0,300 \text{ T } \hat{i} + 0,400 \text{ T } \hat{k}$. Considerando o sentido da corrente como indica a figura, determine (a) o momento magnético da bobina e (b) o torque exercido na bobina. (c) Determine a energia potencial da bobina.



(c)

$$\begin{aligned} U &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \\ &= -(5,76 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \hat{k}) \cdot (0,300 \text{ T } \hat{i} + 0,400 \text{ T } \hat{k}) \\ &= \boxed{-2,30 \text{ J}} \end{aligned}$$

**Quando um ímã permanente,
como a agulha de uma bússola ou um ímã em barra,
é colocado em uma região onde há um campo magnético \vec{B} ,
o campo exerce um torque no ímã que tende a girá-lo para que se
alinhe com o campo.**

**Este efeito também ocorre com limalha de ferro não magnetizada
previamente, que se torna magnetizada na presença de um campo.**

**O ímã em barra é caracterizado por um momento magnético $\vec{\mu}$,
um vetor que aponta na mesma direção e sentido que uma flecha
desenhada do polo sul ao polo norte do ímã.**

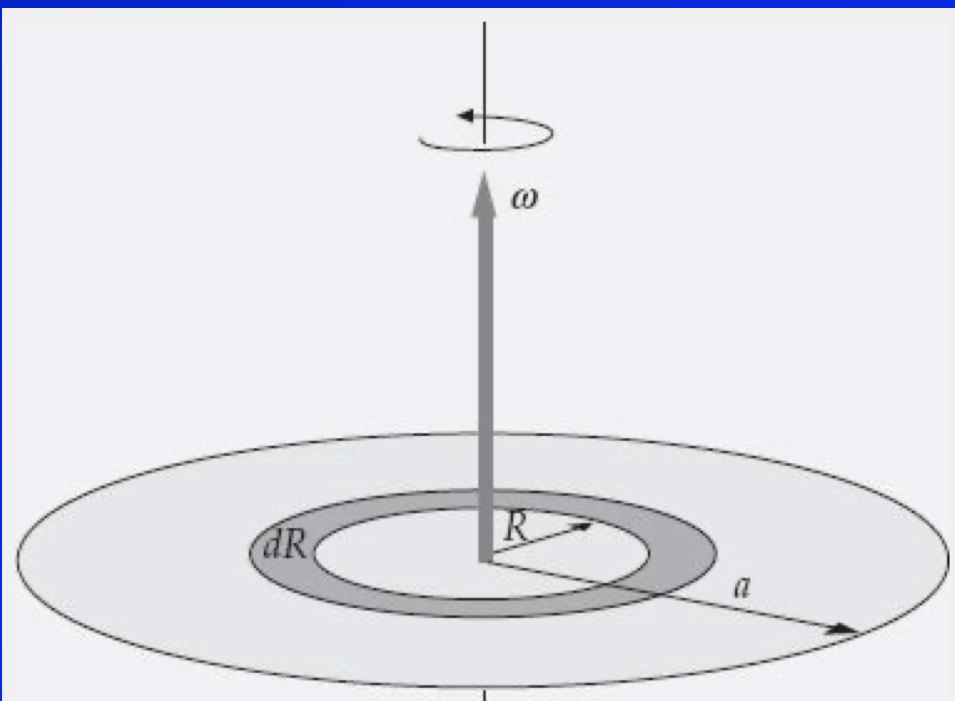
**Um pequeno ímã em barra, portanto,
se comporta como um anel de corrente.**

Exemplo 26-11 $\vec{\mu}$ de um disco girando

Um fino disco não-condutor tem raio a e densidade superficial uniforme de carga σ , gira com velocidade angular $\vec{\omega}$ em torno de um eixo que passa pelo centro do disco e é perpendicular ao plano do disco.

Determine o momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ do disco girando.

Para a solução vamos determinar o momento magnético de um elemento circular que tenha raio R e espessura dR e integrar.



A carga no elemento circular é $dq = \sigma dA = \sigma 2\pi R dR$.

Se a carga é positiva, o momento magnético está na direção e sentido de $\vec{\omega}$ e, portanto, precisamos apenas calcular sua magnitude.

Sabemos que $\vec{\mu} = NIA\hat{n}$ assim, $d\mu = A dI = \pi R^2 dI$

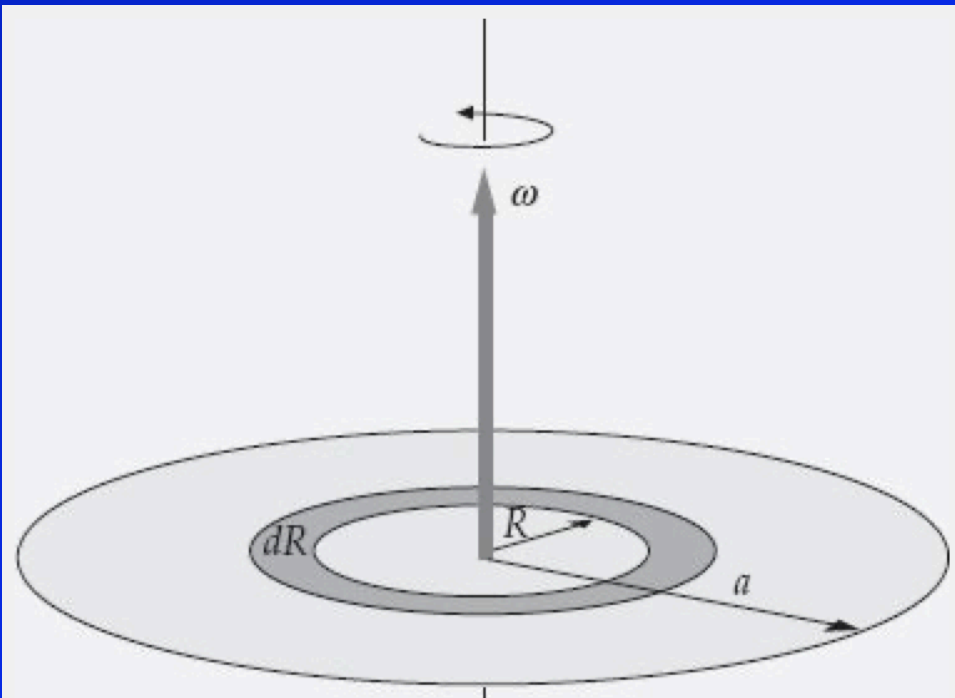
A corrente no elemento circular é a carga total dq contido nele dividida pelo período T ,

isso porque, durante um período,

toda a carga dq passa por uma seção transversal da faixa girante.

O período é dado por $T = \frac{1}{f} = \frac{1}{\omega/2\pi}$, assim

$$dI = \frac{dq}{T} = \frac{\omega}{2\pi} dq = \frac{\omega}{2\pi} \sigma dA = \frac{\omega}{2\pi} \sigma 2\pi R dR = \sigma \omega R dR$$



portanto

$$d\mu = \pi R^2 dI = \pi R^2 \sigma \omega R dR$$

assim

$$d\mu = \pi \sigma \omega R^3 dR$$

$$\mu = \int_0^a \pi \sigma \omega R^3 dR = \frac{1}{4} \pi \sigma \omega a^4$$

$$\vec{\mu} = \boxed{\frac{1}{4} \pi \sigma a^4 \vec{\omega}} \quad \text{Supondo a carga positiva}$$

26-4 Efeito Hall

Como vimos, cargas em movimento em uma região onde há um campo magnético estão sujeitas a uma força perpendicular ao seu movimento.

Quando estas cargas estão em movimento em um fio condutor, elas são empurradas para um dos lados do fio. Isto resulta em uma separação das cargas no fio, esse fenômeno é chamado de efeito Hall.

Este fenômeno nos permite determinar o sinal da carga dos portadores de carga e o número de portadores por unidade de volume, n , em um condutor. O efeito Hall também fornece um método conveniente para medir campos magnéticos.

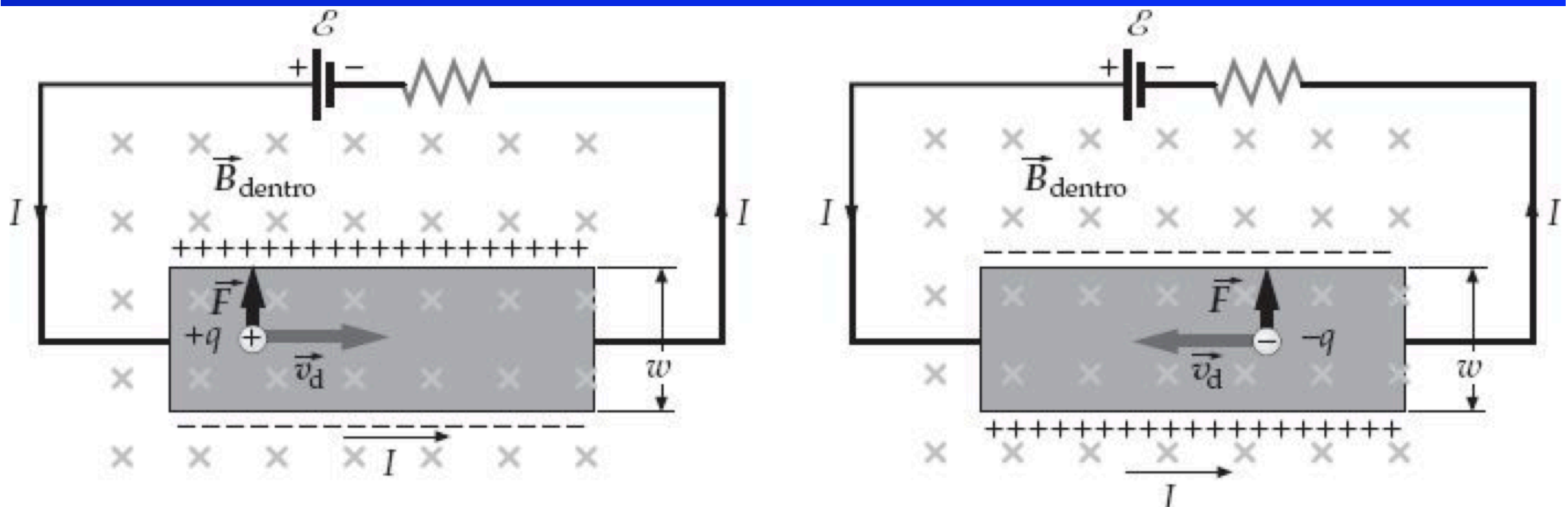
A figura mostra duas tiras condutoras com corrente I para a direita.
Um campo magnético está entrando na tela.

Vamos considerar, por enquanto, que a corrente na tira seja devida a partículas carregadas positivamente, movendo-se para a direita, como mostra a figura da esquerda.

Em média, a força magnética nessas partículas é $q\vec{v}_d \times \vec{B}$.

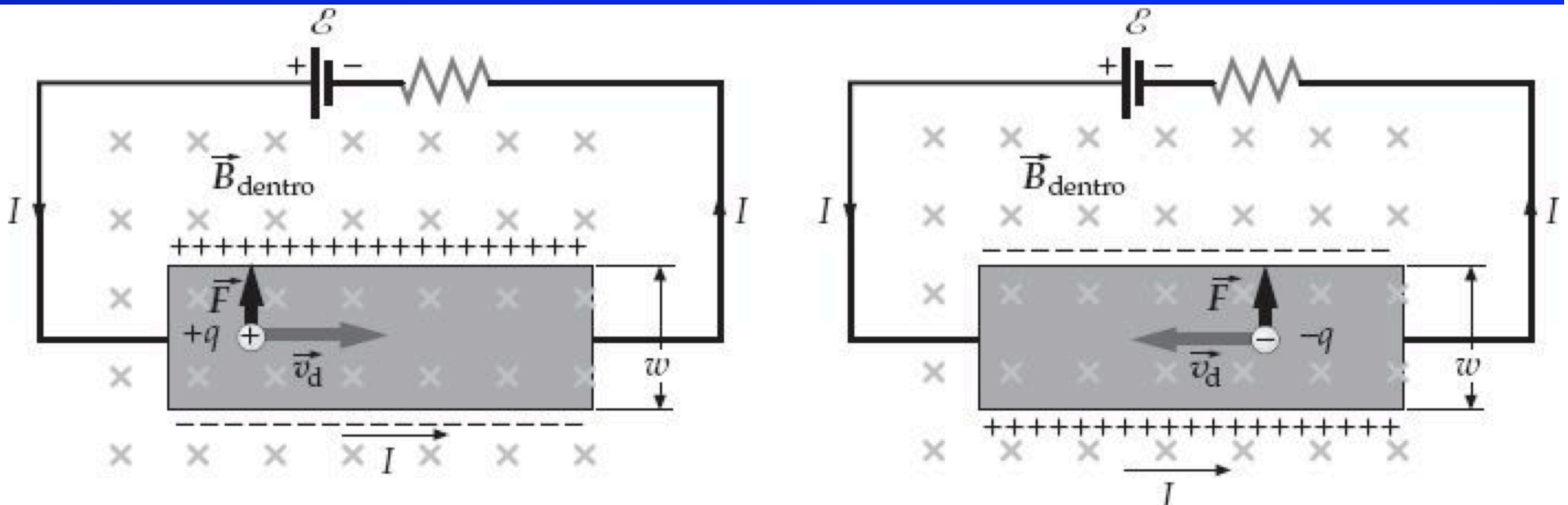
Esta força é dirigida para cima na tela.

As partículas carregadas positivamente movem-se, então, para cima.



Esta separação de cargas produz um campo elétrico na tira que gera uma força oposta à produzida pelo campo magnético.

Quando as forças elétrica e magnética se equilibram, não ocorre mais a deriva dos portadores de carga para cima da tira, mantendo uma diferença de potencial entre a parte de cima e de baixo da tira, que pode ser medida usando um voltímetro sensível.

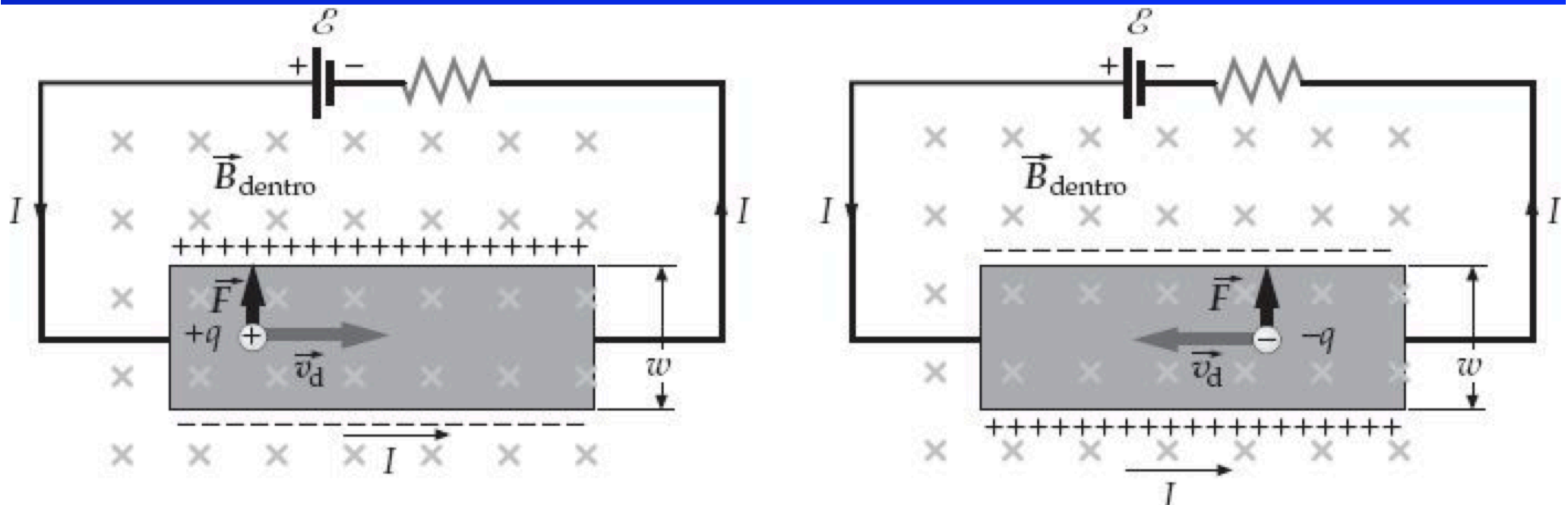


Considere, agora, que a corrente seja devida a partículas carregadas negativamente, movendo-se para a esquerda, como mostra a figura da direita.

A força magnética é $q\vec{v}_d \times \vec{B}$, novamente, para cima na tela, pois o sinal de q e o sentido de \vec{v}_d foram invertidos.

Os portadores de carga (negativa) são forçados para a borda superior da tira e a borda inferior fica com carga positiva.

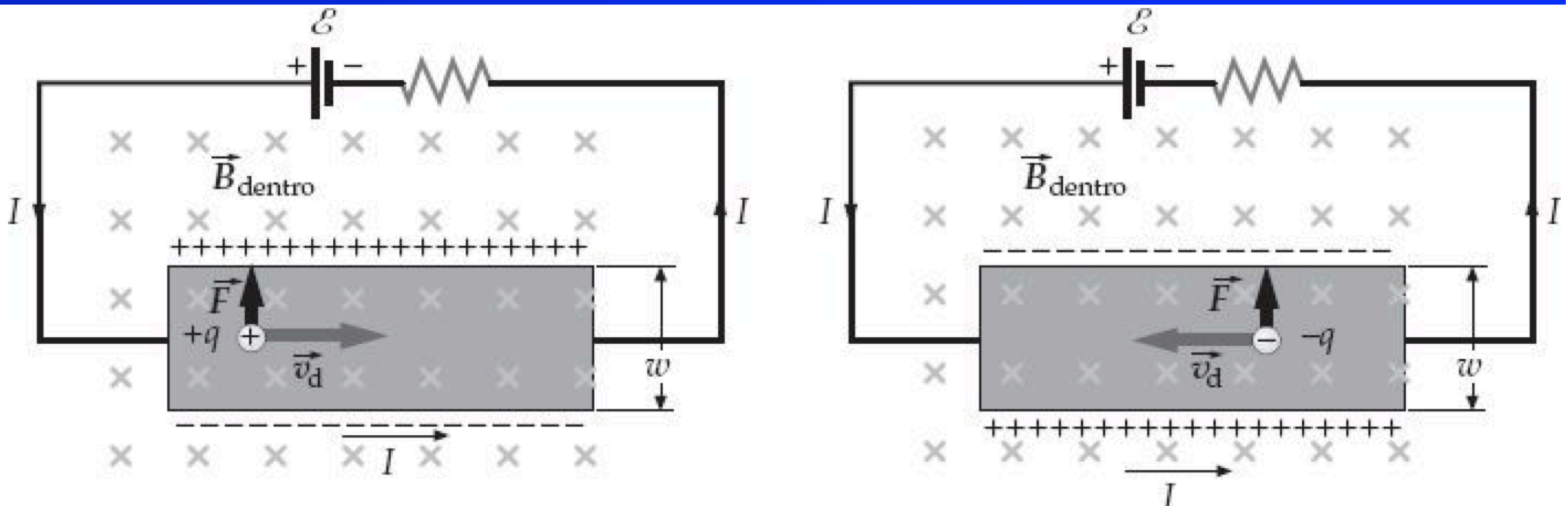
Assim, a medida do sinal da diferença de potencial entre as partes superior e inferior da tira informa o sinal dos portadores de carga.



Para uma tira metálica,
a figura à direita é a ilustração certa,
onde a borda superior está em um potencial menor que a borda inferior, o que significa que a parte superior deve ter carga negativa.

Foi uma medida como esta que levou à descoberta que os portadores de carga em metais são carregados negativamente.

A diferença de potencial entre o topo e a base da tira é chamada de **tensão Hall**.



Podemos calcular a magnitude da tensão Hall em termos da velocidade de deriva.

O módulo da força magnética sobre a carga em movimento na tira é

$$|\vec{F}_B| = qv_d B.$$

Esta força magnética é equilibrada pela força elétrica de módulo

$$|\vec{F}_E| = qE_H$$

onde E_H é o campo elétrico devido à separação entre as cargas.

Portanto, temos $E_H = v_d B$,

e se a largura da tira é w , a diferença de potencial é $E_H w$.

A tensão Hall é, então,

$$V_H = E_H w = v_d B w$$

A tensão Hall permite a medida de campos magnéticos.

Uma dada tira pode ser calibrada para medir a tensão Hall para uma dada corrente e campo magnético conhecidos.

Então, a tira pode ser usada para medir um campo magnético desconhecido medindo a tensão Hall para uma dada corrente.

A partir de medidas de tensão Hall para uma tira de um dado tamanho, podemos determinar o número de portadores de carga n por unidade de volume na tira.

Sabemos que a corrente é dada por $|I| = |q|nv_dA$,
onde A é a área da seção transversal da tira.

Para uma tira de largura ω e espessura t , a área da seção transversal é $A = \omega t$. Como os portadores de carga são elétrons, a quantidade $|q|$ é a carga fundamental.

A densidade de número de portadores de carga n é, então, dada por

$$n = \frac{|I|}{A|q|v_d} = \frac{|I|}{\omega t e v_d}$$

Mas, do slide anterior $V_H = E_H \omega = v_d B \omega \therefore V_H/B = v_d \omega$, portanto

$$n = \frac{|I|B}{teV_H}$$

Exemplo 26-1 Densidade de número de portadores de carga na prata

Uma lâmina de prata tem espessura igual a 1,00 mm, largura igual a 1,50 cm e corrente igual a 2,50 A, em uma região onde há um campo magnético de módulo igual a 1,25 T perpendicular à lâmina.

A tensão Hall medida é 0,334 μV .

- (a) Calcule a densidade do número de portadores de carga.
(b) Calcule a densidade de número de átomos, que tem densidade $\rho = 10,5 \text{ g/cm}^3$ e massa molar $M = 107,9 \text{ g/mol}$, e compare a densidade de número de átomos com o resultado do item (a).

(a)

$$n = \frac{|I|B}{teV_H} = \frac{(2,50 \text{ A})(1,25 \text{ T})}{(1,00 \times 10^{-3} \text{ m})(1,60 \times 10^{-19} \text{ C})(3,34 \times 10^{-7} \text{ V})}$$
$$= \boxed{5,85 \times 10^{28} \text{ elétrons/m}^3}$$

(b) Calcule a densidade de número de átomos, que tem densidade $\rho = 10,5 \text{ g/cm}^3$ e massa molar $M = 107,9 \text{ g/mol}$, e compare a densidade de número de átomos com o resultado do item (a).

$$n_a = \rho \frac{N_A}{M} = (10,5 \text{ g/cm}^3) \frac{6,02 \times 10^{23} \text{ átomos/mol}}{107,9 \text{ g/mol}}$$
$$= \boxed{5,86 \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3 = 5,86 \times 10^{28} \text{ átomos/m}^3}$$

O resultado indica que a densidade do número de portadores de carga na prata é igual ao número de átomos por unidade de volume.

Capítulo 27 do Tipler (6ª edição)

Fontes de Campo Magnético

27-1 O campo magnético de cargas puntiformes em movimento

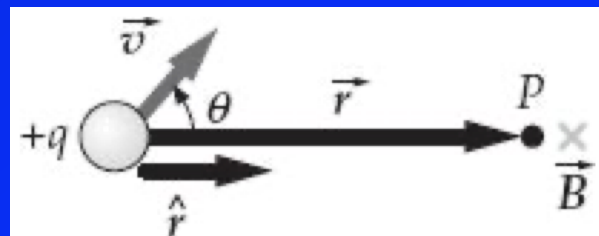
Quando uma carga puntiforme q move-se com velocidade \vec{v} , ela produz um campo magnético \vec{B} no espaço, dado por

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$$

onde \hat{r} é um vetor unitário que aponta para o ponto de campo P a partir da carga q em movimento com velocidade \vec{v} , e μ_0 é a constante magnética (permeabilidade do espaço livre) que é definida por

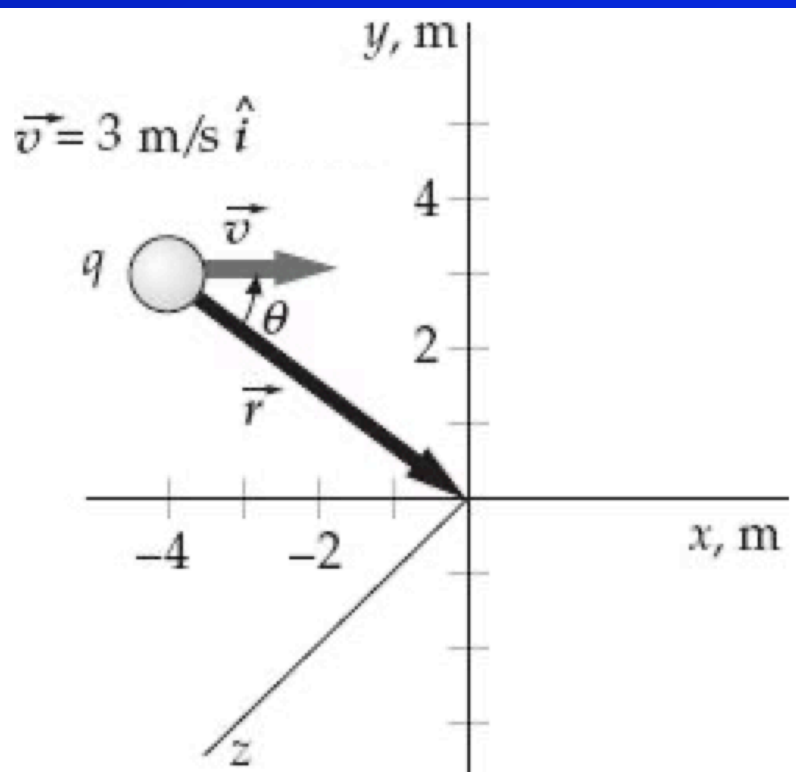
$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A} = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$$

(é uma constante definida, portanto, exata)



Exemplo 27-1 Campo magnético de uma carga puntiforme em movimento

Uma partícula puntiforme com carga $q = 4,5 \mu\text{C}$ está se movendo com velocidade $\vec{v} = 3,0 \text{ m/s } \hat{i}$ ao longo da linha $y = 3,0 \text{ m}$ no plano $z = 0$. Determine o campo magnético \vec{B} na origem produzido por esta carga quando ela está no ponto $x = -4,0 \text{ m}, y = 3,0 \text{ m}$, como mostra a figura.



$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$$

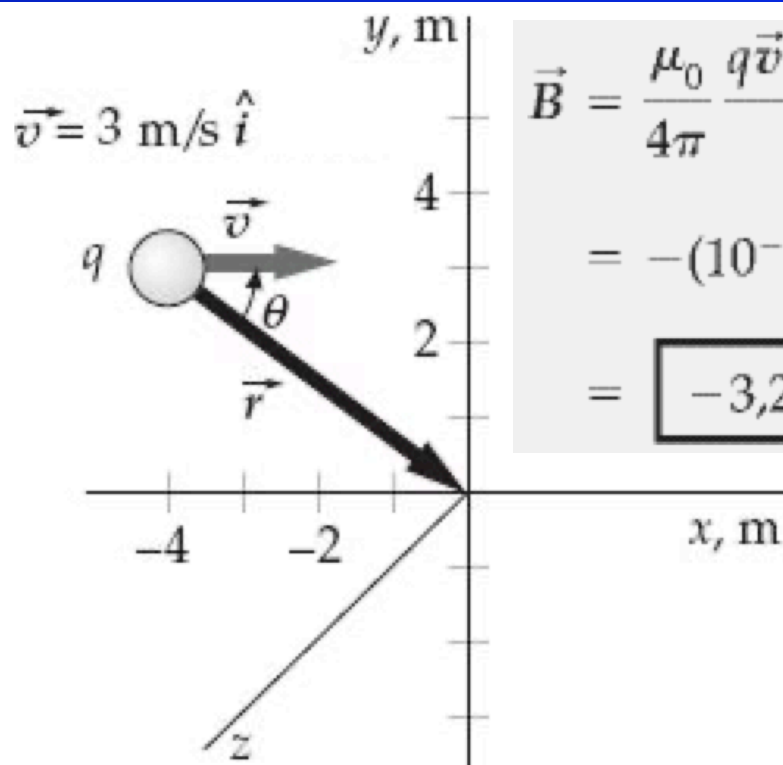
$$\vec{r} = 4,0 \text{ m } \hat{i} - 3,0 \text{ m } \hat{j}$$

$$r = \sqrt{4,0^2 + 3,0^2} \text{ m} = 5,0 \text{ m}$$

$$\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r} = \frac{4,0 \text{ m } \hat{i} - 3,0 \text{ m } \hat{j}}{5,0 \text{ m}} = 0,80 \hat{i} - 0,60 \hat{j}$$

Exemplo 27-1 Campo magnético de uma carga puntiforme em movimento

Uma partícula puntiforme com carga $q = 4,5 \mu\text{C}$ está se movendo com velocidade $\vec{v} = 3,0 \text{ m/s } \hat{i}$ ao longo da linha $y = 3,0 \text{ m}$ no plano $z = 0$. Determine o campo magnético \vec{B} na origem produzido por esta carga quando ela está no ponto $x = -4,0 \text{ m}, y = 3,0 \text{ m}$, como mostra a figura.



$$\begin{aligned}\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q(v\hat{i}) \times (0,80\hat{i} - 0,60\hat{j})}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q(-0,60v\hat{k})}{r^2} \\ &= -(10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{(4,5 \times 10^{-6} \text{ C})(0,60)(3,0 \text{ m/s})}{(5,0 \text{ m})^2} \hat{k} \\ &= \boxed{-3,2 \times 10^{-14} \text{ T } \hat{k}}\end{aligned}$$

27-2 O campo magnético de correntes: a Lei de Biot–Savart

Uma forma diferencial de definir o campo magnético é

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \hat{r}}{r^2}$$

que consiste da Lei de Biot–Savart.

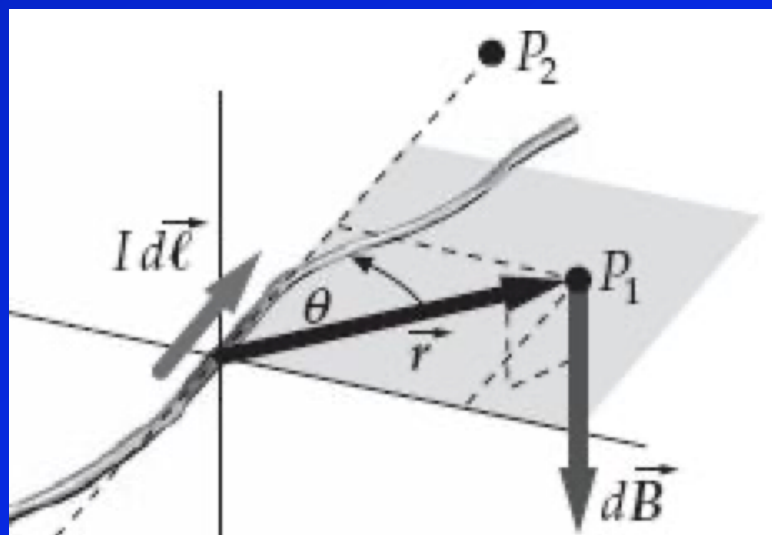
A equação $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$, juntamente com a lei de Biot-Savart, são consideradas equivalente à Lei de Coulomb, mas para campos magnéticos.

Notem que, na lei de Biot-Savart, está presente o elemento de corrente $I d\vec{\ell}$, já definido anteriormente, quando discutimos forças em elementos de corrente.

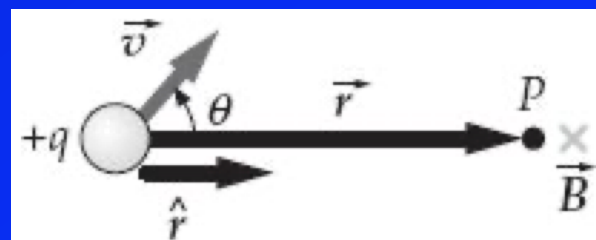
Assim, através da lei de Biot-Savart,

Podemos calcular o campo magnético devido à corrente total em um circuito, integrando sobre todos os elementos de corrente no circuito.

É importante notar que, em um ponto ao longo da linha de um elemento de corrente, como é o caso do ponto P_2 na figura, o campo magnético devido a esse elemento de corrente é zero.



$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \hat{r}}{r^2}$$

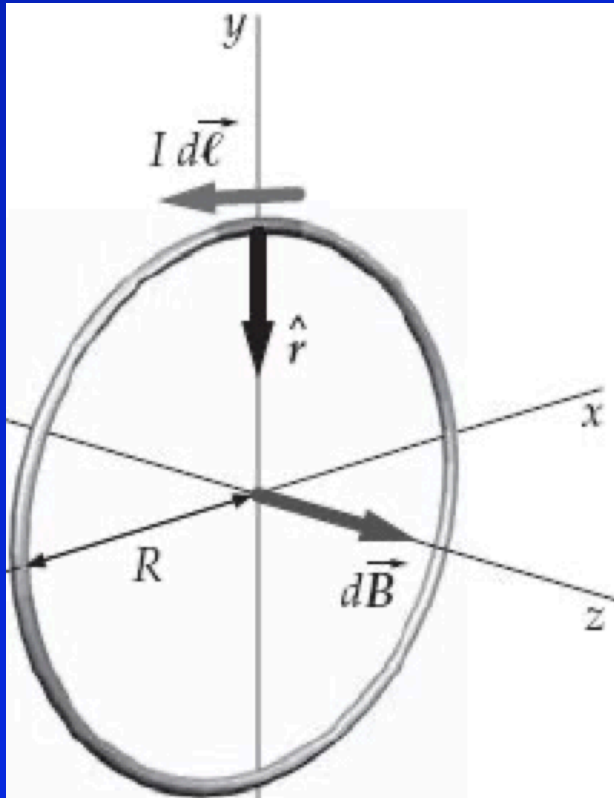


$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$$

\vec{B} devido a um anel de corrente

Calcularemos, inicialmente, o campo magnético \vec{B} no centro do anel.

A figura mostra um elemento de corrente $I d\vec{\ell}$ de um anel de raio R e o vetor unitário \hat{r} , que aponta do elemento de corrente até o ponto onde queremos determinar o campo magnético.



Pela simetria do sistema temos que $I d\vec{\ell}$ será sempre perpendicular a \hat{r} , gerando um campo magnético com a direção do eixo do anel e no sentido positivo de \hat{k} , quanto ao módulo, teremos

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\ell}{4\pi R^2}, \text{ que integrando fica}$$
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \oint d\ell = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} 2\pi R \text{ e, portanto}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2R} \hat{k}$$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{\ell} \times \hat{r}}{4\pi r^2}$$

Agora, calcularemos o campo magnético no eixo do anel.

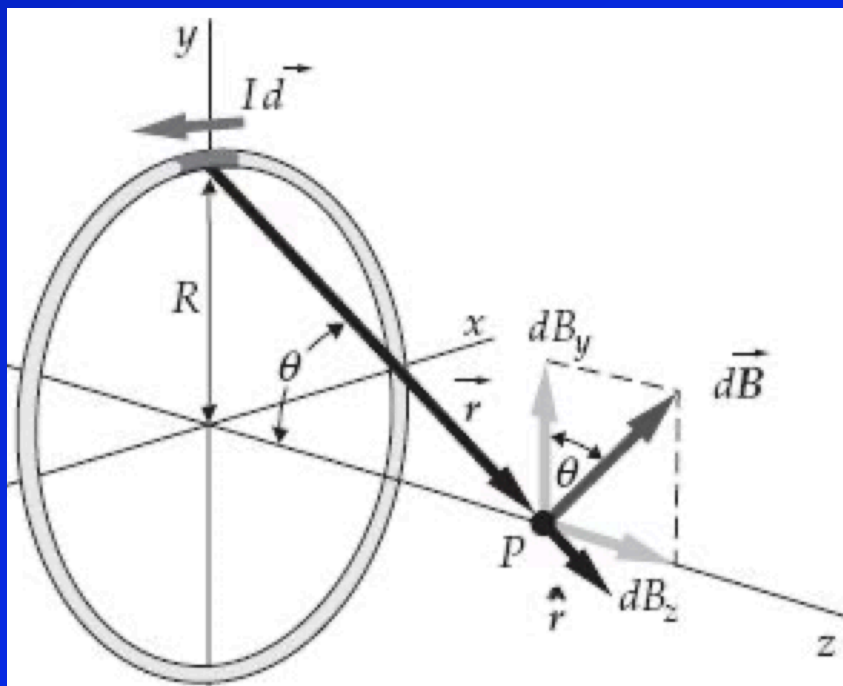
A figura mostra um elemento de corrente $I d\vec{\ell}$ do anel e o vetor unitário \hat{r} , que aponta do elemento de corrente até o ponto onde queremos determinar o campo magnético.

Pela simetria do sistema também temos que

$I d\vec{\ell}$ será sempre perpendicular a \hat{r} ,

mas o campo magnético gerado por cada elemento de corrente terá uma componente na direção do eixo do anel e outra componente perpendicular ao eixo do anel.

Mas, usando novamente a simetria do sistema, as componentes do campo magnético perpendiculares ao eixo do anel, dB_y , se cancelam aos pares. Sobrando apenas a soma de todas as componentes do campo magnético na direção do eixo do anel dB_z , assim



$$dB_z = dB \sin \theta$$

Considerando ainda que r é a distância entre cada elemento de corrente e o ponto onde queremos determinar o campo magnético, temos que $r^2 = z^2 + R^2$ e então

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I |d\vec{\ell} \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\ell}{(z^2 + R^2)}$$

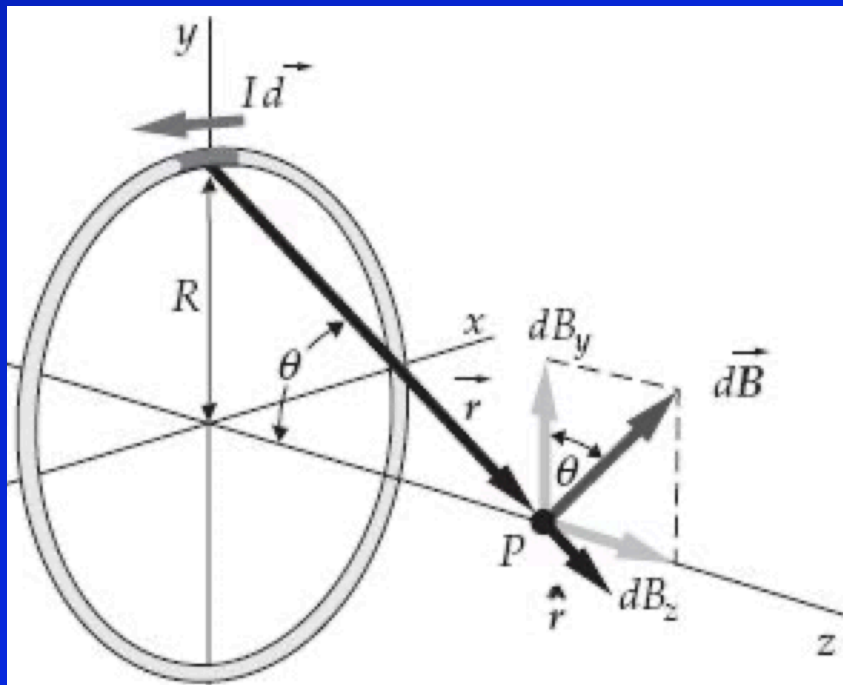
Tomando, agora, apenas a componente na direção do eixo do anel

$$dB_z = dB \sin \theta = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\ell}{(z^2 + R^2)} \right) \left(\frac{R}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right)$$

$$\therefore dB_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR d\ell}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

e integrando

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} \oint d\ell$$

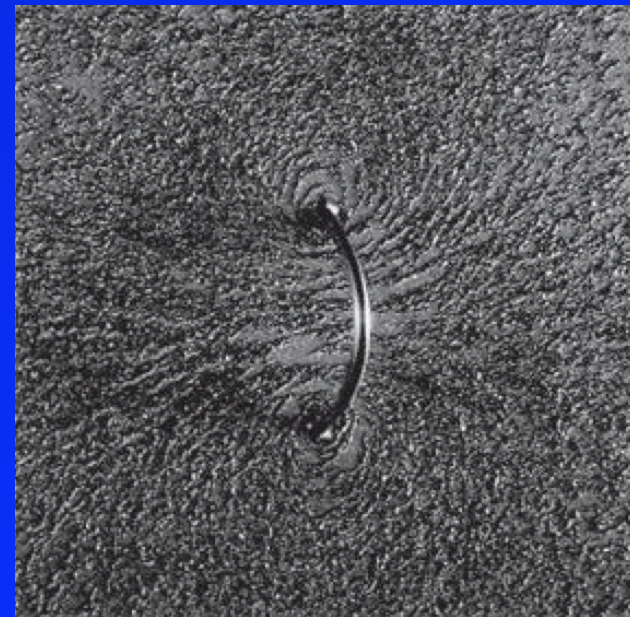
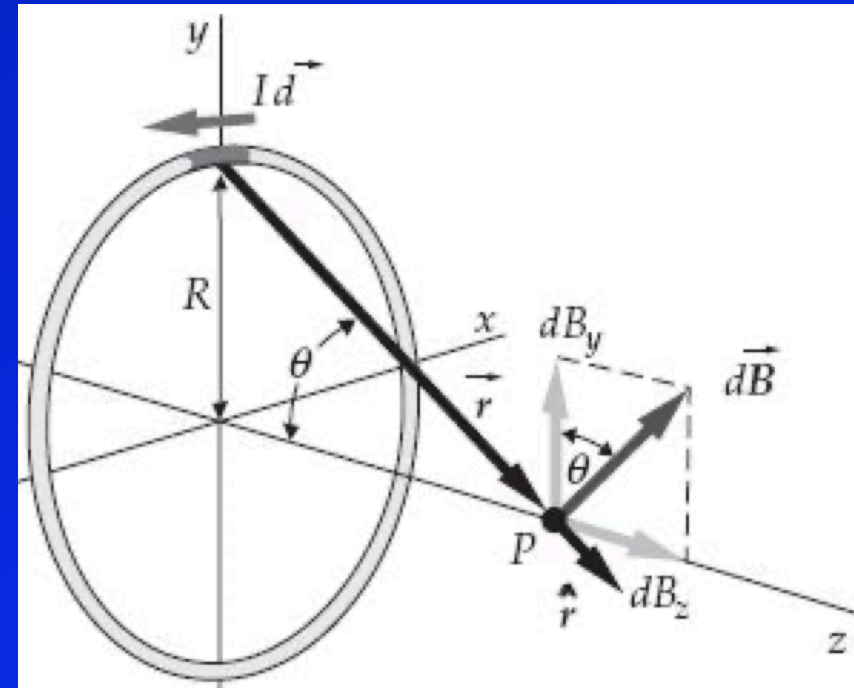
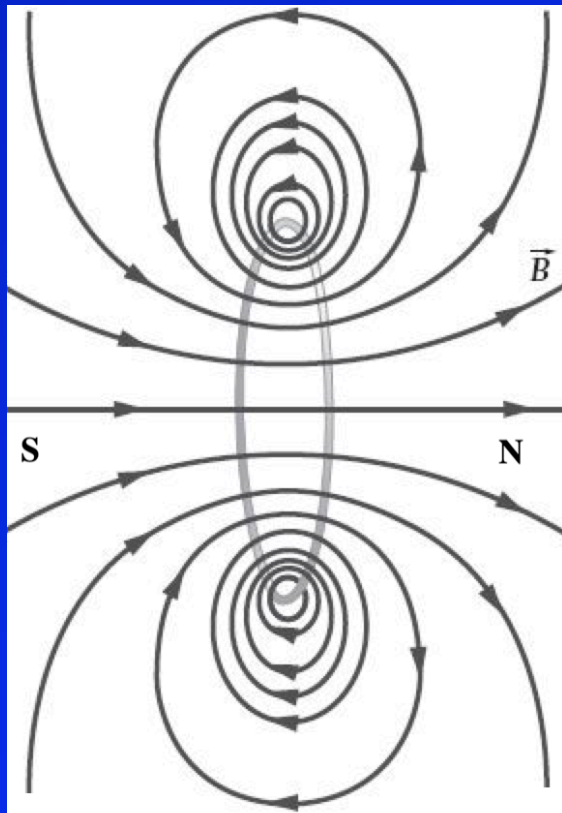


$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \hat{r}}{r^2}$$

Que gera, portanto,

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} 2\pi R$$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$



No slide anterior, chegamos que o campo magnético no eixo de um anel de corrente é dado por

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

A grandes distâncias do anel, $|z| \gg R$, teremos $(z^2 + R^2)^{3/2} \approx (z^2)^{3/2} = |z|^3$.

Assim,

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I\pi R^2}{|z|^3} \text{ ou } B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3} \text{ onde } \mu = I\pi R^2 \text{ é o}$$

módulo do momento de dipolo magnético do anel.

Esta é outra semelhança entre campos elétricos e magnéticos, pois o campo de um dipolo elétrico a grandes distâncias é

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{|z|^3} \text{ onde } p \text{ é o momento do dipolo elétrico.}$$

Exemplo 27-2 Determine \vec{B} no eixo de uma bobina

Uma bobina circular tem raio igual a 5,00 cm, 12 voltas, está no plano $z = 0$ e centrada na origem.

Ela conduz uma corrente de 4,00 A e o momento magnético da bobina está na direção $+z$.

Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$, determine o campo magnético no eixo z em (a) $z = 0$, (b) $z = 15,0$ cm e (c) $z = 3,00$ m. (d) Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3}$, determine o campo magnético no eixo z em $z = 3,00$ m.

O campo magnético de um anel com N voltas tem o módulo N vezes maior do que o de uma única volta.

(a) Para $z = 0$, temos $B = \frac{\mu_0 N I}{2R}$

$$\begin{aligned} &= (4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{(12)(4,00 \text{ A})}{2(0,0500 \text{ m})} \\ &= \boxed{6,03 \times 10^{-4} \text{ T}} \end{aligned}$$

Exemplo 27-2 Determine \vec{B} no eixo de uma bobina

Uma bobina circular tem raio igual a 5,00 cm, 12 voltas, está no plano $z = 0$ e centrada na origem.

Ela conduz uma corrente de 4,00 A e o momento magnético da bobina está na direção $+z$.

Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$, determine o campo magnético no eixo z em (a) $z = 0$, (b) $z = 15,0$ cm e (c) $z = 3,00$ m. (d) Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3}$, determine o campo magnético no eixo z em $z = 3,00$ m.

(b) Para $z = 15,0$ cm

$$\begin{aligned} B_z &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 N I}{(z^2 + R^2)^{3/2}} \\ &= (10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{2\pi (0,0500 \text{ m})^2 (12) (4,00 \text{ A})}{[(0,1500 \text{ m})^2 + (0,0500 \text{ m})^2]^{3/2}} \\ &= \boxed{1,91 \times 10^{-5} \text{ T}} \end{aligned}$$

Exemplo 27-2 Determine \vec{B} no eixo de uma bobina

Uma bobina circular tem raio igual a 5,00 cm, 12 voltas, está no plano $z = 0$ e centrada na origem.

Ela conduz uma corrente de 4,00 A e o momento magnético da bobina está na direção $+z$.

Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$, determine o campo magnético no eixo z

em (a) $z = 0$, (b) $z = 15,0$ cm e (c) $z = 3,00$ m. (d) Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3}$,

determine o campo magnético no eixo z em $z = 3,00$ m.

(c) Para $z = 3,00$ m

$$\begin{aligned} B_z &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 N I}{(z^2 + R^2)^{3/2}} \\ &= (10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{2\pi (0,0500 \text{ m})^2 (12)(4,00 \text{ A})}{[(3,00 \text{ m})^2 + (0,0500 \text{ m})^2]^{3/2}} \\ &= \boxed{2,79 \times 10^{-9} \text{ T}} \end{aligned}$$

Exemplo 27-2 Determine \vec{B} no eixo de uma bobina

Uma bobina circular tem raio igual a 5,00 cm, 12 voltas, está no plano $z = 0$ e centrada na origem.

Ela conduz uma corrente de 4,00 A e o momento magnético da bobina está na direção $+z$.

Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$, determine o campo magnético no eixo z

em (a) $z = 0$, (b) $z = 15,0$ cm e (c) $z = 3,00$ m. (d) Usando $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3}$,

determine o campo magnético no eixo z em $z = 3,00$ m.

(d) Para $z = 3,00$ m usando agora $B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3}$

onde $\mu = NI\pi R^2 = (12)(4,00 \text{ A}) \pi (0,0500 \text{ m})^2 = 0,377 \text{ A} \cdot \text{m}^2$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu}{|z|^3} = (10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{2(0,377 \text{ A} \cdot \text{m}^2)}{(3,00 \text{ m})^3}$$
$$= \boxed{2,79 \times 10^{-9} \text{ T}}$$