

Força magnética entre fios paralelos

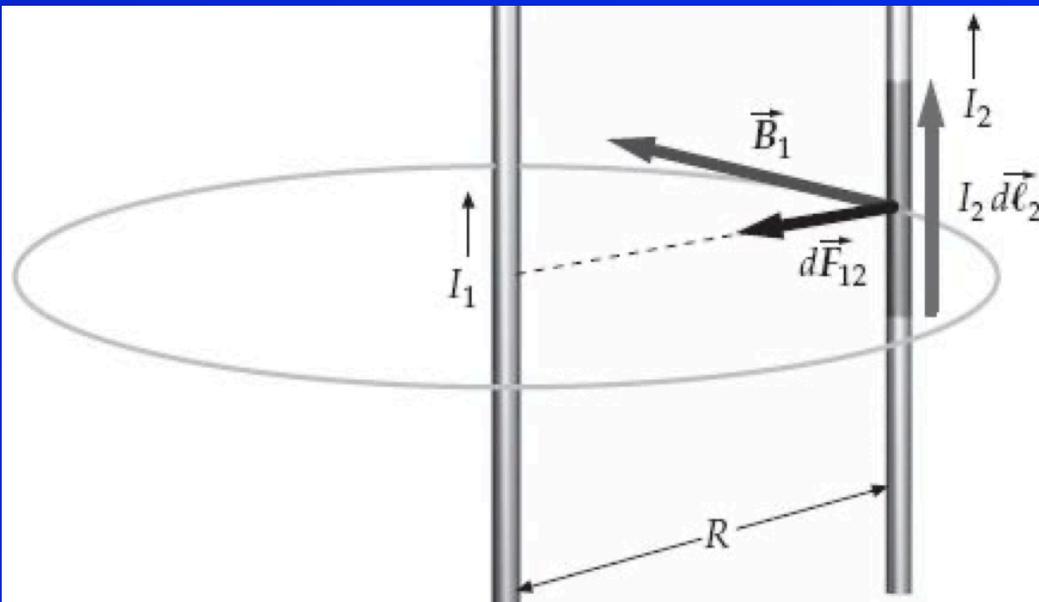
Podemos usar a equação

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$$

para o campo magnético devido a um fio condutor retilíneo longo, e

$$d\vec{F} = I d\vec{\ell} \times \vec{B}$$

para a força exercida por um campo magnético em um segmento de fio conduzindo corrente (vimos há 2 semanas atrás).



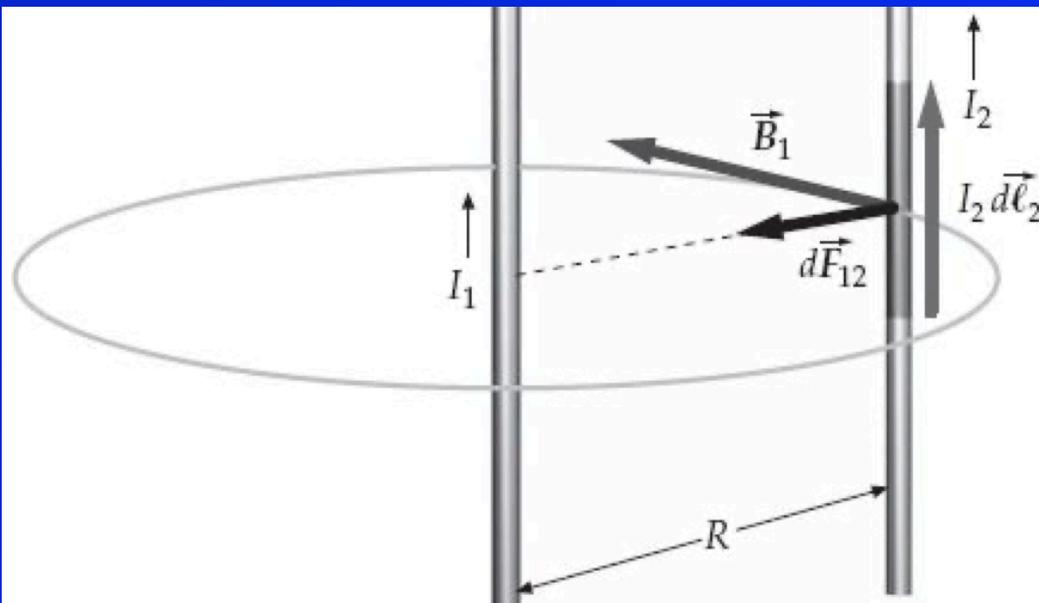
Assim podemos determinar a força magnética exercida por um fio condutor, longo e retilíneo, sobre outro fio. A figura mostra dois fios longos e paralelos conduzindo corrente no mesmo sentido.

Consideraremos a força $d\vec{F}$ em um elemento de corrente $I_2 d\vec{\ell}_2$, devido ao campo magnético \vec{B}_1 , gerado pela corrente corrente I_1 .

Como $d\vec{F} = I d\vec{\ell} \times \vec{B}$, então $d\vec{F}$ é perpendicular ao segmento $d\vec{\ell}_2$. Isto é verdade para todos os elementos de corrente ao longo do fio 2.

A força dada por $d\vec{F}_{12} = I_2 d\vec{\ell}_2 \times \vec{B}_1$ no elemento de corrente $I_2 d\vec{\ell}_2$ aponta para o fio 1, como pode ser visto pela aplicação da regra da mão direita.

Da mesma forma, um segmento de corrente $I_1 d\vec{\ell}_1$ estará sujeito a uma força, dirigida para o fio 2 devida ao campo magnético gerado pela corrente I_2 , e essa força é dada por $d\vec{F}_{21} = I_1 d\vec{\ell}_1 \times \vec{B}_2$.



Assim, duas correntes paralelas se atraem.

Se o sentido de uma das correntes for invertido, as forças também serão invertidas e, portanto, duas correntes antiparalelas se repelem.

A magnitude da força magnética no elemento de corrente $I_2 d\vec{\ell}_2$ é

$$dF_{12} = |I_2 d\vec{\ell}_2 \times \vec{B}_1|$$

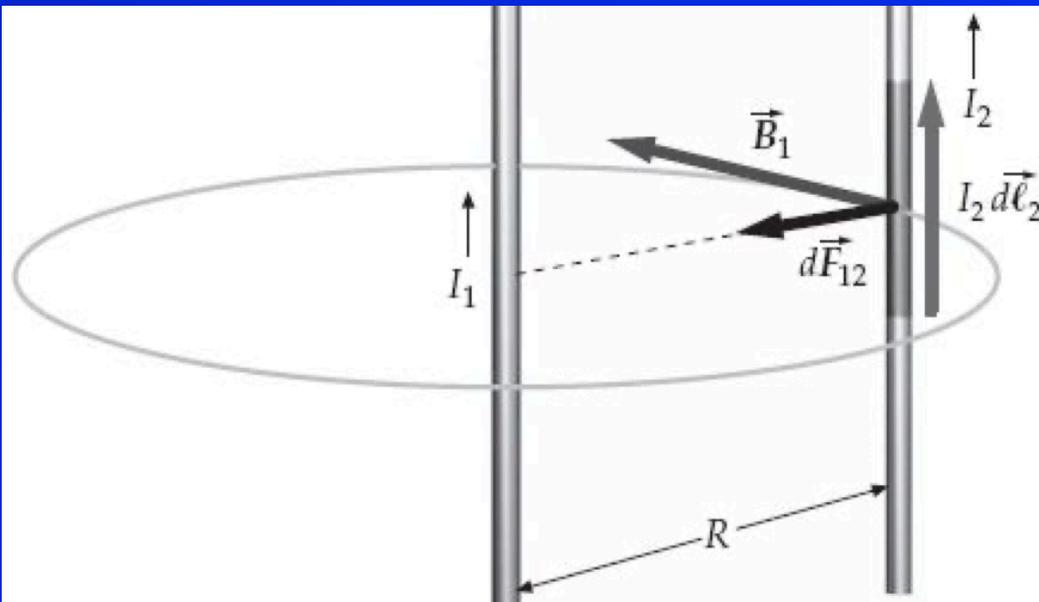
Como o campo magnético \vec{B}_1 , na posição do elemento de corrente $I_2 d\vec{\ell}_2$, é perpendicular ao elemento de corrente, temos

$$dF_{12} = I_2 d\ell_2 B_1$$

Se a distância R entre os fios é muito menor que seus comprimentos, o campo magnético \vec{B}_1 em $I_2 d\vec{\ell}_2$ devido à corrente I_1 tende ao campo de um fio condutor infinitamente longo, que é

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$$

A magnitude da força no segmento $I_2 d\vec{\ell}_2$ é, portanto,



$$dF_{12} = I_2 d\ell_2 \frac{\mu_0 I_1}{2\pi R}$$

e a força por unidade de comprimento é

$$\frac{dF_{12}}{d\ell_2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{R}$$

No Capítulo 21 vimos que o coulomb foi definido em termos do ampère:

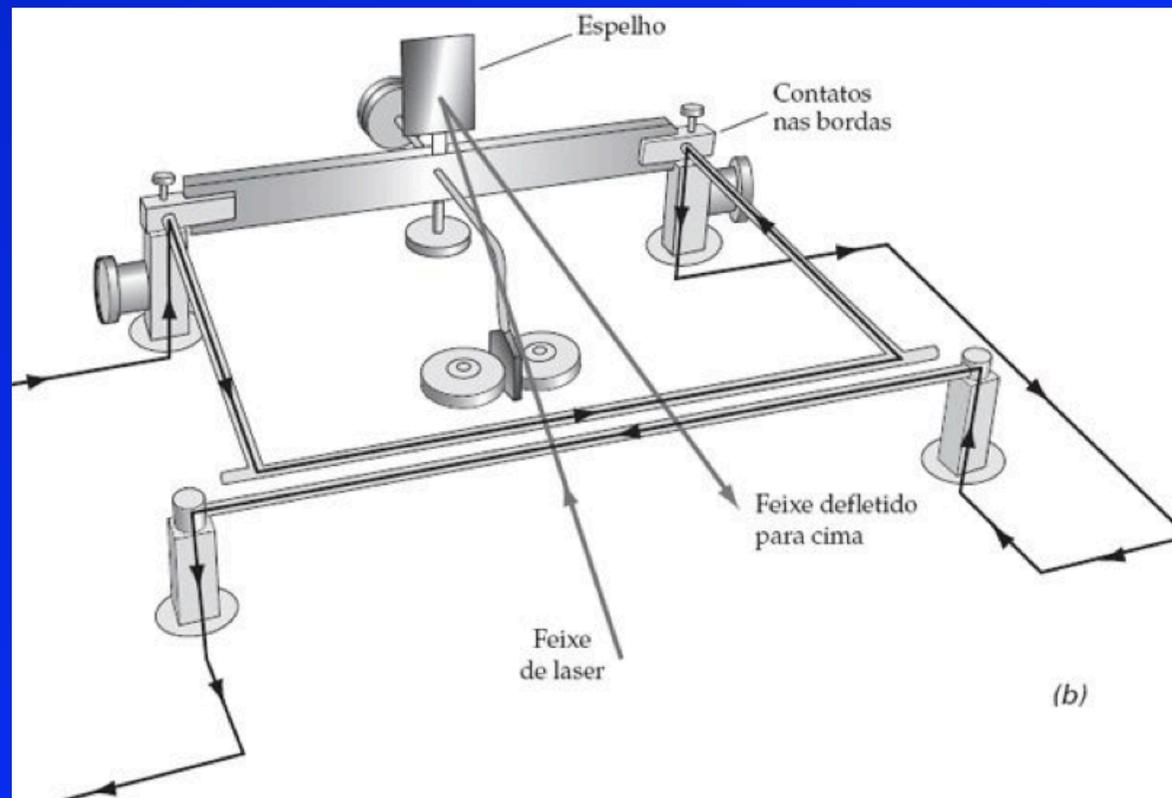
“O coulomb (C) é a quantidade de carga que flui através da seção transversal de um fio, em um segundo, quando a corrente no fio é um ampère.”

Agora vejamos a definição de ampère:

“O ampère é a corrente constante que, se mantida em dois condutores retilíneos paralelos de comprimento infinito e de seção transversal circular desprezível, separados por uma distância de um metro e em vácuo, produzirá uma força entre os condutores igual a 2×10^{-7} N/m.”

Esta definição de ampère permite que a unidade de corrente (e, portanto, a unidade de carga elétrica) seja determinada através de uma medida mecânica.

A figura mostra um diagrama esquemático de uma balança de corrente, um dispositivo que pode ser usado para calibrar um amperímetro a partir da definição de ampère. Os dois bastões paralelos da parte da frente conduzem a mesma corrente, mas com sentidos opostos e, portanto, se repelem. A força de repulsão é equilibrada por pesos colocados no bastão superior. O espelho no topo é usado para refletir um feixe de laser de modo a determinar, com precisão, a posição do bastão superior.



Exemplo 27-9 Equilibrando a força magnética

Os eixos centrais de dois bastões retilíneos longos de 50,0 cm estão separados por 1,50 mm em uma balança de corrente e conduzem correntes de 15,0 A cada um em sentidos opostos.

Que massa deve ser colocada no bastão superior para equilibrar a força magnética de repulsão?

A equação $\frac{dF_{12}}{d\ell_2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{R}$ dá o módulo da força magnética por unidade de comprimento, que deve ser igualada ao peso da massa pedida, assim,

$$mg = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{R} L$$
$$m = 1,53 \times 10^{-3} \text{ kg} = \boxed{1,53 \text{ g}}$$

27-3 A lei de Gauss para o magnetismo

Se uma superfície gaussiana circunda a extremidade de um ímã em barra ou de uma bobina, o número de linhas de campo magnético que penetram na superfície pelo lado de dentro é igual ao número de linhas de campo que penetram pelo lado de fora.

Isto é, o fluxo resultante $\phi_{m\ res}$ do campo magnético através de qualquer superfície fechada S é sempre zero.

$$\phi_{m\ res} = \oint_S \vec{B} \cdot \hat{n} \, dA = \oint_S B_n \, dA = 0$$

onde B_n é a componente de normal à superfície S no elemento dA .

Lembre que, para o campo elétrico $\phi_{e\ res} = \oint_S \vec{E} \cdot \hat{n} \, dA = \frac{Q_{dentro}}{\epsilon_0}$

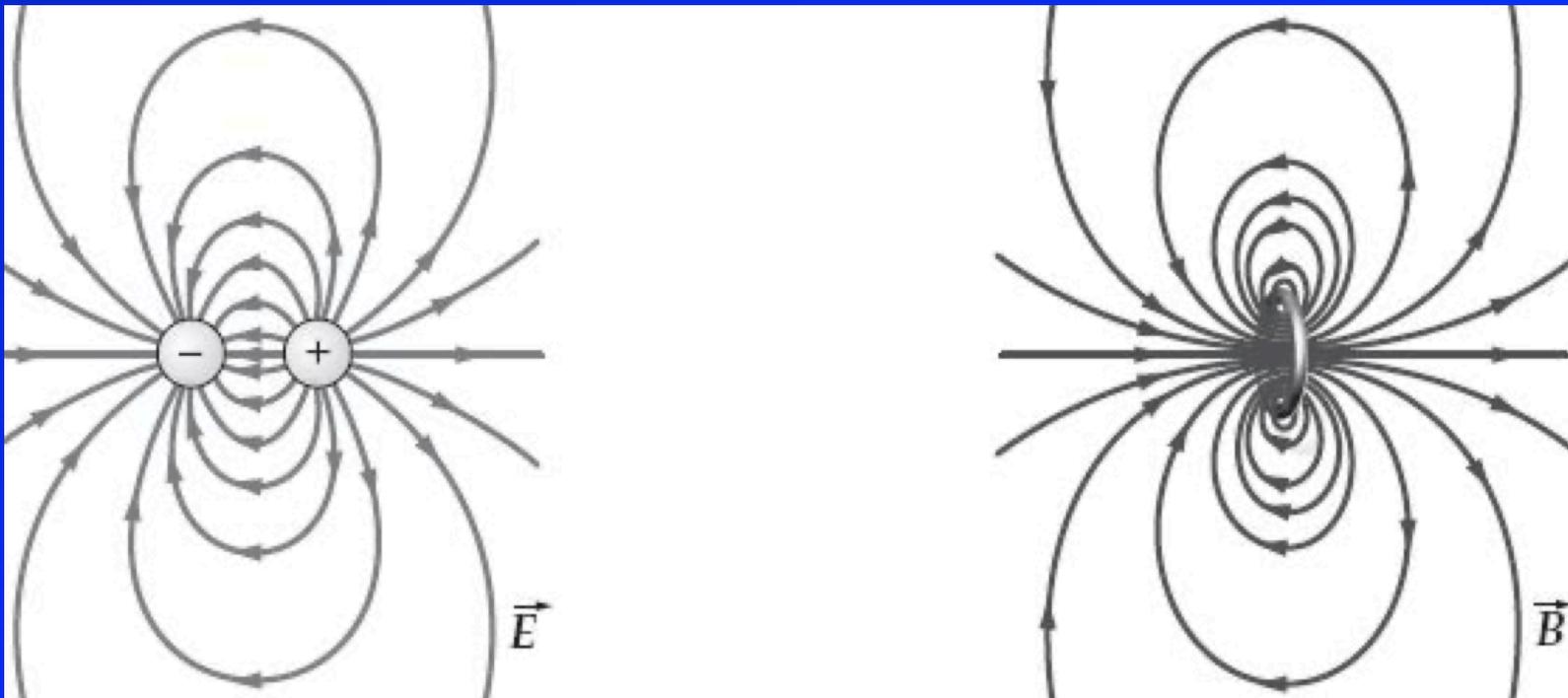
Dessa forma, a lei de Gauss para o magnetismo é uma afirmativa matemática que não existe um polo magnético isolado e, portanto, não existe um ponto no espaço a partir do qual saem linhas de campo magnético ou para o qual convergem linhas de campo magnético.

Assim, a unidade fundamental do magnetismo é o dipolo magnético.

A figura compara as linhas de campo de \vec{B} para um dipolo magnético com as linhas de campo de \vec{E} para um dipolo elétrico.

Observe que, a grandes distâncias dos dipolos, as linhas de campo são idênticas.

Mas, no interior dos dipolos, as linhas de campo elétrico têm sentidos opostos às linhas de campo magnético. As linhas de campo de elétrico saem da carga positiva e convergem para a carga negativa, enquanto as linhas de campo magnético de \vec{B} são anéis contínuos.



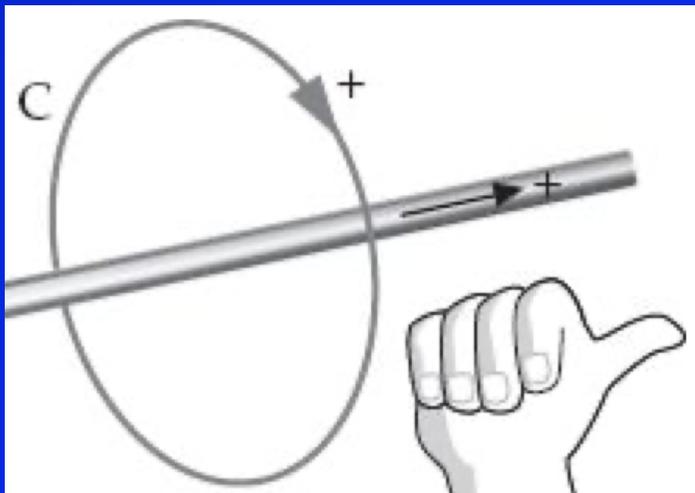
27-4 Lei de Ampère

A lei de Ampère é definida por

$$\oint_C B_t d\ell = \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I_C$$

onde C é qualquer curva fechada.

Assim, a lei toma a componente tangencial B_t do campo magnético integrada ao longo de uma curva fechada C e relaciona com a corrente I_C que passa através de qualquer superfície limitada por C . Esta lei pode ser usada para obter uma expressão para o campo magnético em situações com alto grau de simetria.



O sentido de $d\vec{\ell}$ para a integral ao longo da curva C é dado pela regra da mão direita, o polegar deve estar na direção e sentido da corrente resultante I_C e, então, os outros dedos varrem no sentido positivo de $d\vec{\ell}$.

**A lei de Ampère vale apenas enquanto
as correntes forem constantes e contínuas.**

**Isto significa que a corrente não pode variar no tempo e que
não pode haver acúmulo de carga em nenhum ponto.**

**A lei de Ampère é útil para calcular o campo magnético em
sistemas com alto grau de simetria,
normalmente quando**

a integral de linha $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$ pode ser escrita como $B \oint_C d\ell$

A integral $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$ é chamada de integral de circulação.

**A lei de Ampère e a lei de Gauss são, ambas, de considerável
importância teórica, e ambas valem se houver, ou não, simetria.
Se não houver simetria, nenhuma das leis é muito útil para calcular
os campos elétrico ou magnético.**

A aplicação mais simples da lei de Ampère é a determinação do campo magnético devido à corrente em um fio retilíneo infinitamente longo.

A figura mostra uma curva circular C com o centro em um longo fio. Sabemos, da lei de Biot–Savart, que a direção do campo magnético devido a cada elemento de corrente é tangente a este círculo e, portanto, está na mesma direção e sentido que $d\vec{\ell}$ e B tem a mesma magnitude em qualquer ponto no círculo, então,

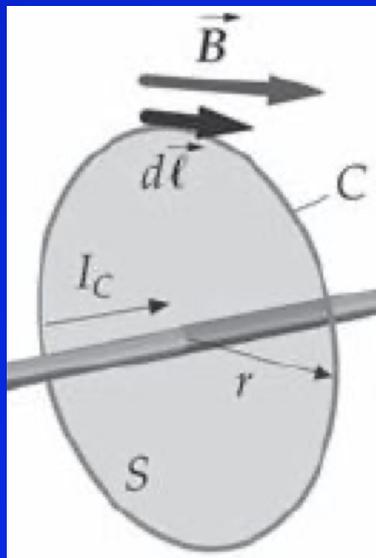
a lei de Ampère $\oint_C \vec{B}_t \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I_C$ fornece $B \oint_C d\ell = \mu_0 I_C$

onde $B = B_t$, $\oint_C d\ell = 2\pi r$ e $I_C = I$

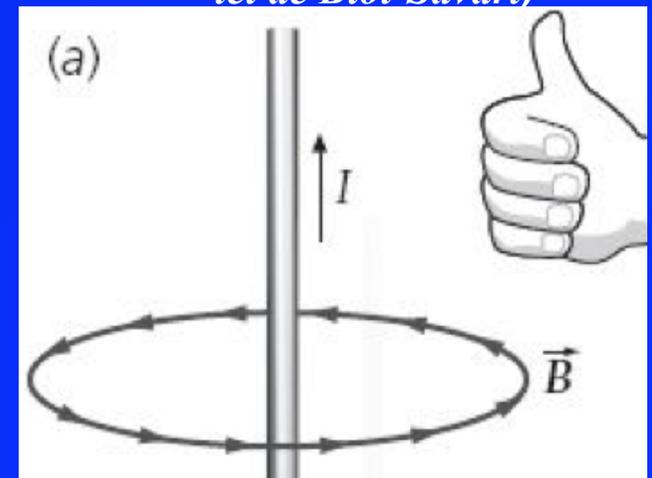
Assim, $B 2\pi r = \mu_0 I$

ou $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$,

obtido para um fio longo retilíneo, na aula passada.



(obtido pela lei de Biot-Savart)



Na aula passada, usando a lei de Biot-Savart

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \hat{r}}{r^2} \text{ chegamos na equação } B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R} (\text{sen } \theta_2 - \text{sen } \theta_1)$$

que é o campo magnético devido a qualquer segmento de fio condutor retilíneo em termos de θ_1 e θ_2 e da distância R , perpendicular à direção do fio.

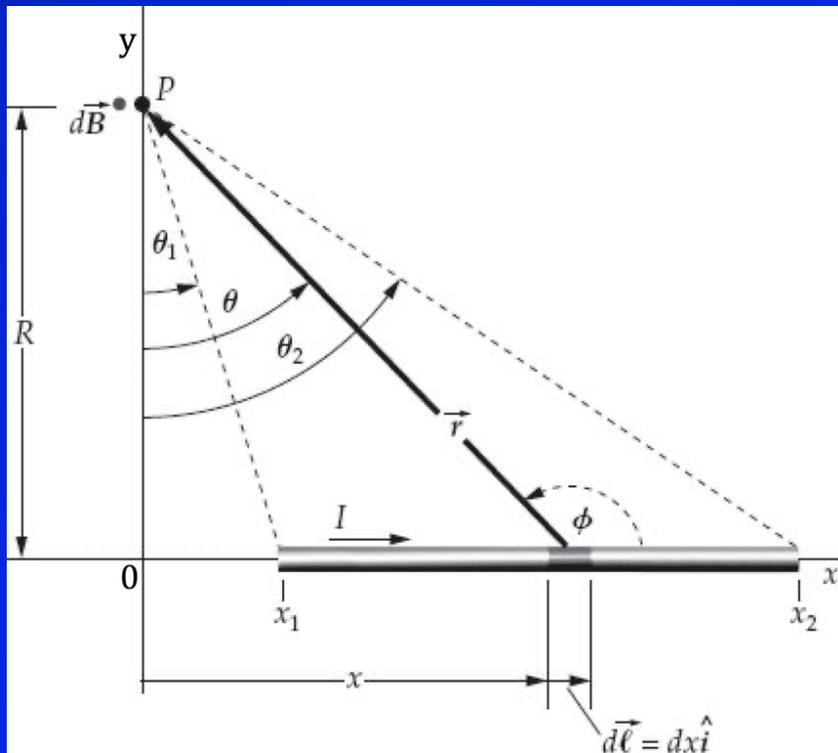
Para obter o campo magnético para um fio infinito, basta tomar $\theta_1 = -90^\circ$ e $\theta_2 = +90^\circ$, o que nos dá

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$$

que é o campo magnético para um fio infinito retilíneo, obtido pela lei de Biot-Savart.

E, usando a lei de Ampère,

$$\text{obtivemos } B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

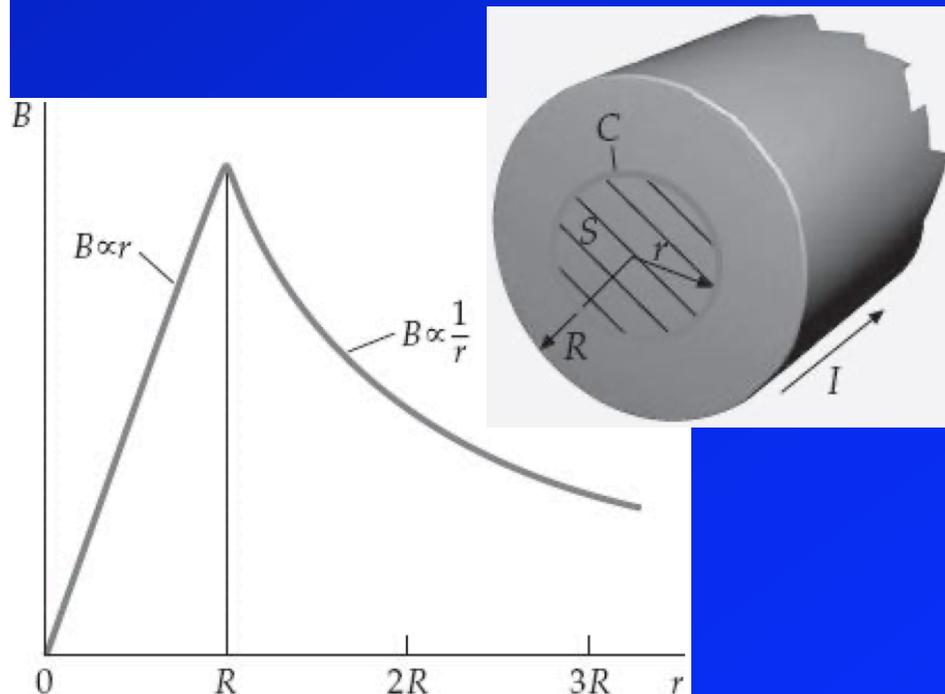


Exemplo 27-11 \vec{B} no interior e no exterior de um fio

Um fio retilíneo e longo tem raio R e conduz uma corrente I que está uniformemente distribuída na seção transversal circular do fio. Determine o campo magnético no lado de fora e de dentro do fio.

Como calculado no slide anterior, para o lado de fora do fio, sendo ele longo e retilíneo, temos $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ (para $r > R$)

Para o interior do fio,
considerando a corrente uniformemente distribuída, teremos



$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B \oint_C d\ell = B 2\pi r = \mu_0 I_c$$

$$\text{onde } I_c = \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2 = \frac{I r^2}{R^2}$$

$$\text{portanto } B 2\pi r = \mu_0 \frac{I r^2}{R^2}$$

$$\therefore B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r \quad (\text{para } r < R)$$

Outra aplicação para a lei de Ampère consiste no cálculo do campo magnético de um toróide firmemente enrolado.

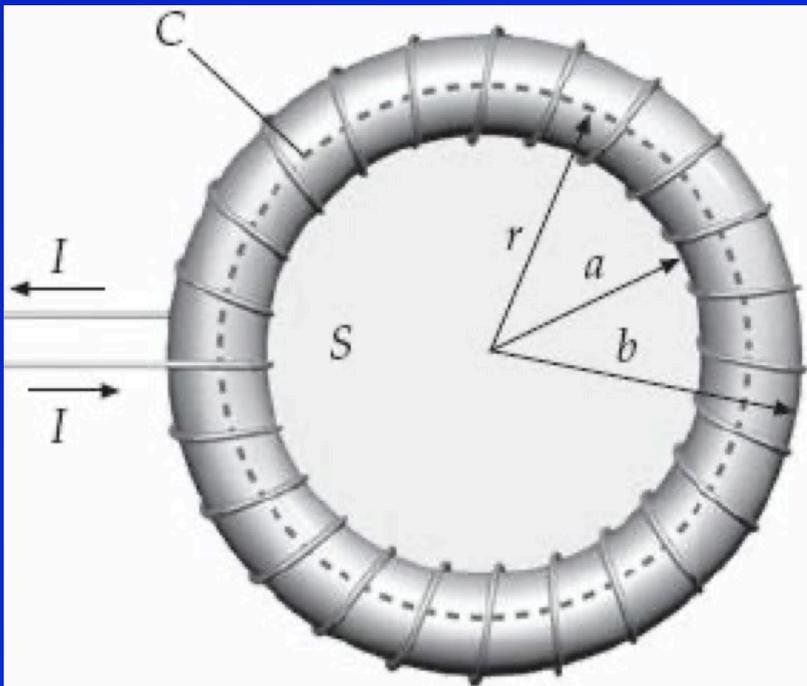
A figura exemplifica um toróide firmemente enrolado com fio. Considere que haja N voltas do fio, que conduz uma corrente I .

Para calcular \vec{B} , resolveremos a integral de linha $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$ em torno de um círculo de raio r que é coaxial com o toróide e está no interior de seus anéis (veja figura).

Por simetria, \vec{B} é tangente a este círculo e tem magnitude B constante em todos os pontos do círculo. Então,

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B2\pi r = \mu_0 I_C$$

Sejam a e b os raios interno e externo do toróide, respectivamente. A corrente total através da superfície S limitada por um círculo de raio r para $a < r < b$ é $I_C = NI$.



Reescrevendo as equações do slide anterior

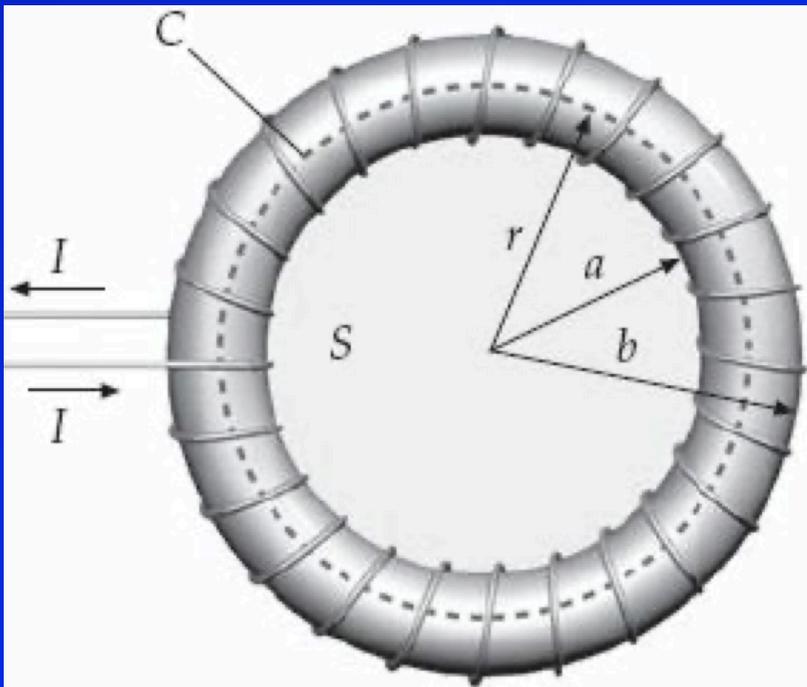
$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B2\pi r = \mu_0 I_C \text{ onde } I_C = NI, \text{ portanto } B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r} \text{ para } a < r < b.$$

Se r é menor que a , não há corrente na superfície S .

Se r é maior que b , a corrente total através de S é zero, pois para cada volta de fio a corrente penetra S duas vezes.

Assim, o campo magnético é zero para $r < a$ e para $r > b$.

A intensidade do campo magnético no interior do toróide não é uniforme, mas diminui com o aumento de r .



Entretanto, se $b - a$ (o diâmetro dos anéis da bobina) for muito menor que $2b$, a variação em r de a até b é pequena, logo a variação de B no interior dos anéis é pequena.

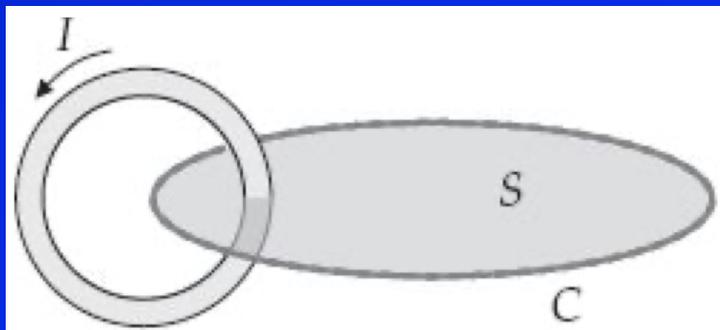
Limitações da lei de Ampère

Como sabemos, a lei de Ampère é útil para calcular o campo magnético apenas quando a corrente é constante e contínua (condição para sua validade) e quando há um alto grau de simetria (por facilidade).

Considere o anel de corrente mostrado na figura, de acordo com a lei de Ampère, temos

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \oint_C B_t d\ell = \mu_0 I_C$$

Apesar de a lei de Ampère ser válida para esta curva C , a componente tangencial do campo magnético B_t não é constante ao longo de qualquer curva contornando a corrente.



Portanto, não há simetria suficiente nesta situação para permitir o cálculo da integral $\oint_C B_t d\ell$ para obter B_t .

A figura mostra um segmento finito de corrente de comprimento ℓ .

Desejamos encontrar o campo magnético no ponto P , que é equidistante das extremidades do segmento e está a uma distância r do centro do segmento.

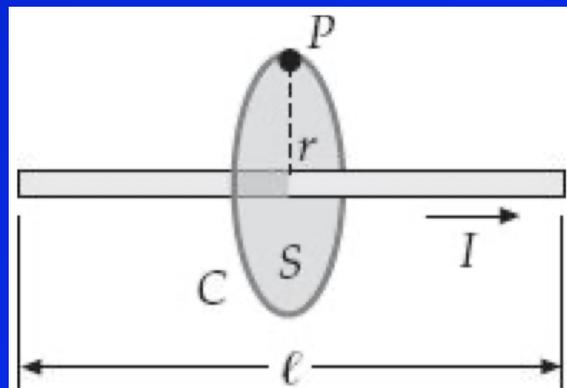
Uma aplicação direta da lei de Ampère fornece

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

que é o mesmo que para um fio infinitamente longo, pois os mesmos argumentos de simetria são aplicáveis.

Mas, ele não está de acordo com o resultado obtido pela lei de Biot–Savart, que depende do comprimento do segmento de corrente e que está de acordo com o experimento.

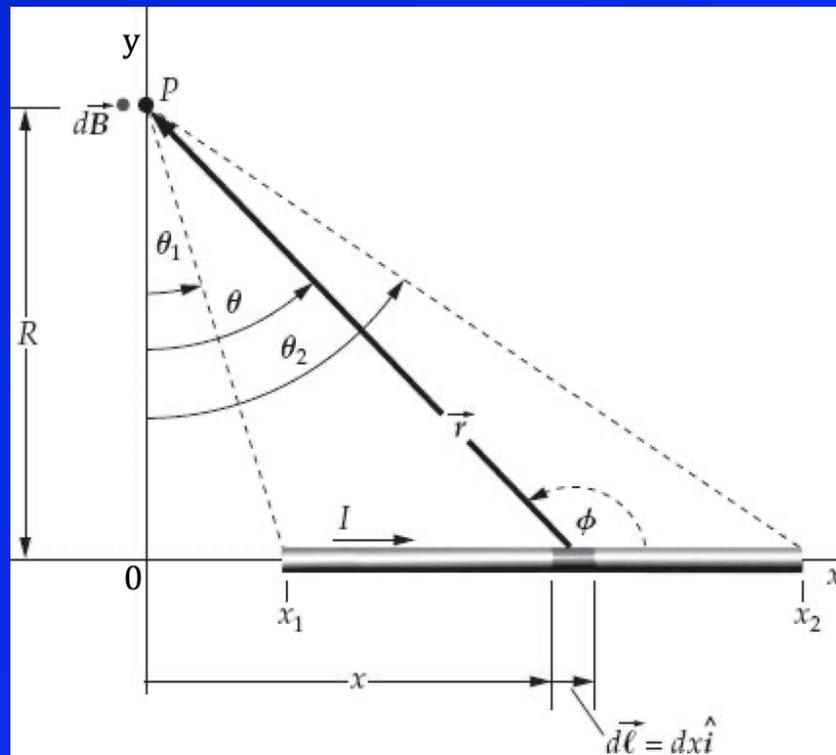
Se o segmento de corrente é apenas uma parte de um circuito contínuo conduzindo corrente, como mostra a figura,



a lei de Ampère para a curva C é válida, mas ela não pode ser usada para determinar o campo magnético no ponto P , pois não há suficiente grau de simetria para que B_t seja constante em C .

Na aula passada, pela lei de Biot–Savart obtivemos o campo magnético devido a um segmento de fio condutor retilíneo em termos de θ_1 e θ_2 e da distância R , perpendicular à direção e do fio.

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$



A figura mostra um segmento finito de corrente de comprimento ℓ .

Desejamos encontrar o campo magnético no ponto P , que é equidistante das extremidades do segmento e está a uma distância r do centro do segmento.

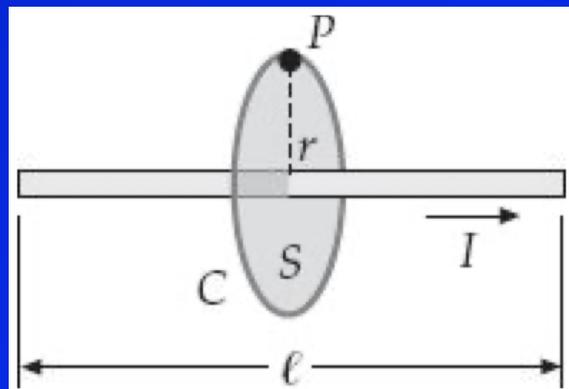
Uma aplicação direta da lei de Ampère fornece

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

que é o mesmo que para um fio infinitamente longo, pois os mesmos argumentos de simetria são aplicáveis.

Mas, ele não está de acordo com o resultado obtido pela lei de Biot–Savart, que depende do comprimento do segmento de corrente e que está de acordo com o experimento.

Se o segmento de corrente é apenas uma parte de um circuito contínuo conduzindo corrente, como mostra a figura,



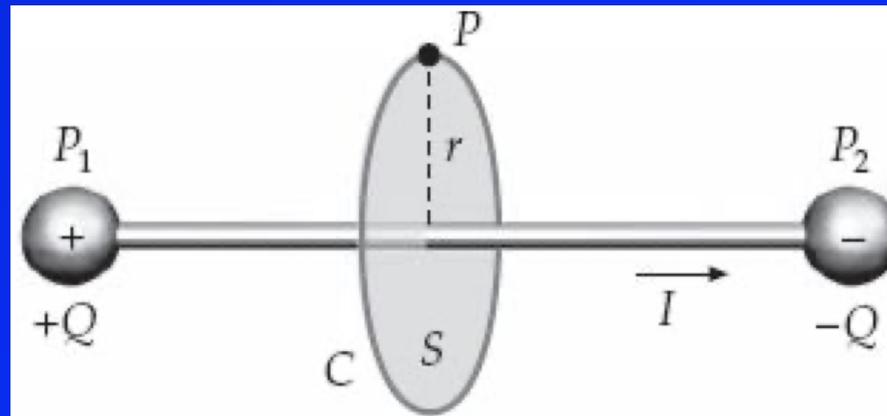
a lei de Ampère para a curva C é válida, mas ela não pode ser usada para determinar o campo magnético no ponto P , pois não há suficiente grau de simetria para que B_t seja constante ao longo de C .

Na figura, o segmento de fio é longo e retilíneo.

A corrente que passa por ele surge de um condutor esférico que tem uma carga inicial $+Q$ à esquerda e outro condutor esférico à direita, que tem uma carga $-Q$. Quando eles são conectados, uma corrente $I = -dQ/dt$ ocorre no segmento por um curto intervalo de tempo, até que as esferas estejam descarregadas.

Assim, temos a simetria necessária para considerar que \vec{B} seja tangente à curva e que seu módulo seja constante ao longo da curva.

Mas, a corrente não é contínua no tempo, portanto, a lei de Ampère não é válida.



27-5 Magnetismo em materiais

Átomos têm momentos de dipolo magnético devido ao movimento de seus elétrons e devido ao momento de dipolo magnético intrínseco associado ao spin dos elétrons.

O alinhamento de dipolos magnéticos paralelamente a um campo magnético externo tende a aumentar o campo.

No interior de um material magneticamente polarizado, existe um campo magnético criado pelos próprios dipolos magnéticos do material.

Os materiais são classificados em três categorias: paramagnéticos, ferromagnéticos e diamagnéticos de acordo com o comportamento de seus momentos magnéticos na presença de um campo magnético externo.

**Os materiais paramagnéticos,
na presença de um campo magnético externo,
apresentam um alinhamento parcial
dos spins dos elétrons (em metais)
ou dos momentos magnéticos atômicos ou moleculares,
sempre na direção e sentido do campo,
mas gerando um aumento pequeno no campo.**

**Em materiais paramagnéticos,
os dipolos magnéticos não interagem fortemente uns com os outros
e estão, normalmente, orientados aleatoriamente.**

**Os materiais ferromagnéticos,
devido a uma forte interação entre seus dipolos magnéticos vizinhos,
ocorre um alto grau de alinhamento,
mesmo em campos magnéticos externos fracos,
o que provoca um grande aumento no campo total.**

**Mesmo quando não há campo magnético externo, um material
ferromagnético pode ter seus dipolos magnéticos alinhados,
como é o caso de um ímãs permanentes.**

O diamagnetismo surge de momentos de dipolo magnético orbitais induzidos por um campo magnético aplicado.

Estes momentos magnéticos têm sentido oposto ao campo magnético aplicado, diminuindo o campo.

Este efeito ocorre, na verdade, em todos os materiais, mas como os momentos magnéticos induzidos são muito pequenos comparados com os momentos magnéticos permanentes, o diamagnetismo é mascarado pelos efeitos paramagnéticos ou ferromagnéticos.

Assim, o diamagnetismo é observado apenas em materiais cujos átomos não têm momentos magnéticos permanentes.