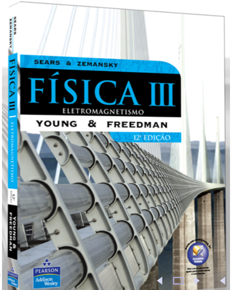
Capítulo 28 - Fontes de Campo Magnético

RODRIGO ALVES DIAS

Universidade Federal de Juiz de Fora - UFJF

Livro texto: Física 3 - Eletromagnetismo
Autores: Sears e Zemansky
Edição: 12^a
Editora: Pearson - Addisson and Wesley

12 de outubro de 2011



Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.
- Como calcular o campo de um fio longo e retilíneo que, que transporta corrente.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.
- Como calcular o campo de um fio longo e retilíneo que, que transporta corrente.
- Por fios que transportam correntes na mesma direção e sentido se atraem, enquanto fios que transportam correntes contrárias se repelem.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.
- Como calcular o campo de um fio longo e retilíneo que, que transporta corrente.
- Por fios que transportam correntes na mesma direção e sentido se atraem, enquanto fios que transportam correntes contrárias se repelem.
- Como calcular o campo magnético produzido por um fio que transporta corrente e é encurvado em um círculo.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.
- Como calcular o campo de um fio longo e retilíneo que, que transporta corrente.
- Por fios que transportam correntes na mesma direção e sentido se atraem, enquanto fios que transportam correntes contrárias se repelem.
- Como calcular o campo magnético produzido por um fio que transporta corrente e é encurvado em um círculo.
- O que é a lei de Ampère e o que ela revela sobre campos magnéticos.

Objetivos de Aprendizagem

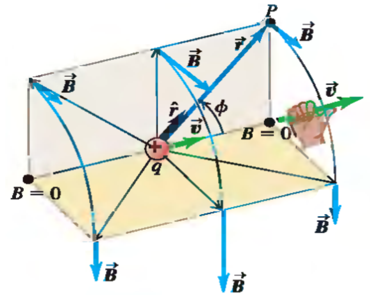
Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- Qual a natureza do campo magnético produzido por uma única partícula carregada em movimento.
- Como descrever o campo magnético produzido poe um elemento de um condutor que transporta uma corrente.
- Como calcular o campo de um fio longo e retilíneo que, que transporta corrente.
- Por fios que transportam correntes na mesma direção e sentido se atraem, enquanto fios que transportam correntes contrárias se repelem.
- Como calcular o campo magnético produzido por um fio que transporta corrente e é encurvado em um círculo.
- O que é a lei de Ampère e o que ela revela sobre campos magnéticos.
- Como usar a lei de Ampère para calcular o campo magnético de distribuições simétricas de corrente.

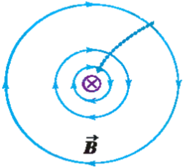
Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

- $|q|$.



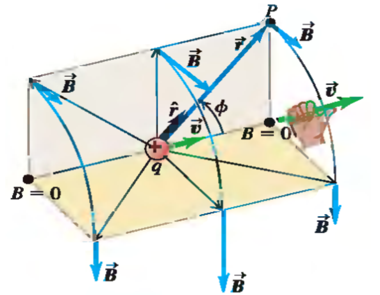
Corrente orientada para dentro do plano da página



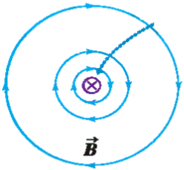
Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

- $|q|$.
- $1/r^2$.



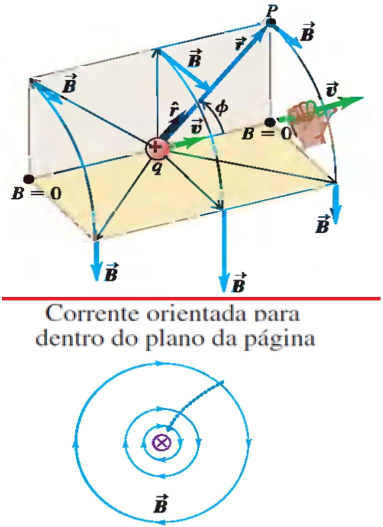
Corrente orientada para dentro do plano da página



Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

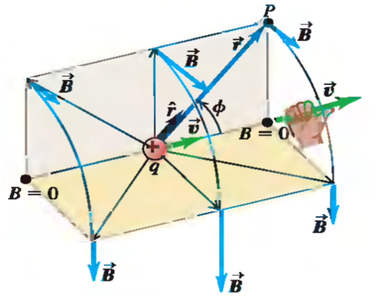
- $|q|$.
- $1/r^2$.
- v.



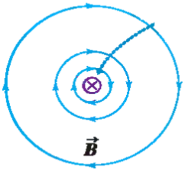
Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

- $|q|$.
- $1/r^2$.
- v.
- ao $\sin\phi$ entre $\vec{v}$ e a direção de P em relação à carga.



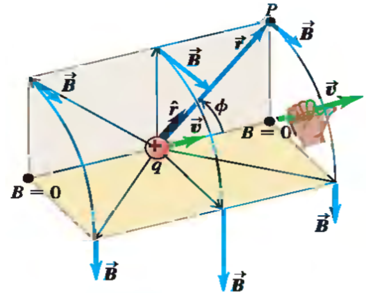
Corrente orientada para dentro do plano da página



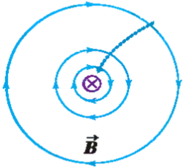
Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

- $|q|$.
- $1/r^2$.
- v.
- ao $\sin\phi$ entre $\vec{v}$ e a direção de P em relação à carga.
- A direção é perpendicular a o plano definido pela velocidade e a direção de P.



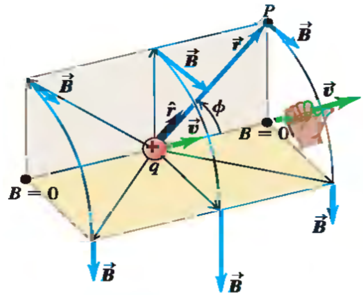
Corrente orientada para dentro do plano da página



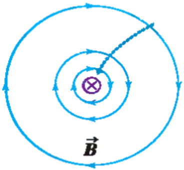
Local onde se encontra a carga **Ponto de fonte.**
O ponto P é o **Ponto de campo.**

O campo $\vec{B}$ é proporcional a:

- $|q|$.
- $1/r^2$.
- v.
- ao $\sin\phi$ entre $\vec{v}$ e a direção de P em relação à carga.
- A direção é perpendicular a o plano definido pela velocidade e a direção de P.



Corrente orientada para dentro do plano da página



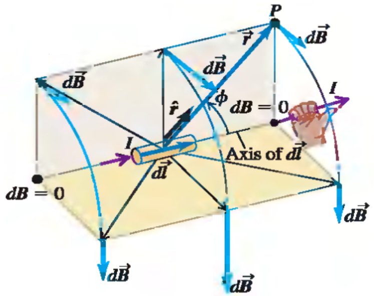
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q\vec{v}\times\hat{r}}{r^2}$$

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ Ns^2/C^2$
$\mu_0\epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$

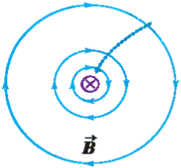
Campo Magnético de um Elemento de Corrente

O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$dQ = nqA dl$$



Corrente orientada para dentro do plano da página

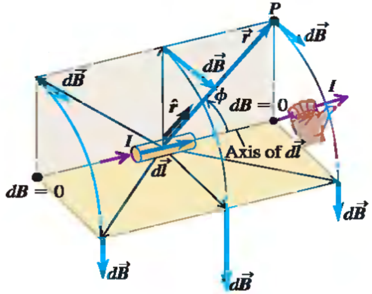


Campo Magnético de um Elemento de Corrente

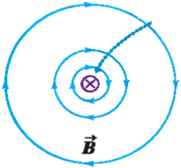
O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$dQ = nqAdl$$

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



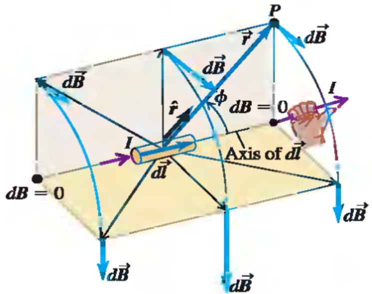
Corrente orientada para dentro do plano da página



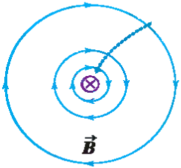
Campo Magnético de um Elemento de Corrente

O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$
\begin{aligned}
dQ &= nqAdl \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dQ\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{nqAdl\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2}
\end{aligned}
$$



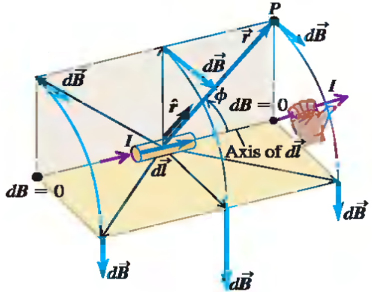
Corrente orientada para dentro do plano da página



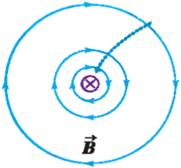
Campo Magnético de um Elemento de Corrente

O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$
\begin{aligned}
dQ &= nqAdl \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dQ\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{nqAdl\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\
I &= JA = nqv_aA
\end{aligned}
$$



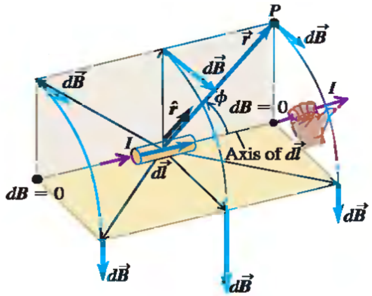
Corrente orientada para dentro do plano da página



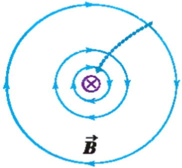
Campo Magnético de um Elemento de Corrente

O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$\begin{aligned} dQ &= nqAdl \\ d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dQ\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\ d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{nqAdl\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\ I &= JA = nqv_aA \\ d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \end{aligned}$$



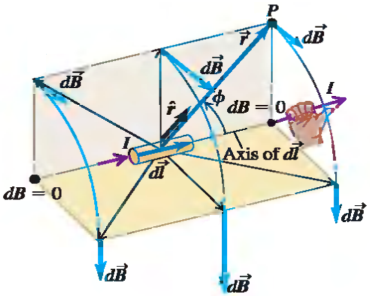
Corrente orientada para dentro do plano da página



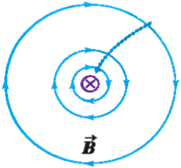
Campo Magnético de um Elemento de Corrente

O campo magnético total produzido por diversas cargas em movimento é a soma vetorial dos campos produzidos pelas cargas individuais.

$$\begin{aligned}
dQ &= nqAdl \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dQ\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{nqAdl\vec{v}_a \times \hat{r}}{r^2} \\
I &= JA = nqv_aA \\
d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \\
\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\int\frac{Id\vec{l} \times \hat{r}}{r^2}
\end{aligned}$$

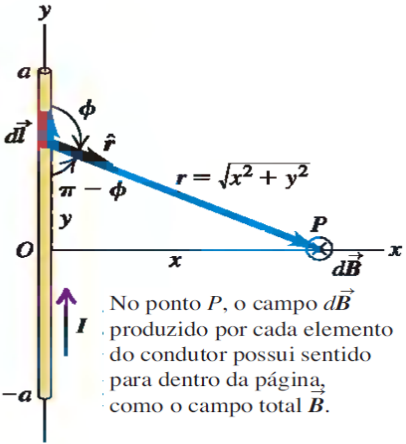


Corrente orientada para dentro do plano da página



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

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi} \int \frac{dy \sin(\phi)}{x^2 + y^2} \hat{k}$$

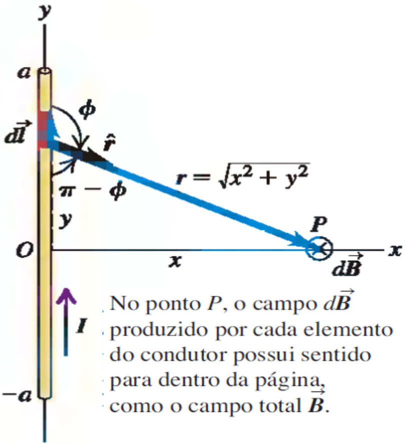


$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int \frac{\mathrm{I}d\vec{l}\times\hat{r}}{r^2}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi}\int \frac{dy\sin(\phi)}{x^2+y^2}\hat{k}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi}\int \frac{dy\sin(\pi-\phi)}{x^2+y^2}\hat{k}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi}\int_{-a}^{a} \frac{xdy}{(x^2+y^2)^{3/2}}\hat{k}$$



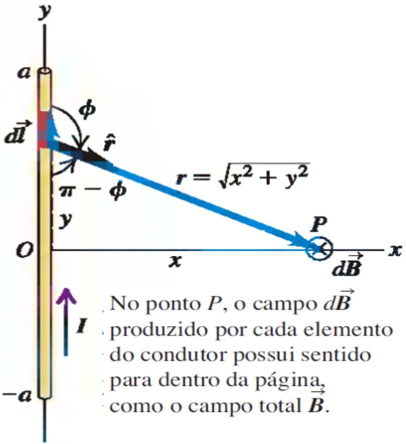
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathrm{I} d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi} \int \frac{dy \sin(\phi)}{x^2 + y^2} \hat{k}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi} \int \frac{dy \sin(\pi - \phi)}{x^2 + y^2} \hat{k}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi} \int_{-a}^{a} \frac{x dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \hat{k}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{4\pi} \frac{2a}{x\sqrt{x^2 + a^2}} \hat{k}$$

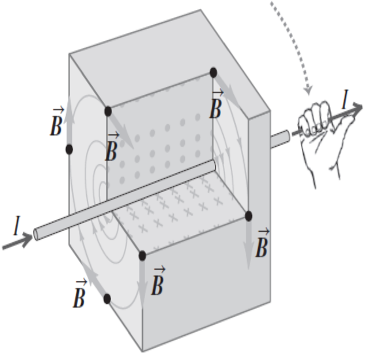


$$
\begin{aligned}
\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\int \frac{\mathtt{I}d\vec{l}\times\hat{r}}{r^2} \\
\vec{B} &= \frac{\mu_0\mathtt{I}}{4\pi}\int \frac{dy\sin(\phi)}{x^2+y^2}\hat{k} \\
\vec{B} &= \frac{\mu_0\mathtt{I}}{4\pi}\int \frac{dy\sin(\pi-\phi)}{x^2+y^2}\hat{k} \\
\vec{B} &= \frac{\mu_0\mathtt{I}}{4\pi}\int_{-a}^{a} \frac{xdy}{(x^2+y^2)^{3/2}}\hat{k} \\
\vec{B} &= \frac{\mu_0\mathtt{I}}{4\pi}\frac{2a}{x\sqrt{x^2+a^2}}\hat{k}
\end{aligned}
$$

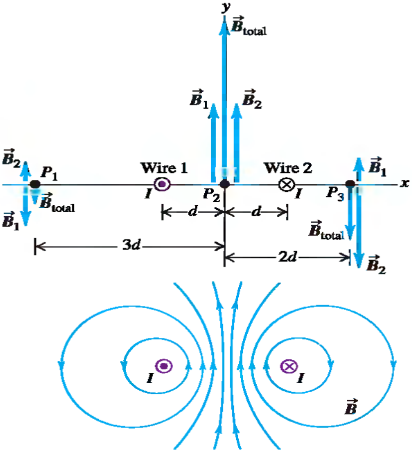
No limite de $a \to \infty$ temos,

$$
\vec{B} = \frac{\mu_0\mathtt{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta
$$

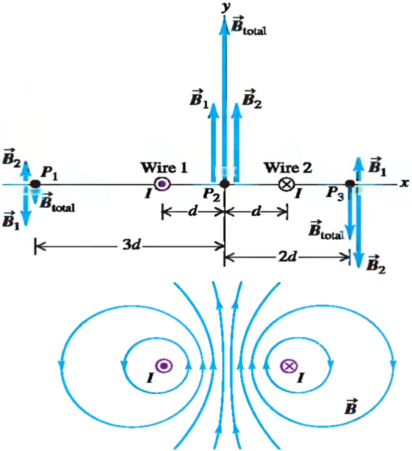
Regra da mão direita para o campo magnético em torno de um fio que transporta corrente:

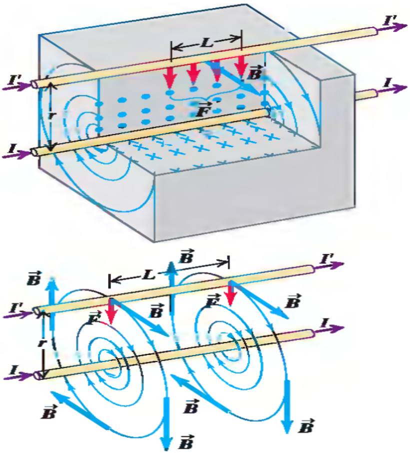


Força entre Condutores Paralelos



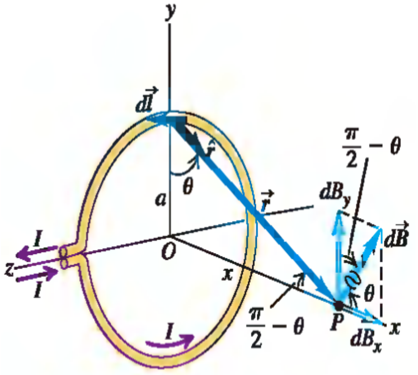
Força entre Condutores Paralelos





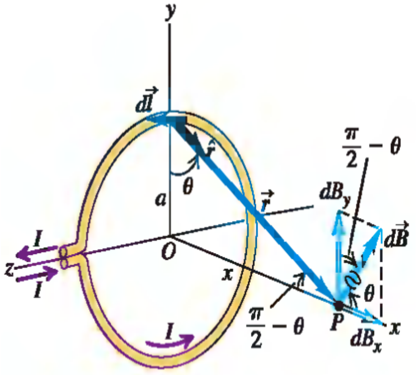
Campo Magnético de uma Espira Circular

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{x^2 + a^2}$$



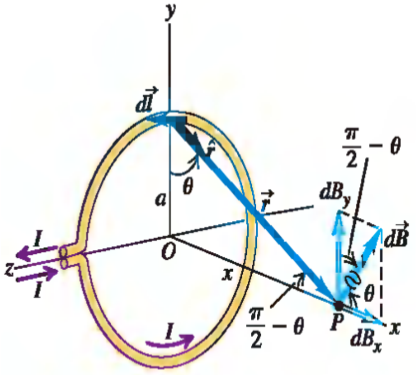
Campo Magnético de uma Espira Circular

$$
\begin{aligned}
dB &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{x^2 + a^2} \\
dB_x &= dB \cos\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{(x^2 + a^2)} \frac{a}{(x^2 + a^2)^{1/2}} \\
dB_y &= dB \sin\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{(x^2 + a^2)} \frac{x}{(x^2 + a^2)^{1/2}}
\end{aligned}
$$



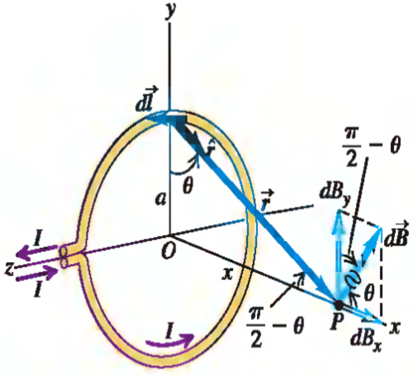
Campo Magnético de uma Espira Circular

$$
\begin{aligned}
dB &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{x^2 + a^2} \\
dB_x &= dB \cos\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{(x^2 + a^2)} \frac{a}{(x^2 + a^2)^{1/2}} \\
dB_y &= dB \sin\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{(x^2 + a^2)} \frac{x}{(x^2 + a^2)^{1/2}} \\
B_x &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{a dl}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{a(2\pi a)}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \\
B_y &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{x dl}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = 0
\end{aligned}
$$



Campo Magnético de uma Espira Circular

$$
\begin{aligned}
dB &= \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl}{x^2+a^2} \\
dB_x &= dB\cos\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl}{(x^2+a^2)}\frac{a}{(x^2+a^2)^{1/2}} \\
dB_y &= dB\sin\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl}{(x^2+a^2)}\frac{x}{(x^2+a^2)^{1/2}} \\
B_x &= \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int\frac{a\,dl}{(x^2+a^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{a(2\pi a)}{(x^2+a^2)^{3/2}} \\
B_y &= \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int\frac{x\,dl}{(x^2+a^2)^{3/2}} = 0 \\
B_x &= \frac{\mu_0 I a^2}{2(x^2+a^2)^{3/2}}
\end{aligned}
$$

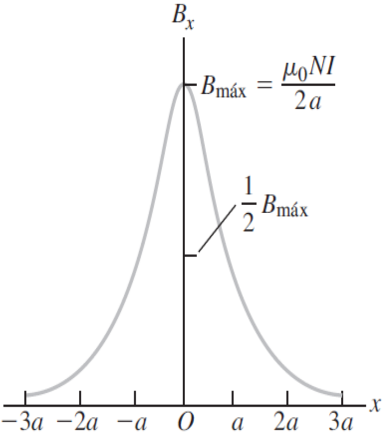


Campo Magnético de uma Espira Circular

Se tivermos N espiras e lembrando que $\mu = NI\pi a^2$ obtemos:

$$B_x = \frac{\mu_0 NIa^2}{2(x^2+a^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi(x^2+a^2)^{3/2}}$$

Vemos que o campo magnético produzido por um conjunto de espiras é proporcional ao momento magnético μ da espira.



Lei de Ampère

- **Acabamos de ver que se temos $d\vec{B}$ integramos e obtemos $\vec{B}$. Assim como fizemos para o campo elétrico $\vec{E}$.**

Lei de Ampère

- **Acabamos de ver que se temos $d\vec{B}$ integramos e obtemos $\vec{B}$. Assim como fizemos para o campo elétrico $\vec{E}$.**
- **Quando tínhamos simetria obtemos $\vec{E}$ pela lei de Gauss $\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{liq}}{\epsilon_0}$.** **Relaciona campos com distribuição de cargas!**

Lei de Ampère

- **Acabamos de ver que se temos $d\vec{B}$ integramos e obtemos $\vec{B}$. Assim como fizemos para o campo elétrico $\vec{E}$.**
- **Quando tínhamos simetria obtemos $\vec{E}$ pela lei de Gauss $\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{liq}}{\epsilon_0}$. Relaciona campos com distribuição de cargas!**
- **A lei de Gauss para o campo magnético diz: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$. Não relaciona campos com distribuição de correntes!**

Lei de Ampère

- **Acabamos de ver que se temos $d\vec{B}$ integramos e obtemos $\vec{B}$. Assim como fizemos para o campo elétrico $\vec{E}$.**
- **Quando tínhamos simetria obtemos $\vec{E}$ pela lei de Gauss $\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{liq}}{\epsilon_0}$. Relaciona campos com distribuição de cargas!**
- **A lei de Gauss para o campo magnético diz: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$. Não relaciona campos com distribuição de correntes!**
- **Logo a lei de Gauss para o campo magnético não pode ser usada para determinar o campo de uma distribuição de correntes.**

Lei de Ampère

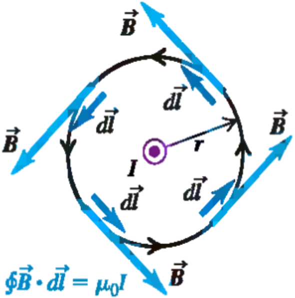
- **Acabamos de ver que se temos $d\vec{B}$ integramos e obtemos $\vec{B}$. Assim como fizemos para o campo elétrico $\vec{E}$.**
- **Quando tínhamos simetria obtemos $\vec{E}$ pela lei de Gauss $\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{liq}}{\epsilon_0}$. Relaciona campos com distribuição de cargas!**
- **A lei de Gauss para o campo magnético diz: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$. Não relaciona campos com distribuição de correntes!**
- **Logo a lei de Gauss para o campo magnético não pode ser usada para determinar o campo de uma distribuição de correntes.**
- **A lei de Ampère é formulada em termos da integral de linha de $\vec{B}$ em torno de uma trajetória fechada, dada por: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$**

Lei de Ampère para um condutor longo e retilíneo

- **A lei de Ampère é formulada em termos da integral de linha de $\vec{B}$ em torno de uma trajetória fechada, dada por: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$**
- **O campo de um condutor longo e retilíneo é dado por:$B = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}$ e as linhas de campo são circunferências de raio r em torno do fio.**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int B_{\|} dl = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r} \int dl = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}(2\pi r)$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}$$



Lei de Ampère para um condutor longo e retilíneo

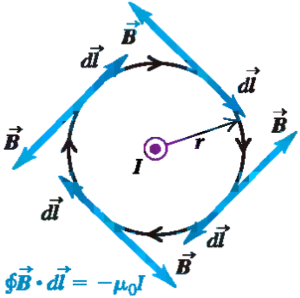
- **A lei de Ampère é formulada em termos da integral de linha de $\vec{B}$ em torno de uma trajetória fechada, dada por: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$**
- **O campo de um condutor longo e retilíneo é dado por:$B = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}$ e as linhas de campo são circunferências de raio r em torno do fio.**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 \mathrm{I}$$

Se invertermos o sentido do caminho obtemos,

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad -\int B_{\|} dl = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r}\int dl = -\frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}(2\pi r)$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad -\mu_0 \mathrm{I}$$



Lei de Ampère para um condutor longo e retilíneo

- **A lei de Ampère é formulada em termos da integral de linha de $\vec{B}$ em torno de uma trajetória fechada, dada por: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$**
- **O campo de um condutor longo e retilíneo é dado por:$B = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}$ e as linhas de campo são circunferências de raio r em torno do fio.**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}$$

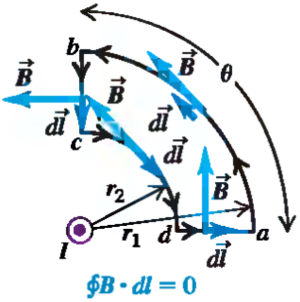
Se invertermos o sentido do caminho obtemos,

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = -\mu_0 \mathrm{I}$$

Se o caminho não englobar o fio obtemos,

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = +\frac{\mu_0 I}{2\pi r_1}(\theta r_1) - \frac{\mu_0 I}{2\pi r_2}(\theta r_2)$$

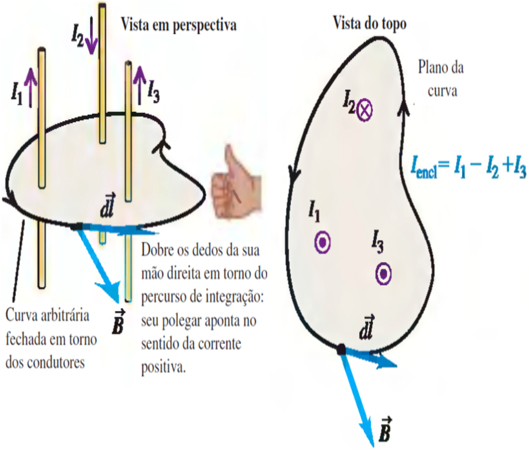
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$$



Lei de Ampère: formulação geral

Forma Integral.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 I_{Int}$$



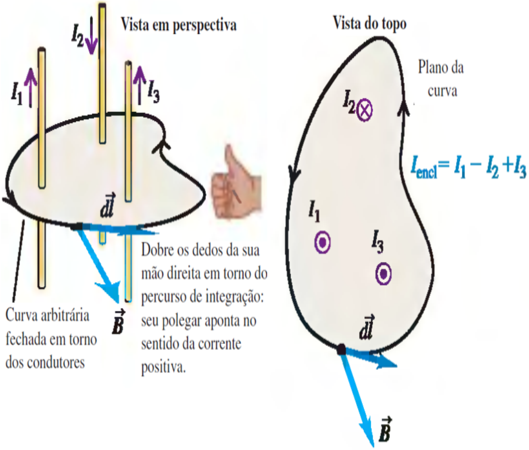
Lei de Ampère: formulação geral

Forma Integral.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 I_{Int}$$

Forma Diferencial.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \int (\nabla \times \vec{B}) \cdot d\vec{A}$$



Lei de Ampère: formulação geral

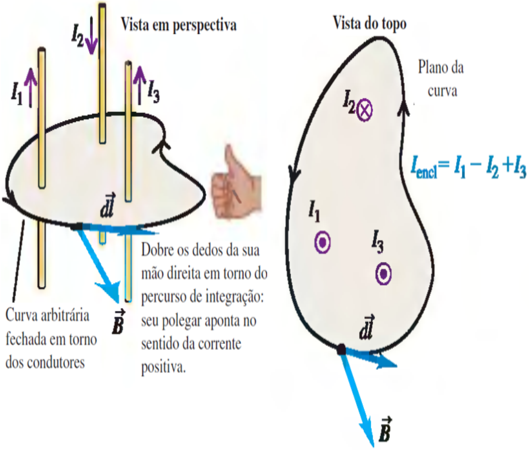
Forma Integral.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 I_{Int}$$

Forma Diferencial.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \int (\nabla \times \vec{B}) \cdot d\vec{A}$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 \int \vec{J}_{Int} \cdot d\vec{A}$$



Lei de Ampère: formulação geral

Forma Integral.

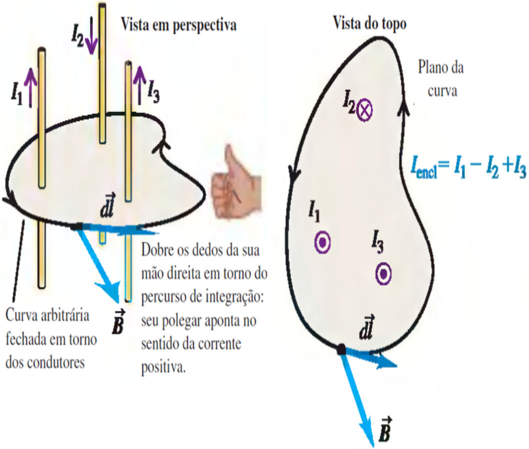
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{Int}$$

Forma Diferencial.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int (\nabla \times \vec{B}) \cdot d\vec{A}$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int \vec{J}_{Int} \cdot d\vec{A}$$

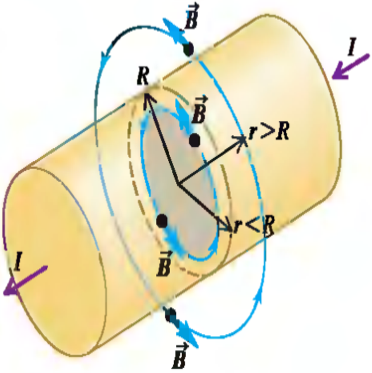
$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_{Int}$$



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad \mu_0 \mathrm{I}$$



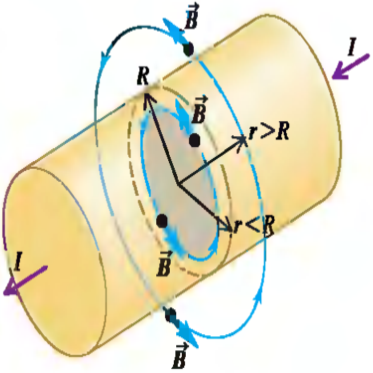
Campo de um fio/cilindro condutor longo.

Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}$$

Dado que $\vec{B} = B\hat{e}_\theta$ e $d\vec{l} = dl\hat{e}_\theta$ possuem a mesma direção e o modulo de B é constante para um dado r, assim:

$$B \oint dl = \mu_0 \mathrm{I}$$



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

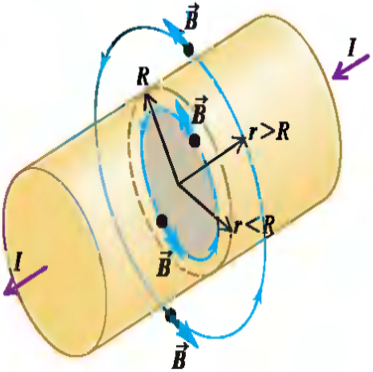
Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}$$

Dado que $\vec{B} = B\hat{e}_\theta$ e $d\vec{l} = dl\hat{e}_\theta$ possuem a mesma direção e o modulo de B é constante para um dado r, assim:

$$\begin{aligned} B \oint dl &= \mu_0 \mathrm{I} \\ B 2\pi r &= \mu_0 \mathrm{I} \\ B &= \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r} \end{aligned}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r} \hat{e}_\theta$$



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

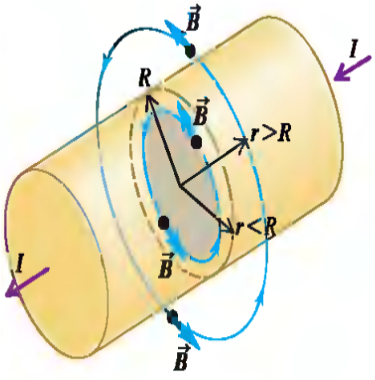
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta$$

Para $r < R$, que é o caso para um cilindro temos:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}_{interno}$$

$$J = \frac{\mathrm{I}}{\pi R^2}$$

$$\mathrm{I}_{interno} = J\pi r^2 = \frac{I\pi r^2}{\pi R^2} = \mathrm{I}\left(\frac{r}{R}\right)^2$$



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

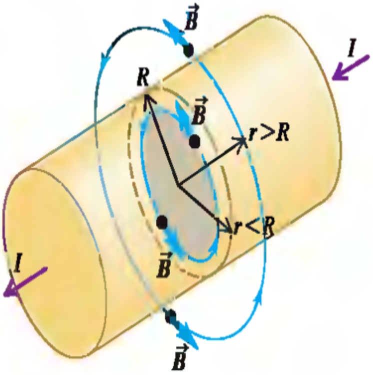
Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta$$

Para $r < R$, que é o caso para um cilindro temos:

$$\begin{aligned} \oint \vec{B}\cdot d\vec{l} &= \mu_0 \mathrm{I}_{interno} \\ J &= \frac{\mathrm{I}}{\pi R^2} \\ \mathrm{I}_{interno} &= J\pi r^2 = \frac{I\pi r^2}{\pi R^2} = \mathrm{I}\left(\frac{r}{R}\right)^2 \end{aligned}$$

Dado que $\vec{B} = B\hat{e}_\theta$ e $d\vec{l} = dl\hat{e}_\theta$ e B é constante para um dado r, temos:



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta$$

Para $r < R$, que é o caso para um cilindro temos:

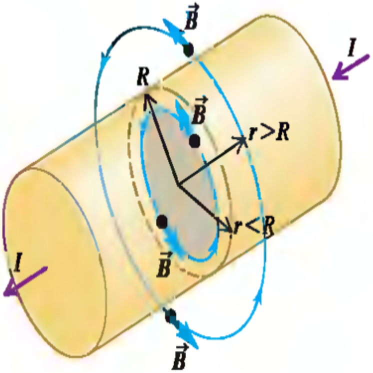
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}_{interno}$$

$$J = \frac{\mathrm{I}}{\pi R^2}$$

$$\mathrm{I}_{interno} = J\pi r^2 = \frac{I\pi r^2}{\pi R^2} = \mathrm{I}\left(\frac{r}{R}\right)^2$$

Dado que $\vec{B} = B\hat{e}_\theta$ e $d\vec{l} = dl\hat{e}_\theta$ e B é constante para um dado r, temos:

$$B2\pi r = \mu_0 \mathrm{I}\left(\frac{r}{R}\right)^2$$



Campo de um fio/cilindro condutor longo.

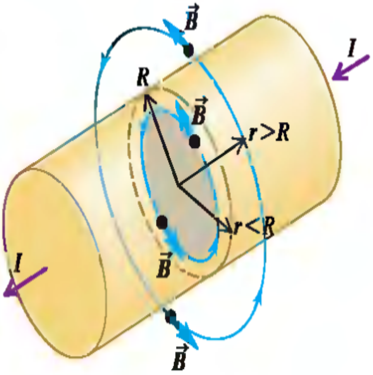
Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta$$

Para $r < R$, que é o caso para um cilindro temos:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \mathrm{I}_{interno}$$

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

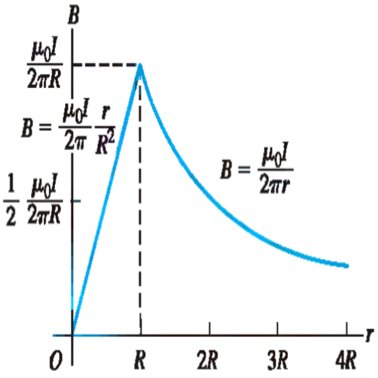


Campo de um fio/cilindro condutor longo.

Para $r > R$, que é sempre o caso para um fio temos:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi r}\hat{e}_\theta$$

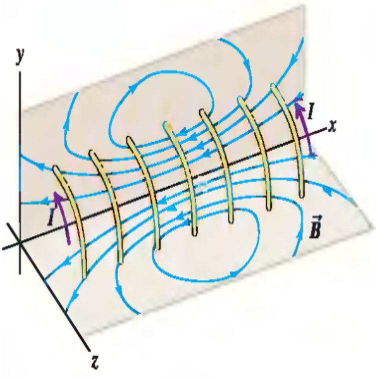
Para $r < R$, que é o caso para um cilindro temos:



$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mathrm{I}}{2\pi R^2} r\hat{e}_\theta$$

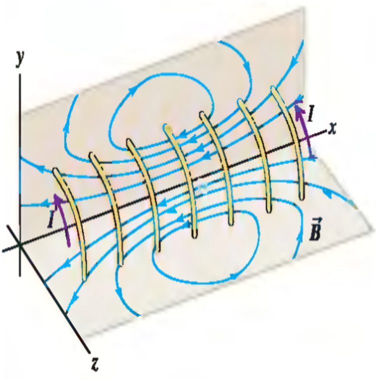
Campo de um Solenóide.

- **Um solenóide é um arrolamento helicoidal de fio.**



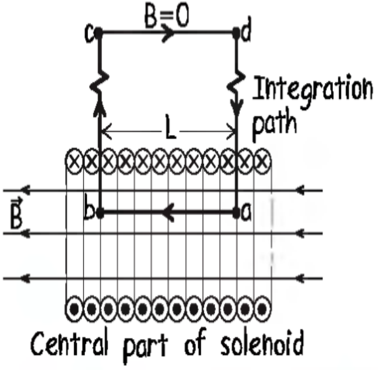
Campo de um Solenóide.

- Um solenóide é um arrolamento helicoidal de fio.
- O campo no interior de um solenóide é aproximadamente constante.



Campo de um Solenóide.

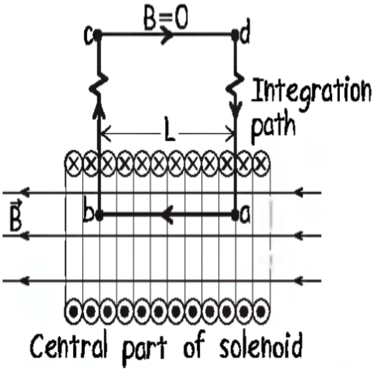
- **Um solenóide é um arrolamento helicoidal de fio.**
- **O campo no interior de um solenóide é aproximadamente constante.**
- Logo podemos aproximar um solenóide da forma mostrado na figura ao lado.



Campo de um Solenóide.

- **Um solenóide é um arrolamento helicoidal de fio.**
- **O campo no interior de um solenóide é aproximadamente constante.**
- Logo podemos aproximar um solenóide da forma mostrado na figura ao lado.
- Portanto seja nI a densidade de corrente por unidade de comprimento assim,

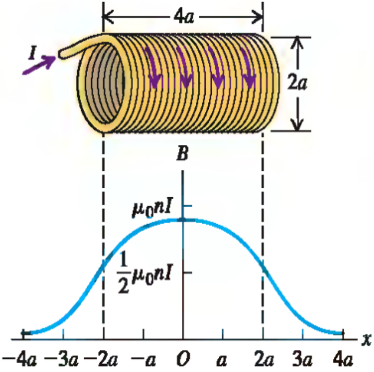
$$
\begin{aligned}
\mathrm{I}_{Int} &= nL\mathrm{I} \\
\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} &= \mu_0 \mathrm{I}_{Int} \\
BL &= \mu_0 nL\mathrm{I} \\
B &= \mu_0 nL\mathrm{I}
\end{aligned}
$$



Campo de um Solenóide.

- **Um solenóide é um arrolamento helicoidal de fio.**
- **O campo no interior de um solenóide é aproximadamente constante.**
- Logo podemos aproximar um solenóide da forma mostrado na figura ao lado.
- Portanto seja nI a densidade de corrente por unidade de comprimento assim,

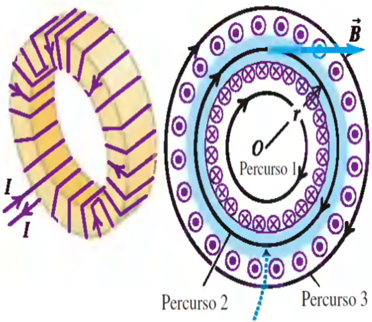
$$
\begin{aligned}
\mathrm{I}_{Int} &= nL\mathrm{I} \\
\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \mu_0 \mathrm{I}_{Int} \\
BL &= \mu_0 nL\mathrm{I} \\
B &= \mu_0 nL\mathrm{I}
\end{aligned}
$$



Campo de um Solenóide Toroidal.

- **Para o caminho 1 temos,**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad = \quad 0$$



O campo magnético está quase completamente cofinado ao espaço no interior dos enrolamentos.

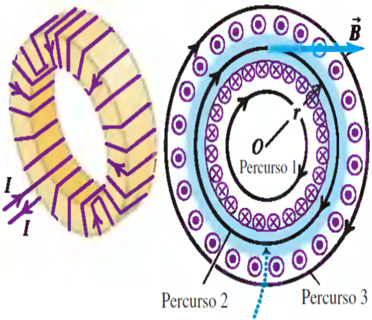
Campo de um Solenóide Toroidal.

- **Para o caminho 1 temos,**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$$

- **Para o caminho 2 temos,**

$$\begin{aligned} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \mu_0 N\mathrm{I} \\ 2\pi r B &= \mu_0 N\mathrm{I} \\ B &= \frac{\mu_0 N\mathrm{I}}{2\pi r} \end{aligned}$$



O campo magnético está quase completamente cofinado ao espaço no interior dos enrolamentos.

Campo de um Solenóide Toroidal.

- **Para o caminho 1 temos,**

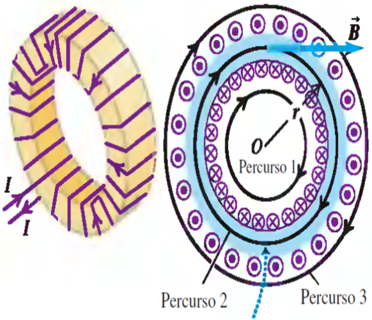
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$$

- **Para o caminho 2 temos,**

$$\begin{aligned} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \mu_0 N\mathrm{I} \\ 2\pi r B &= \mu_0 N\mathrm{I} \\ B &= \frac{\mu_0 N\mathrm{I}}{2\pi r} \end{aligned}$$

- **Para o caminho 3 temos,**

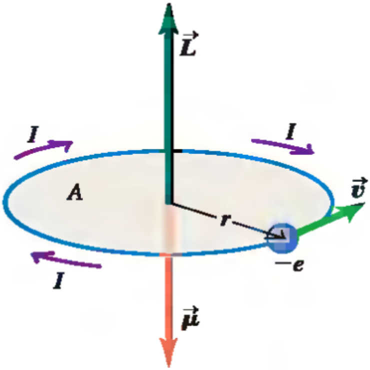
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (N\mathrm{I} - N\mathrm{I}) = 0$$



O campo magnético está quase completamente cofinado ao espaço no interior dos enrolamentos.

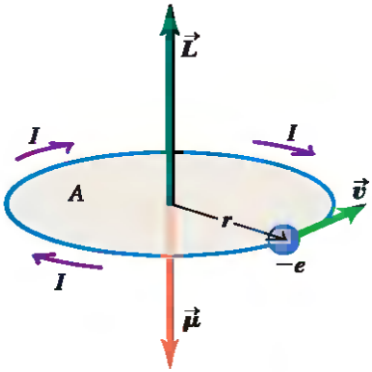
O magneton de Bohr

$$I = \frac{e}{T}$$



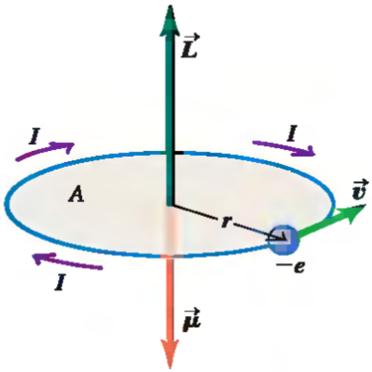
O magneton de Bohr

$$
\begin{aligned}
\mathrm{I} &= \frac{e}{\mathrm{T}} \\
T &= \frac{2\pi r}{v}
\end{aligned}
$$



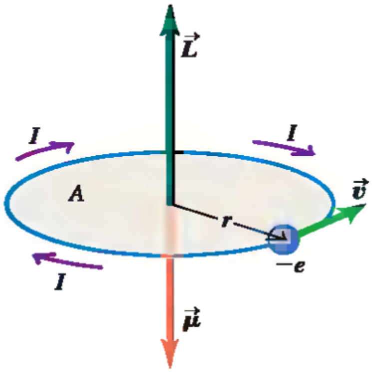
O magneton de Bohr

$$\mathrm{I} = \frac{e}{\mathrm{T}}$$
$$T = \frac{2\pi r}{v}$$
$$\mathrm{I} = \frac{ev}{2\pi r}$$



O magneton de Bohr

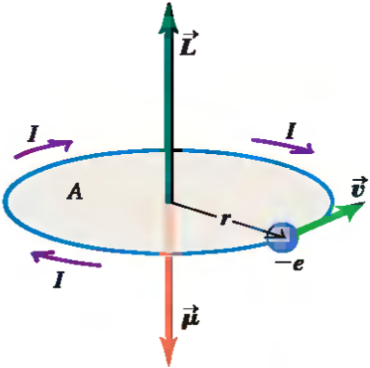
$$
\begin{aligned}
\mathrm{I} &= \frac{e}{\mathrm{T}} \\
T &= \frac{2\pi r}{v} \\
\mathrm{I} &= \frac{ev}{2\pi r} \\
\mu &= \mathrm{I}A \\
\mu &= \frac{ev}{2\pi r}(\pi r^2) = \frac{evr}{2}
\end{aligned}
$$



O magneton de Bohr

$$
\begin{aligned}
\mathrm{I} &= \frac{e}{\mathrm{T}} \\
T &= \frac{2\pi r}{v} \\
\mathrm{I} &= \frac{ev}{2\pi r} \\
\mu &= \mathrm{I}A \\
\mu &= \frac{ev}{2\pi r}(\pi r^2) = \frac{evr}{2} \\
L &= mvr = \frac{h}{2\pi}
\end{aligned}
$$

$h = 6,626 \times 10^{-34} Js$

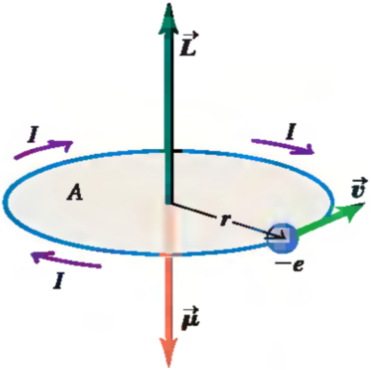


O magneton de Bohr

$$
\begin{aligned}
\mathrm{I} &= \frac{e}{\mathrm{T}} \\
T &= \frac{2\pi r}{v} \\
\mathrm{I} &= \frac{ev}{2\pi r} \\
\mu &= \mathrm{I}A \\
\mu &= \frac{ev}{2\pi r}(\pi r^2) = \frac{evr}{2} \\
L &= mvr = \frac{h}{2\pi}
\end{aligned}
$$

$$h = 6,626 \times 10^{-34} Js$$

$$
\begin{aligned}
\mu &= \frac{e}{2m}L = \frac{eh}{4\pi m} \\
\mu &= 9,274 \times 10^{-24} Am^2 \\
\mu &= 9,274 \times 10^{-24} J/T
\end{aligned}
$$



Paramagnetismo

Diamagnetismo

Ferromagnetismo