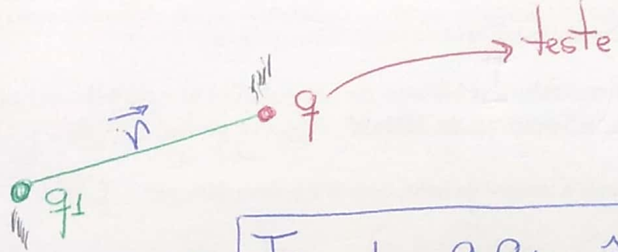
Força (continuação ...) e Torque Sobre Espiras

Vimos anteriormente que: $\boxed{F_{lorentz} = Q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)}$

Sabemos tbém que:



$$(1) \quad \boxed{F_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q \cdot q_1}{r^2} \hat{a}_r}$$

Eletrostática

Contudo, na eletrodinâmica as cargas (q_1 e q) estão em movimento, com velocidades $\vec{v}$ e $\vec{v}_1$, e isto resulta numa força magnética F_m, adicional, exercida por q_1 sobre q,

vetor unitário da posição

$$(2) \quad \boxed{F_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \cdot q_1}{r^2} \vec{v} \times \left(\vec{v}_1 \times \boxed{\frac{\vec{r}}{r}}\right)}$$

Fontes: Notaros. p. 124
Reitz. p. 161

O número $\frac{\mu_0}{4\pi}$ é a constante necessária p/ fazer uma lei experimental compatível com um conjunto de unidades. logo

$$\frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7} \left[N s^2 / C^2\right]$$

Multiplicando a eq(2) por $\underline{\varepsilon_0}$ e comparando com a eq. (1), temos:

$$\boxed{\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}} \quad (3)$$

$\hookrightarrow 2{,}9979 \times 10^8 \, m/s$

isto nos resultará que: $F_m \ll F_e$.

Mas, não podemos desprezar a F_m. Existem casos, como em eletroímas, motores, transformadores em que a F_m têm muita importância.

① Da força de Lorentz: temos:

força elétrica em uma partícula: $\vec{F_e} = q.\vec{E}$

força magnética em uma partícula: $\vec{F_m} = Q\vec{v} \times \vec{B}$

$\hookrightarrow$ densidade de fluxo mag.

Considerando várias cargas, temos que fazer:

$$\left(\sum q\vec{v}\right)_{em\, dV} = N_{em\, dV}.\, Q\vec{v_d} = N.dV.Q.\vec{v_d} = \vec{J}\, dV$$

Portanto, a força magnética em um elemento de volume com $\vec{J} dV$ é dada por

$$d\vec{F}_m = (\vec{J}\, dV) \times \vec{B}$$

num elemento de ~~Superfície~~ — será: $d\vec{F}_m = (\vec{J}_s\, ds) \times \vec{B}$

num elemento de linha — será: $d\vec{F}_m = (\underset{I}{\cancel{I_e}}\, dl) \times \vec{B}$

↓

integrando estas equações teremos:

↓

$$\boxed{\begin{aligned} \vec{F}_m &= \iiint \vec{J} \times \vec{B}\, dV \\ \vec{F}_m &= \iint \vec{J} \times \vec{B}\, ds \\ \vec{F}_m &= \int I\, dl \times \vec{B} = I \int dl \times \vec{B} \end{aligned}}$$

↳ corrente é sempre contínua numa linha.

No caso de um conduto reto

$$\vec{F}_m = (\vec{J} \times \vec{B}) \iiint dV = (\vec{J} \cdot V) \times \vec{B} = (\vec{J}\, s\, l) \times \vec{B}$$

$$\boxed{\vec{F}_m = (\vec{J}\, s\, l) \times \vec{B} = l I \times \vec{B}}$$

com: $s\vec{J} = I$

Já obtivemos as expressões gerais p/ forças exercidas em sistemas de corrente, como:

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

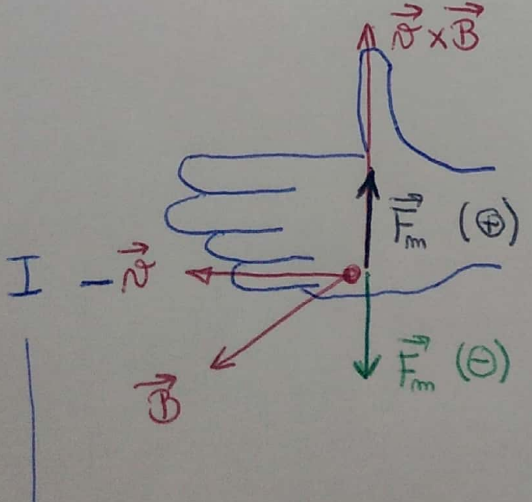
se o fluxo mag $(\vec{B})$ for constante:

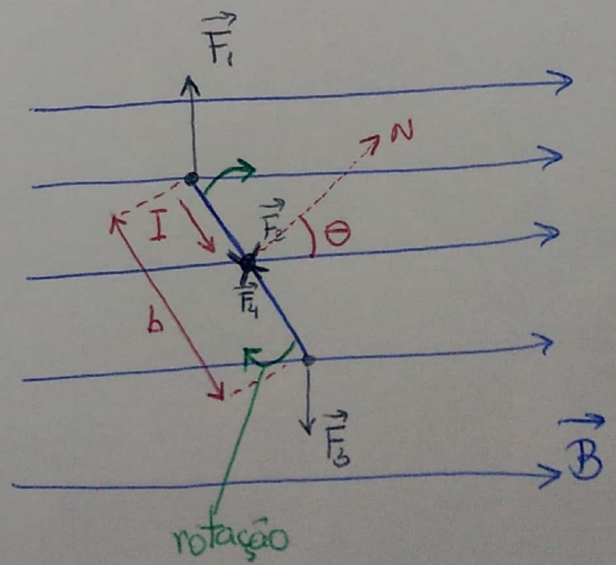
$$\vec{F} = I\vec{B} \times \oint d\vec{\ell}$$

contudo, $\oint d\ell = 0$ $\longrightarrow$ significando que: a força mag. em um circuito filamentar fechado em um campo mag. uniforme é zero.

Se o campo $(\vec{B})$ não for uniforme, a força total não precisa ser zero.

Normalmente o Torque (ou momento) é $\neq$ zero.

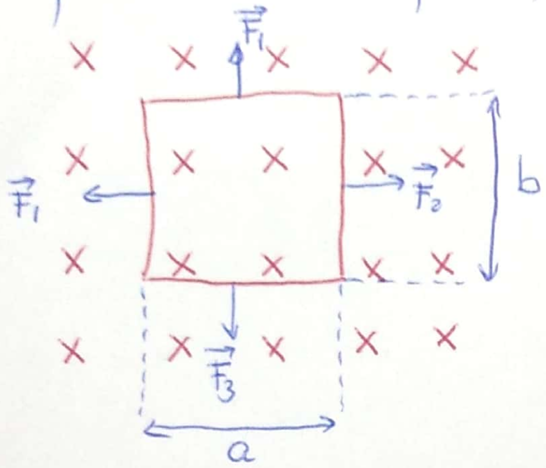




↳ tbém é a direção da corrente elétrica

Torque será definido como: $\tau = I b B \cos\theta$

porém uma espira possui 2 lados - a e b.



logo:

$$\tau = I . b . a . B . \sin\theta$$

$$\tau = \underbrace{I . A_{rea}}_{\mu} B . \sin\theta$$

$$[N] \leftarrow \boxed{\tau = \mu . B \sin\theta} \quad B \rightarrow [T]$$

μ - Momento de dipolo magnético (momento mag)

↳ $[A . m^2]$

↳ aponta na mesma direção do vetor normal N - direção do polegar (regra da mão direita).

Ainda, tomando $\frac{E}{B} = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$

μ_0 ↳ $4\pi \times 10^{-7}$ $N . s^2/C^2$

$4\pi \times 10^{-7}$ $T . m/A$

$4\pi \times 10^{-7}$ $Wb/A . m$

$$\vec{B} = \varepsilon_0 . \mu_0 \vec{E} \dashrightarrow F_e . \frac{1}{q}$$

$$\vec{B} = \varepsilon_0 . \mu_0 . \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{r^2} . \frac{1}{\cancel{q}}$$

$$\boxed{\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} . \frac{q}{r^2}} \rightarrow \text{se estiver em movimento} \quad \boxed{\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} . \frac{q . v}{r^2}}$$