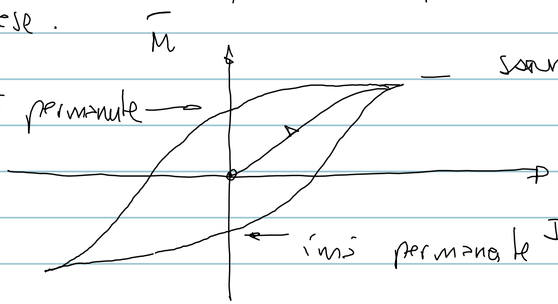
19.7 Ferromagnetismo

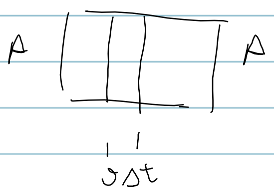
A discussão no Griffiths é boa. Não vou acrescentar nada aqui.
Discutiremos em classe sobre ~~o~~ alinhamento de spins em domínios ferroelétricos, alteração dos domínios, saturação, temperatura de Curie e histerese.



~~Eletro~~ 20 ELETRODINÂMICA

20.1 Corrente e velocidade de deriva

Consideremos um meio c/ densidade de cargas uniforme. Estas cargas se movem com velocidade v

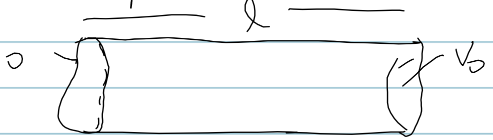


$$\Delta q = ne \cdot A\, v \Delta t$$
↳ densidade de cargas

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = nev A$$

De fato $I = JA = \int_S \bar{J} \cdot d\bar{A}$, $\bar{J} = ne\vec{v}$

Suponhamos que um campo é aplicado entre dois pontos de um tubo ~~met~~ condutor



Suponhamos que exista um campo uniforme (isto vai ficar claro depois) $|\vec{E}| = \frac{V_0}{l}$

As cargas ~~Ee~~ tem velocidade

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + a t = \vec{v}_0 + \frac{e\vec{E}}{m} t$$

Suponhamos que a cada intervalo de tempo τ as cargas se chocam com velocidade final completamente aleatória. Então:

$$\langle \vec{v} \rangle \approx \underbrace{\langle \vec{v}_0 \rangle}_{=0} + \frac{e\vec{E}}{m} \tau$$

Portanto $\vec{J} = ne \langle \vec{v} \rangle = \underbrace{\frac{ne^2\tau}{m}}_{\text{condutividade}} \vec{E}$

Notem que $\vec{J}$ depende linearmente de $\vec{E}$ $\boxed{\vec{J} = \sigma \vec{E}}$

Condutor perfeito $\tau \to \infty \Rightarrow \vec{E} = 0$, mesmo quando existe $\vec{J}$ pois $\vec{E} = \frac{\vec{J}}{\sigma \to \infty} = 0$

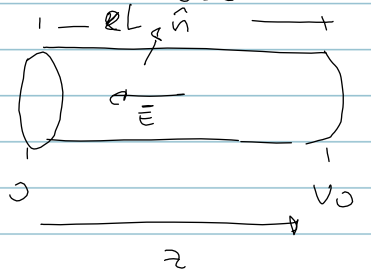
Notem também que para correntes estacionárias

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = \bar{\nabla} \cdot \left(\frac{\bar{J}}{\sigma} \right)$$

Se σ é homogêneo $\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = \frac{1}{\sigma} \bar{\nabla} \cdot \bar{J} = 0$

Portanto só existe cargas nas superfícies

Ex. 20.1.1 ~~Tubo com~~ Cilindro condutor



Considerando corrente estacionária $\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = 0$ e o potencial satisfaz a eq. de Laplace.

Agora nas normais laterais $\bar{J} \cdot \hat{n} = 0$ pois as cargas não vazam $\Rightarrow \frac{\partial V}{\partial n} = 0$ pois $\frac{\bar{E} \cdot \hat{n}}{\sigma} = 0$

Como $\frac{\partial V}{\partial n}$ é zero V deve ser função só de z

$V = V(z)$ Para uma dimensão a solução da equação de Laplace é uma reta

Então $V(z) = \frac{V_0 z}{L}$ é uma solução e é a única (unicidade). V linear implica um campo uniforme na direção z

$$\bar{E} = -\nabla V = -\frac{V_0}{L} \hat{z}$$

Note que $\Delta V = V_0$ (é a diferença de potencial entre as extremidades do cilindro)

$$J = \sigma E = \frac{\sigma V_0}{L}$$

$$\Rightarrow I = \frac{\sigma V_0}{L} A = \frac{\sigma A}{L} V$$

$$\Rightarrow V = R I \quad ; \quad R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{A} = \frac{\rho L}{A}$$

$\rho \equiv \frac{1}{\sigma}$ = resistividade.

Voltando à corrente de deriva, dois pontos são importantes

(1) O trabalho realizado pelo campo elétrico é

$$P = VI = RI \cdot I = RI^2$$

(O campo acelera, mas as cargas se movem com velocidade uniforme)

(2) Valor da velocidade de deriva.

Considere cobre, 1 mm de diâmetro conduzindo 1 A. Qual é a velocidade de deriva?

Cu $\rightarrow$ densidade $9 g/cm^3 = 9 \times 10^3 Kg/m^3$

$$m_{Cu} = 64u = \frac{64}{6 \times 10^{23}} g$$

1 elétron livre / átomo. Então:

$$n = \frac{9\ g/cm^3}{64\ g} \cdot 6\times10^{23} = 8.4\times10^{22}\ \text{elétrons}/cm^3$$

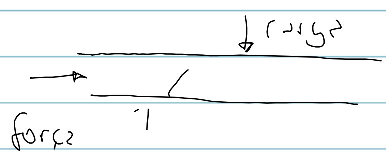
$$J = n e v = I/A = 1\ \text{Amp.} / \pi\,(0.5\times10^{-1})^2$$

$$v = \cancel{\frac{\pi \times 2.5\times10^{-3}\ cm^2}{8.4\times10^{22}}} \qquad \frac{1\ C/s}{8.4\times10^{22}\ \frac{el.}{cm^3} \times 1.6\times10^{-19}\ C\ \pi\,(0.5\times10^{-1})^2\ cm}$$

$$v = \frac{1}{105.5}\ \frac{cm}{s} \Rightarrow \boxed{v \simeq 9\times10^{-3}\ cm/s}$$

Extremamente lento!

Sendo assim, por que ligar uma lâmpada é muito mais rápido que isto?



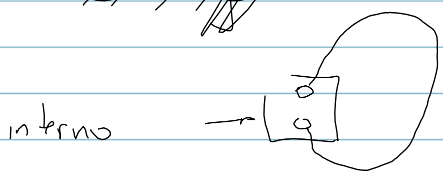
Ao se criar localmente algum acúmulo extra, este acúmulo vai criar um campo elétrico ~~que~~ em todo espaço que tente evitar o acúmulo.
Este campo elétrico criado é o que é visto na outra extremidade. Ou seja, o tempo p/ ligar a lâmpada é o tempo de criar o campo elétrico. A velocidade de propagação vai ser basicamente a velocidade da luz no meio.

20.2 Força Eletromotriz

Sabemos que em eletrostática $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$

No entanto num circuito pode haver contribuições de outra natureza para movimentar as cargas. Estas podem advir de um sistema externo ~~que~~ ~~injeta cargas ou as acelera no~~ ~~cria um campo para~~ ~~acelerar as cargas~~ ~~sistema~~ ou pode vir de uma origem dinâmica. De qualquer forma, pode haver então uma força eletromotriz resultante $\mathcal{E}$

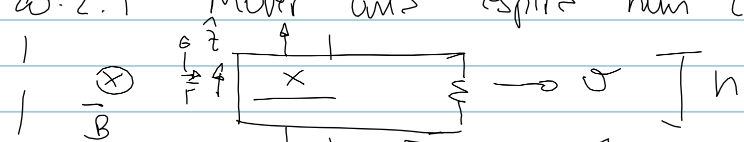
$\cancel{\mathcal{E} \neq 0}$



Digamos que a força total por unidade de cargas é $\vec{f} = \underbrace{\vec{f}_s}_{\text{fontes}} + \vec{E}$ ← parte eletrostática

$$\mathcal{E} = \oint \vec{f} \cdot d\vec{l} = \oint \vec{f}_s \cdot d\vec{l} + \underbrace{\cancel{\oint \vec{E} \cdot d\vec{l}}}_{=0}$$

20.2.1 Mover uma espira num campo magnético



$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = qvB\hat{z} \Rightarrow \vec{f} = \frac{\vec{F}}{q} = vB\hat{z}$

$$\oint \vec{F}\cdot d\vec{l} = vBH = \mathcal{E}$$

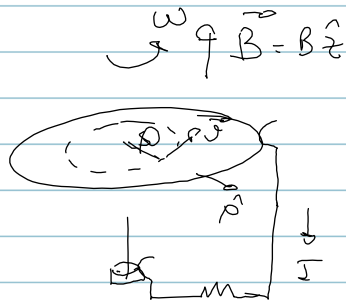
Podemos considerar o fluxo de $\vec{B}$

$$\Phi = \int \vec{B}\cdot d\vec{a}$$ ($\hat{n}$ para ~~fora~~ dentro da página)

$$\Phi = BHx$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = BH\frac{dx}{dt} = -BHv \Rightarrow \boxed{\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}}$$

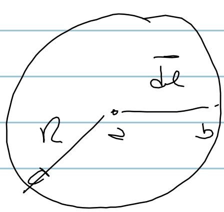
Exemplo 20.2.1 (Exemplo 7.4 Griffith)



$$\vec{v} = \vec{\omega}\times\vec{\rho} = \omega s\hat{\phi}$$

$$\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B} = q\omega\rho B\hat{\rho}$$

$$\vec{f} = \omega B\rho\hat{\rho}$$



$$\mathcal{E} = \int_0^b \omega B\rho\, d\rho = \frac{\omega B\rho^2}{2}\Big|_0^R$$

$$\mathcal{E} = \frac{\omega B R^2}{2}$$

A corrente final será $I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\omega B R^2}{2R}$

Sug. Problemas 7.10 ; 7.7 ; 7.1