IV – ELETRICIDADE

14 – Eletrostática

14.1 - Carga Elétrica e sua conservação

As primeiras observações sensíveis de fenômenos elétricos datam de 600 anos AC na Grécia, através de experimentos realizados pelo matemático e filósofo Tales de Mileto. Verificou que o âmbar (resina fóssil, translúcida e muito dura) atraía fragmentos de palha ou de pena quando previamente atritado com pele de gato. Tal fato, na época, foi encarado de forma misteriosa, visto que não havia explicações coerentes para essa atração entre corpos à distância.

Sabe-se que a matéria é constituída de “aglomerados de elementos” denominados átomos, os quais são basicamente formados por partículas elementares chamadas próton, neutro e elétron.

Os prótons quando em presença um do outro se repelem, acontecendo o mesmo com os elétrons. No entanto, quando um próton está na presença de um elétron, surge entre eles uma força de atração.

Comportamento análogo se observa quando se atrita o âmbar com pele de gato. Esse comportamento é explicado atribuindo-se aos prótons e aos nêutrons uma propriedade física denominada carga elétrica.

Em face dos elétrons e prótons apresentarem efeitos elétricos opostos, convencionou-se chamar de negativa a carga do elétron e positiva a carga do próton. Como os nêutrons não apresentam efeitos elétricos, têm carga nula.

A carga que aparece no âmbar atritado não foi criada no processo, mas decorrente da transferência de elétrons da pele do gato para o âmbar. Cada corpo, que inicialmente era eletricamente neutro, pelo atrito, ficou eletricamente carregado. O de carga negativa, pelo excesso de elétrons e o de carga positiva, pela falta de elétrons.

Experimentalmente verifica-se que:

a) a quantidade de carga de um elétron é igual à de um próton. No SI a quantidade de carga é medida em Coulomb (C), sendo o valor do elétron

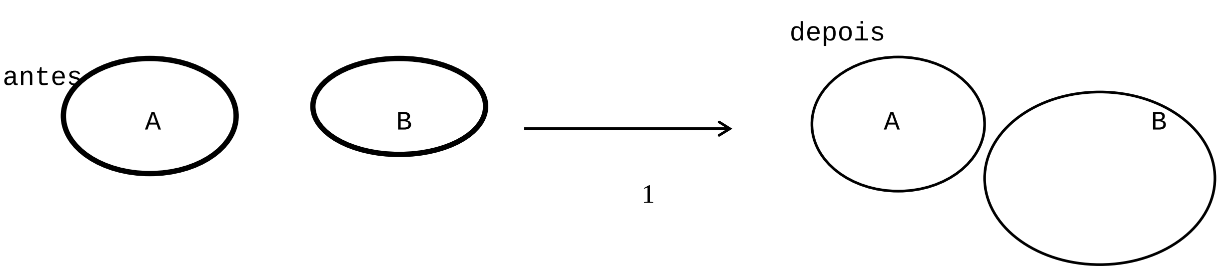
$$e = 1,6 \times 10^{-19} C$$

b) o valor das cargas medidas é um múltiplo inteiro com valor da carga do elétron. Representado pela letra Q a carga do corpo e por n o número de elétrons em falta ou em excesso do mesmo, podemos escrever:

$$Q = n.e \tag{125}$$

Isto significa que a carga do elétron não pode ser dividida, isto é, ela é quantizada.

c) a carga elétrica não pode ser criada nem destruída, portanto, em um sistema isolado, a carga total é uma constante do mesmo. (Princípio da conservação das cargas elétricas).



Q_1 Q_2 Q_1'

fig. 150

Q_2'

$$Q_1 + Q_2 = Q_1' + Q_2' = \text{constante} \qquad (126)$$

Esta expressão só é válida se o sistema for eletricamente isolado, isto é, o sistema não troca cargas elétricas com o meio exterior.

A conservação das cargas elétricas parece sugerir que prótons e elétrons não podem ser criados ou destruídos.

entretanto, existem processos na natureza durante os quais as partículas elétricas são criadas ou destruídas. Nesses processos, o aparecimento ou desaparecimento de uma carga de um determinado sinal ocorre simultaneamente ao surgimento ou aniquilamento de outra carga de sinal contrário.

Mesmo nestas condições, a soma algébrica das cargas positivas e negativas permanece constante, embora mude o número total de cargas do sistema.

d) cargas elétricas de mesma natureza se repelem e de natureza opostas se atraem (princípio fundamental da eletrostática ou lei de Du Fay).

14.2 - Lei de Coulomb

O resultado de estudos experimentais realizados por Coulomb, através de uma balança de torção, demonstra que:

Duas cargas elétricas puntuais exercem entre si forças que são diretamente proporcionais ao produto de suas cargas e ao inverso do quadrado da distância que as separa.

$$F = K.\frac{Q.q}{r^2} \qquad (127)$$

onde K é a constante de proporcionalidade (constante eletrostática).

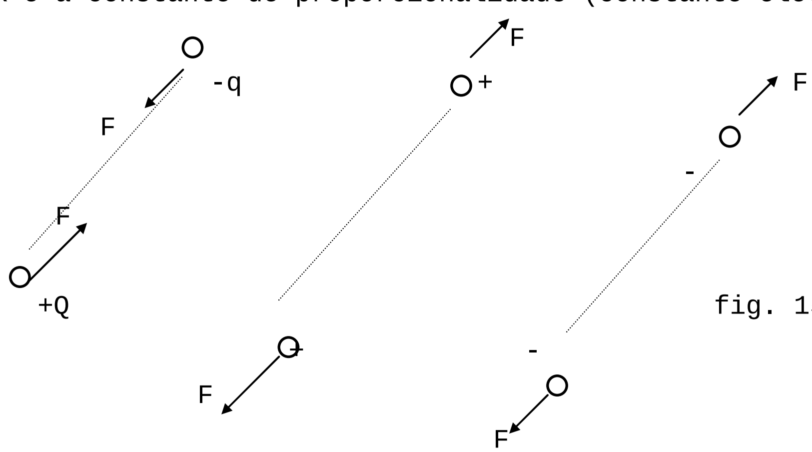


fig. 151

14.2 - Indução eletrostática

Consideremos um condutor A inicialmente neutro e outro B eletrizado. Aproximando A de B (sem tocá-los), observamos em A uma separação de cargas devido à influência do condutor eletrizado. O condutor A é chamado induzido e o condutor B indutor. Esse fenômeno é denominado indução eletrostática.

a) indutor B carregado positivamente. Aproximando B de A, verificamos em A cargas negativas na região próxima de B, e positiva na região oposta (fig.151). Tal fato é devido à atração de cargas negativas por B e consequentemente repulsão das positivas por B. Liguemos, nessas condições, o condutor A à terra. Como as cargas negativas do condutor A estão vinculadas às positivas de B, elétrons da Terra fluirão para o condutor A até neutralizarem as suas cargas positivas (fig. 153). Desfazendo a ligação e mesmo depois de afastado o condutor B, verificamos que A estará carregado com cargas negativas (fig. 154).

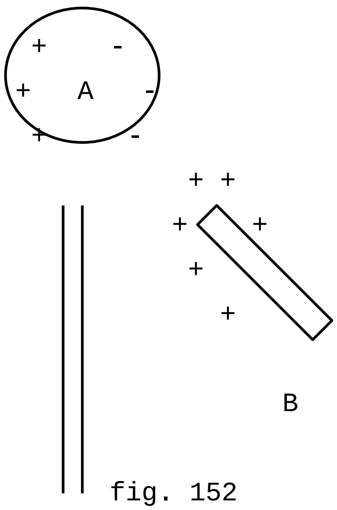


fig. 152

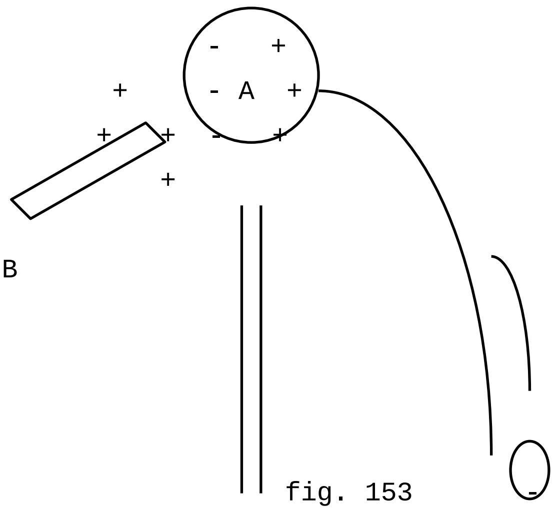


fig. 153

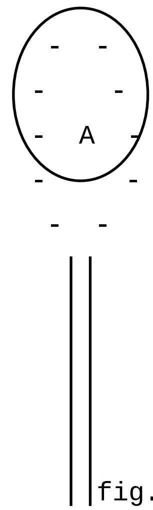


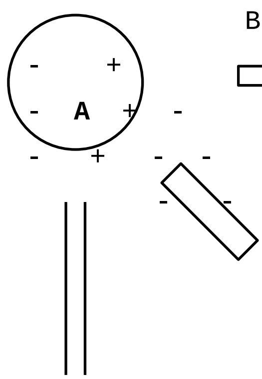
fig.154

b) Indutor B carregado negativamente.

Aproximando B de A, verificamos em A cargas positivas na região de B, e negativas na região oposta (fig. 155). Tal fato é devido à atração das cargas positivas por B, e, consequentemente, à repulsão das negativas por B.

Liguemos, nessas condições, o condutor A à Terra. Como as cargas positivas do condutor A estão vinculadas às negativas de B, elétrons do condutor A escoarão para a Terra até que a região mais afastada de B fique neutra (fig. 156). Desfazendo a ligação e mesmo depois de afastado o condutor B, verificamos que A estará carregado com cargas positivas fig. 157.

fig.155



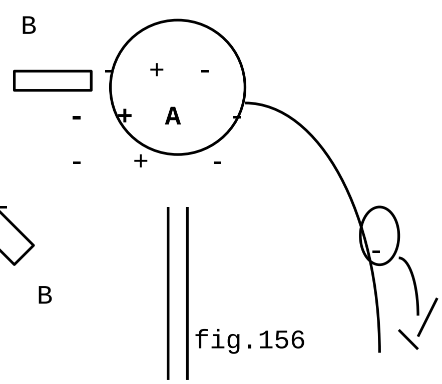


fig.156

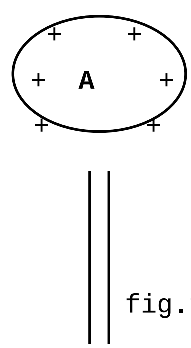


fig.157

Pelo exposto conclui-se que o induzido ficará sempre carregado com carga de natureza oposta à do indutor.

14.4 - Campo eletrostático

Seja Q uma carga puntiforme, positiva, num ponto qualquer do espaço. Colocando uma carga de prova num ponto P próximo da carga Q, ela ficará sujeita a ação de uma força F dada por:

$$F = q.E \qquad (128)$$

onde E é denominado vetor campo elétrico nesse ponto, gerado pela carga Q, dependendo somente do valor da carga geradora e da posição do ponto P.

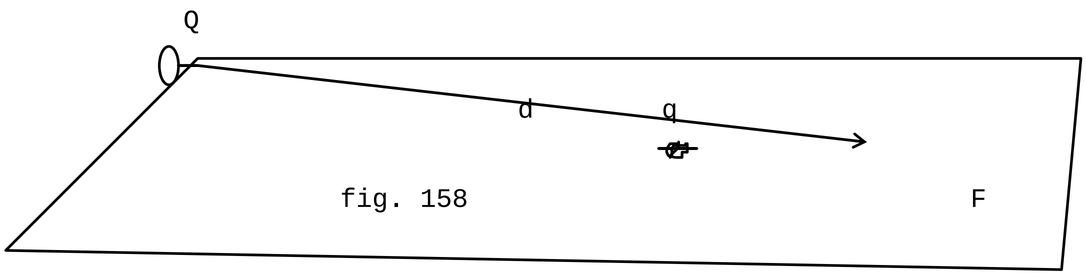


fig. 158

Sendo o campo uma grandeza vetorial, temos:

a) módulo de $\vec{E}$:

$$E = F/q$$

onde o valor de q é tomado em módulo.

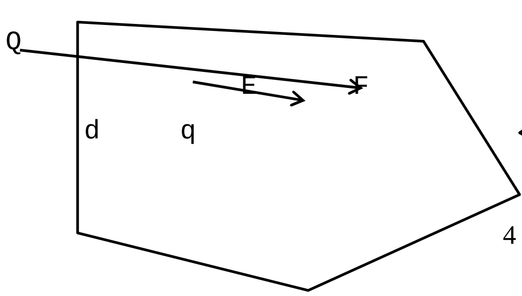
b) direção de $\vec{E}$

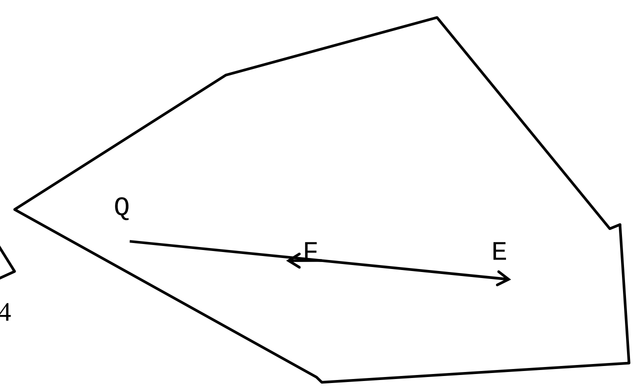
A direção do vetor campo elétrico é a mesma da força elétrica atuante na carga q.

c) sentido de $\vec{E}$

1- se q > 0, o vetor campo elétrico tem o mesmo sentido da força elétrica.

2- se q < 0, o valor do vetor campo elétrico tem o sentido oposto ao da força elétrica.





d q

caso 1

caso 2

fig.159

fig.160

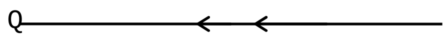
Para que melhor possamos entender a noção de campo afirmamos que se sobre um corpo, colocado em um ponto do espaço, aparece uma força, dizemos que nesse ponto existe um campo, que recebe um nome de acordo com a natureza da força atuante.

A carga Q geradora do campo elétrico $\vec{E}$ pode ser positiva ou negativa.

a) sendo a carga Q positiva, o campo elétrico gerado tem direção radial e sentido divergente, como ilustra a figura 161:

Nessas condições, o campo é denominado campo de afastamento.

b) sendo a carga Q negativa, o vetor campo elétrico gerado tem direção radial e sentido convergente, como ilustra a figura 162:



Nessas condições, o campo $\vec{E}$ é denominado campo de aproximação.

Campo gerado por uma carga puntiforme

Consideremos uma carga puntiforme Q (positiva) num ponto qualquer do espaço. Para determinarmos a intensidade do vetor campo elétrico $\vec{E}$ em um ponto P, a uma distância d da carga geradora, coloquemos nesse ponto uma carga de prova q (positiva) como ilustra a figura 163.

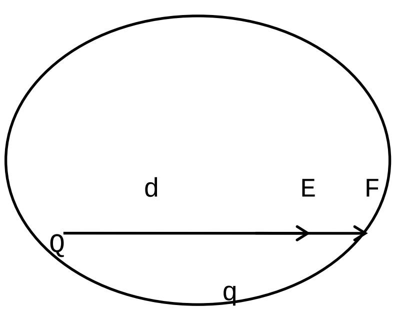


fig.163

Nessas condições, pela definição de campo elétrico, a intensidade da força atuante em q é dada por (128).

$$\vec{F} = q.\vec{E} \qquad (128)$$

Pela lei de Coulomb,

$$\vec{F} = K_0 \frac{q.Q}{d^2} \qquad (129)$$

Comparando (128) e (127) vem:

$$q.E = K_0 \frac{q.Q}{d^2} \Rightarrow \vec{E} = K_0 \frac{q.Q}{d^2} \qquad (130)$$

Nota: na expressão do campo, Q é sempre “tomada em módulo”.

Sendo o campo elétrico ($\vec{E}$) de uma carga puntiforme inversamente proporcional ao quadrado da distância (d), o diagrama E x d é:

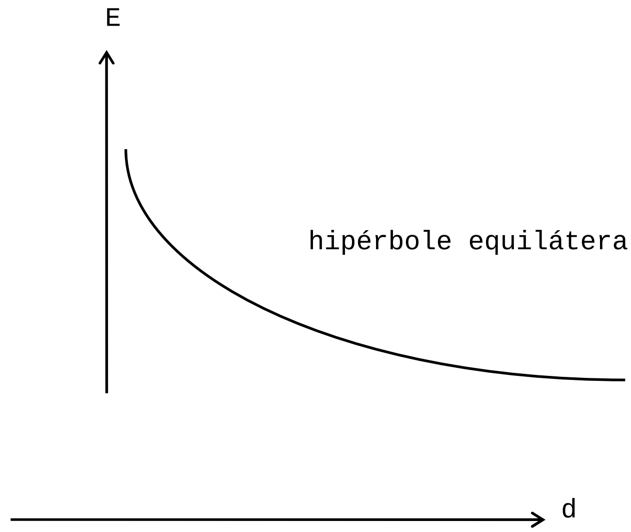


fig. 164

Campo gerado por várias cargas puntiformes

No caso de termos uma distribuição de cargas Q_1, Q_2, Q_3,...,Q_n, o campo elétrico num ponto P qualquer do espaço, gerado por essas cargas, é obtido pela soma vetorial dos campos criados individualmente por cada uma das cargas, nesse ponto:

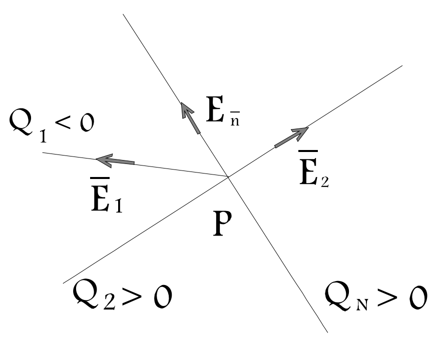


fIG. 165

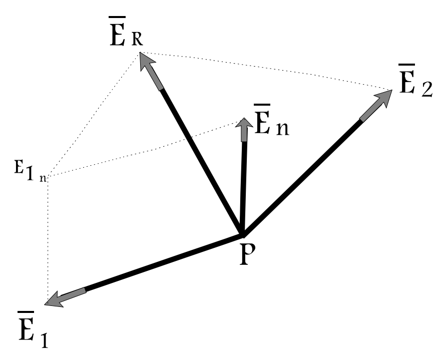


Fig. 166

$$\vec{E}_R = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + ... + \vec{E}_n \qquad (130)$$

Representação de alguns campos elétricos através de suas linhas de campo.

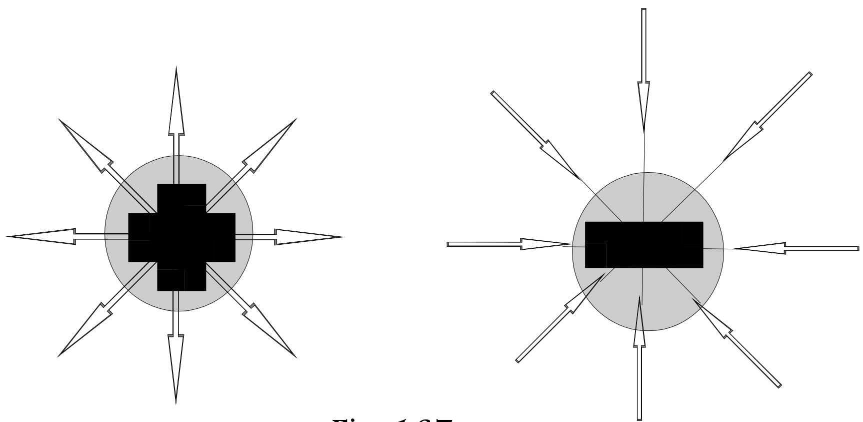


Fig. 167

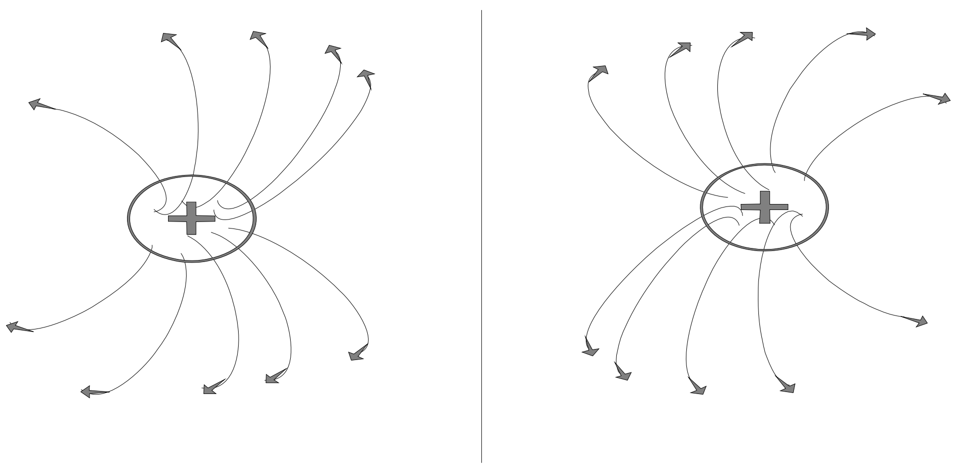


fig. 168

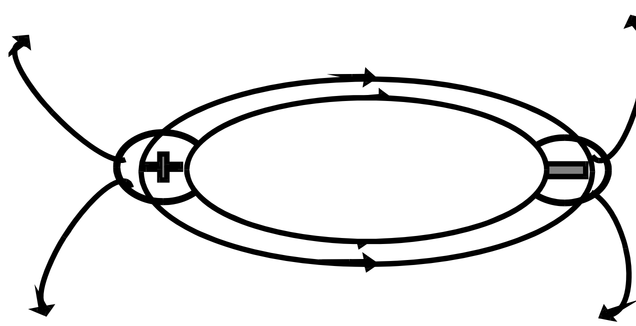


fig.169

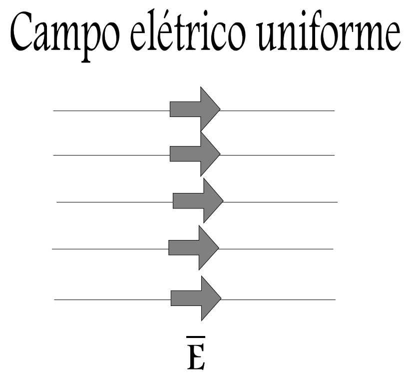


fig. 170

14.5 - Quantização da carga

Como vimos através da equação 125 temos que

$$Q = n.e$$

onde n é um número inteiro: 1,2,3,...

14.6 - Potencial eletrostático e diferença de potencial

Ao abandonarmos uma carga elétrica puntiforme q positiva (por exemplo) num ponto A de um campo elétrico qualquer, observamos que a mesma se desloca espontaneamente para um ponto B, devido à ação da força elétrica atuante sobre ela. Como o campo elétrico é conservativo e nesse campo o trabalho independe da trajetória dependendo apenas das posições inicial e final, a grandeza escalar $\frac{\tau_A^B}{q}$ é constante para a trajetória considerada. Essa grandeza é denominada diferença de potencial (U)’ entre os pontos A e B do campo elétrico e é expressa por:

$$U = \frac{\tau_A^B}{q} \qquad (131)$$

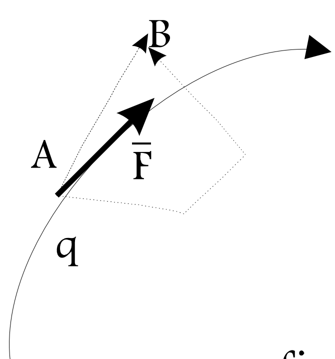


fig. 171

Havendo entre esses pontos uma diferença de potencial (d.d.p.) podemos associar a cada ponto do campo elétrico uma grandeza escalar denominada potencial elétrico (V).

Dessa forma, podemos escrever:

$$U = V_A - V_B \Rightarrow V_A - V_B = \frac{\tau_A^B}{q} \qquad \text{e} \qquad \tau_A^B = q(V_A - V_B) \qquad (132)$$

onde V_A é o potencial elétrico no ponto A e V_B o potencial elétrico no ponto B.

Para determinarmos o potencial elétrico num ponto A de um campo elétrico devemos atribuir a um outro ponto B um valor arbitrário tomado como referência. Seja, por conveniência, zero esse valor. Assim temos:

$$V_A - V_B = \frac{\tau}{q}$$. Como $V_B = 0$, =>

$$V_A = \frac{\tau}{q} \qquad (133)$$

que é a expressão do potencial elétrico no ponto A em relação ao ponto B.

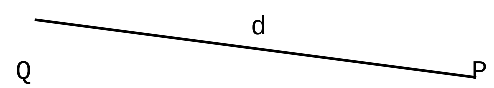
Potencial elétrico no campo de uma carga puntiforme.

Consideremos uma carga puntiforme Q num ponto qualquer do espaço. Como vimos, essa carga gera um campo elétrico, existindo em cada ponto P do campo um potencial elétrico dado por:

$$V_P = K\frac{Q}{d} \qquad (134)$$

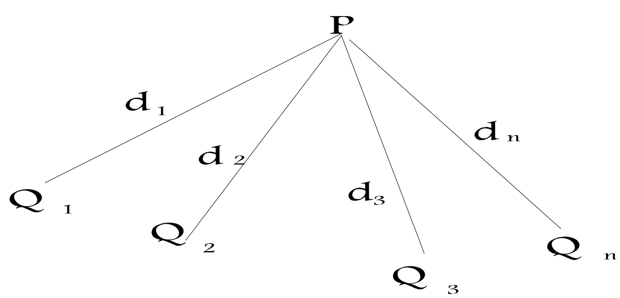
Sendo o meio o vácuo, o potencial elétrico em P é expresso por:

$V_P = K_0\ Q/d$



V_P fig.172

Potencial elétrico no campo de várias cargas puntiformes.



$$V_P = K\frac{Q_1}{d_1} + K\frac{Q_2}{d_2} + ... + K\frac{Q_n}{d_n} \qquad (135)$$

Se $q > 0$ => $V_A - V_B > 0$ => $V_A > V_B$

Se $q < 0$ => $V_A - V_B < 0$ => $V_A < V_B$

14.7 - Unidade de carga, campo elétrico e potencial elétrico

No SI

Carga	- Coulomb
Campo elétrico	- V/m ou N/C
Potencial elétrico	- Volt(V)

14.8 - Capacitores

Dependendo da forma das armaduras do capacitor, eles podem ser: planos, quando as armaduras forem planas; esféricas, quando as armaduras forem esféricas, e assim por diante:

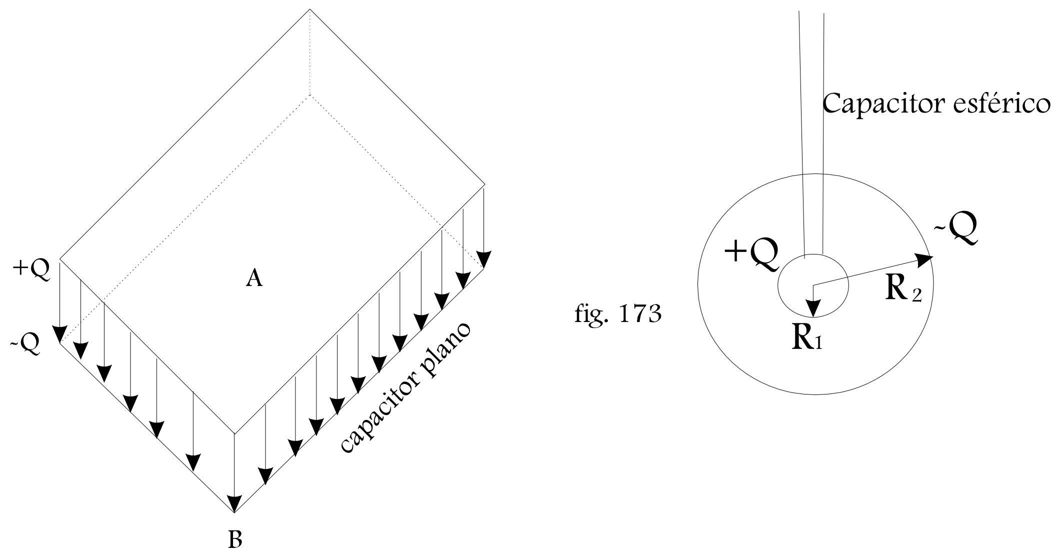


fig. 173

Os capacitores são representados graficamente por:

A  B fig. 174

Consideremos dois condutores A e B, sendo A carregado e B neutro.

Como vimos em 14.3, aproximando o condutor A do condutor B, haverá o fenômeno da indução eletrostática em B devido a influência do condutor A como ilustra a figura 175:

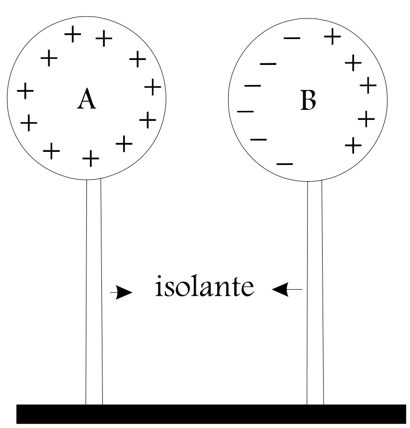


fig.175

Quando a indução de A em B for total (a carga induzida em B é igual e de natureza oposta às do indutor A), dizemos que o conjunto se constitui num capacitor.

Ligando o condutor B à Terra, como vimos em 14.3, ele ficará carregado com cargas de natureza oposta às de A.

Os condutores A e B são denominados armaduras e o meio entre eles, chamado dielétrico do capacitor. No caso da figura 175 A é a armadura positiva e B a negativa.

Nota: a carga de um capacitor é a carga de sua armadura positiva.

14.9 - Capacitância

A quantidade de carga armazenada em um capacitor é proporcional à diferença de potencial entre as suas armaduras. Sendo Q a carga do capacitor e $V_A - V_B$ a diferença de potencial entre as armaduras positiva e negativa, definimos capacidade do capacitor à relação:

$$C = \frac{Q}{V_A - V_B} \tag{135}$$

14.10 - Capacitor de placas paralelas

O capacitor de plano ou de placas paralelas é constituído de duas armaduras planas, iguais, de área S, dispostas paralelamente à distância d uma da outra, como ilustra 176:

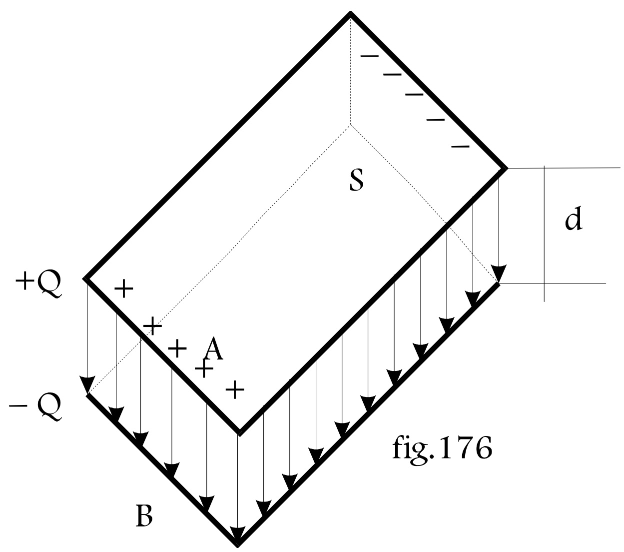


fig.176

Como as cargas se distribuem uniformemente sobre as armaduras, estas são superfícies equipotenciais. Como o vetor campo E é perpendicular às superfícies equipotenciais, concluímos que, entre as armaduras, o campo elétrico é uniforme.

Nesse caso, a intensidade do campo elétrico é expresso por:

$E = \dfrac{\sigma}{K\varepsilon_0}$. Como o campo é uniforme, $V_A - V_B = E.d$

A carga da armadura positiva é

$Q = \sigma.S$

Nessas condições, a capacidade do capacitor plano é:

$$C = \frac{Q}{V_A - V_B} = \frac{\sigma.S}{E.d} = \frac{\sigma.S}{\frac{\sigma}{K\varepsilon_0} d} \Rightarrow C = \frac{K\varepsilon_0 S}{d} \tag{136}$$

Para o vácuo, sendo K = 1, a capacidade do capacitor é expressa por:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d} \qquad (137)$$

14.11 - Associações em série e em paralelo para capacitores

a) associação de capacitores em série:

Neste tipo de associação, a armadura negativa de um capacitor é ligada à armadura positiva do seguinte, e assim por diante.

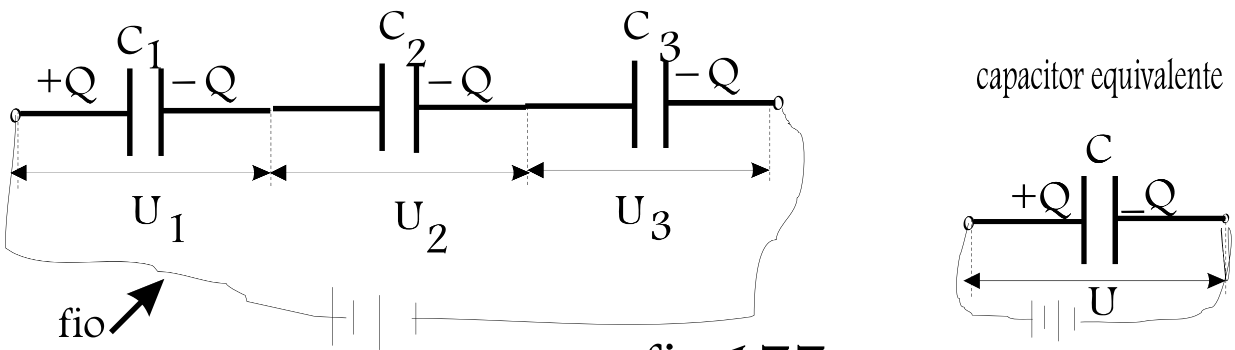


fig.177

Se aplicarmos a d.d.p. U à associação, as tensões em cada um dos capacitores serão U_1, U_2, U_3, tais que:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \qquad (138)$$

Se a armadura positiva do primeiro condensador recebe a carga de +Q, através da indução, os outros capacitores adquirem a mesma carga.

Se C = Q/U então U = Q/C

sendo $U = V_A - V_B$, portanto,

$$U_1 = Q/C_1,\ U_2 = Q/C_2,\ U_3 = Q/C_3$$

Substituindo em (138):

$$U = Q/C_1 + Q/C_2 + Q/C_3 \qquad (139)$$

Para o capacitor equivalente, U = Q/C

Comparando (139) e (138):

$$\frac{Q}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad => \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \qquad (140)$$

Esta fórmula é válida para qualquer número de capacitores em série.

b) Associação de capacitores em paralelo

Na associação em paralelo, as armaduras positivas são ligadas entre si, assim como as negativas; desta forma, os capacitores suportam a mesma d.d.p., porém a carga total Q se divide em Q_1, Q_2, Q_3, etc.

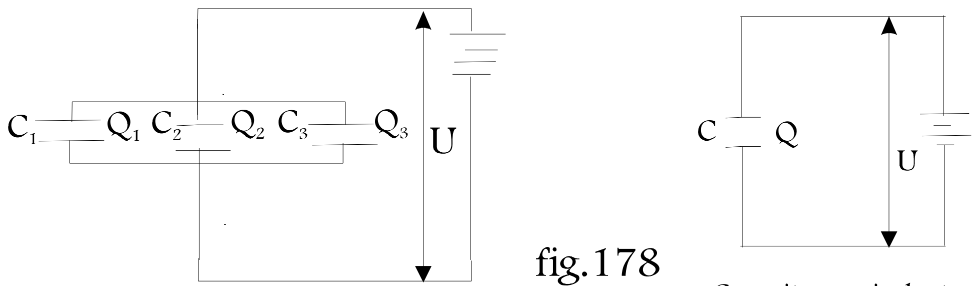


fig.178

Capacitor equivalente

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \qquad (141)$$

Em cada capacitor:

$Q_1 = C_1.U$, $Q_2 = C_2.U$, $Q_3 = C_3.U$. Substituindo em (141):

$$Q = C_1U + C_2U + C_3U \text{ ou } Q = (C_1 + C_2 + C_3)U \qquad (142)$$

Para o condensador equivalente:

$$Q = C.U \qquad (143)$$

comparando (143) e (142), temos:

$$C.U = (C_1 + C_2 + C_3).U \Rightarrow C = C_1 + C_2 + C_3 \qquad (144)$$

14.12 - Dielétricos

Dielétricos são meios isolantes. Vamos examinar o que acontece com a capacidade, d.d.p. e campo elétrico de um condensador, quando um dielétrico (vácuo ou ar) é substituído por outro.

Quando um dielétrico é colocado entre as armaduras de um capacitor, as moléculas sofrem indução e se orientam, ver figura 179a:

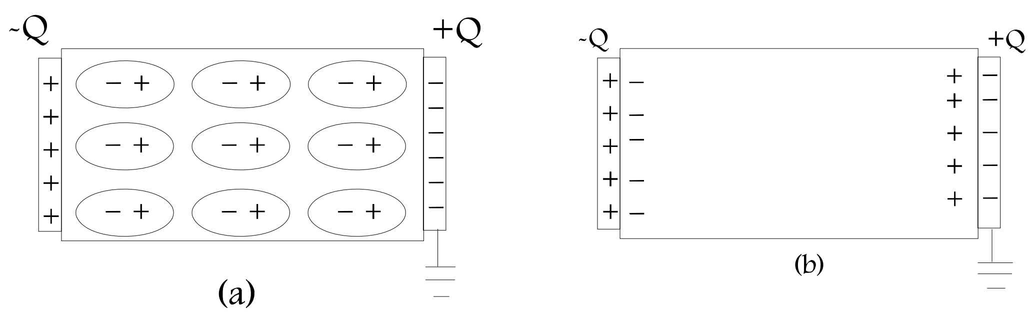


fig.179

Se o campo elétrico no interior de um capacitor, cujo meio é o vácuo, vale E_0, inserindo um dielétrico (por exemplo: parafina ou plástico), o campo elétrico sofre diminuição. Esta explicação é dada através da figura 180 (a) e (b).

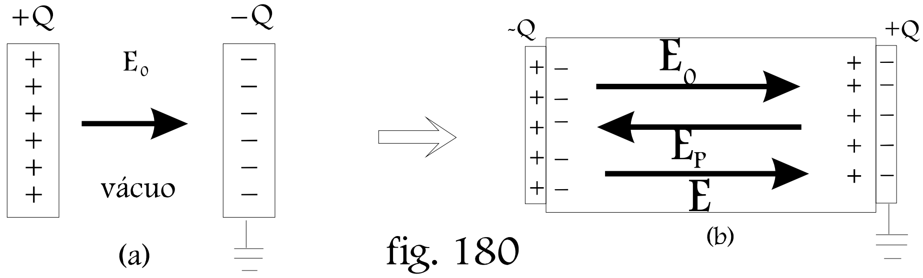


fig. 180

E_0 = campo devido às cargas +Q e -Q das armaduras.

E_P = campo devido às cargas +Q' e -Q' das faces do dielétrico, chamado campo de polarização.

$E = E_0 + E_P$ -> é o campo resultante.

$E < E_0$ -> porque E_P tem sentido contrário ao de E_0.

Se U_0 e U são as d.d.p. no condensador antes e após a introdução do dielétrico, e d é a distância entre as armaduras, temos:

$U_0 = E_0.d$

$U = E.d$, como $E < E_0$ => $C > C_0$

isto é, a capacidade sofre aumento com a introdução do dielétrico.

Relacionando as quatro igualdades anteriores, temos:

$$\frac{E_0}{E} = \frac{U_0}{U} = \frac{C}{C_0} = K \text{ (constante)} \qquad (145)$$

E_0, U_0, e C_0 são campo, d.d.p. e capacidade quando o meio é o vácuo.

14.3 - Constante dielétrica

A constante dielétrica K é um número adimensional denominado constante dielétrica do dielétrico ou permitividade relativa do dielétrico:

$$K = \frac{C(\text{com dielé tricodiferente do vá cuo})}{C_0} \qquad (146)$$

K de alguns		dielétrico	
água (20^{0}C)	**80**	óleos	2,1...3,0
ar	**1,0006**	parafina	2,1
baquelite	**3...5**	papel	2...3
borracha	**2,2**	porcelana	5
cerâmica com óxidos de			
Ba e Ti	**10^3...10^4**	vácuo	1
mica	**5,4**		

15 - Energia no campo elétrico e movimento de cargas

15.1 - Corrente elétrica

Verifica-se experimentalmente que, ao colocarmos um condutor numa região do espaço onde existe um campo elétrico, surge no condutor um movimento ordenado de cargas. A esse movimento damos o nome de corrente elétrica.

Nessas condições, nos condutores metálicos o sentido da corrente é oposto ao do movimento dos elétrons no seu interior.

Assim, podemos imaginar a corrente como sendo um movimento de cargas positivas.

Se q é a carga elétrica que atravessa a seção de um condutor no intervalo de tempo Δt, a intensidade da corrente elétrica é, por definição:

$$i = \frac{q}{\Delta t} \qquad (147)$$

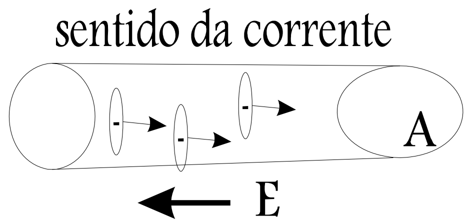


fig. 181

15.2 - Resistência e resistividade

A resistência elétrica ® de um condutor é definido como sendo a relação entre a d.d.p. à qual o condutor está submetido e a intensidade de corrente que o atravessa, isto é:

$$R = \frac{V_A - V_B}{i} \tag{148}$$

A resistividade é uma grandeza relacionada com a resistência elétrica de um condutor e é uma característica do material que o constitui.

Da experiência conclui-se que a resistência em relação a resistividade de um fio e de sua espessura é expressa por:

$$R = \rho \frac{\ell}{S} \tag{149}$$

onde ρ é a resistividade do material que constitui, ℓ é o comprimento do condutor e S a área da sua seção.

A resitividade pode variar também com a temperatura segundo a expressão:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \ \Delta t) \tag{150}$$

onde, ρ é a resistividade à temperatura t_0, α é uma constante chamada coeficiente de temperatura da resistividade e expressa em $^0C^{-1}$ e Δt a variação de temperatura considerada.

Nessas condições, como a resistência depende da resistividade, também varia com a temperatura. Portanto, desprezando os efeitos de dilatação térmica no condutor, ela é expressa por:

$$R = R_0 (1 + \alpha \Delta t) \tag{151}$$

O gráfico que representa U X i é:

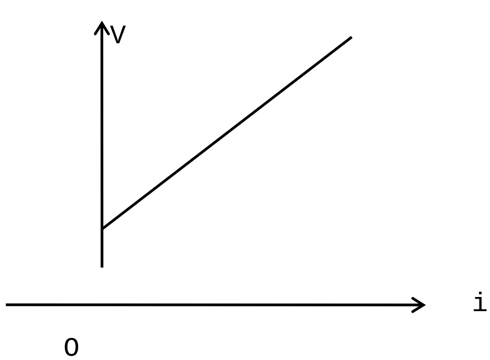


fig. 182

15.3 - Conservação da energia e força eletromotriz.

Ao contrário de condutores ligados convenientemente de modo a possibilitar a passagem de corrente elétrica através deles, chamamos circuito elétrico.

A todo dispositivo capaz de criar e manter uma d.d.p. entre dois pontos de um circuito elétrico às custas da transformação de outra energia que não a elétrica, damos o nome de gerador elétrico.

A corrente num circuito pode ser entendida, como vimos, pelo movimento das cargas positivas através dele, indo espontaneamente de pontos de maior potencial elétrico para outras de menor potencial.

Assim, a corrente elétrica, ao atravessar um resistor, sofre uma queda de potencial elétrico, cedendo-lhe uma quantidade de energia elétrica, transformada em calor por efeito joule.

Esse fenômeno é análogo ao de um corpo que cai, perdendo, consequentemente, em relação ao solo, energia potencial gravitacional.

Para restituir ao corpo a energia potencial gravitacional que ele possuía antes da queda, é necessário realizar um trabalho sobre ele, contra a ação das forças do campo gravitacional.

Do mesmo modo, para restituir às cargas da corrente elétrica a energia que elas possuíam antes de atravessar o resistor, também é necessária a realização de um trabalho sobre elas. Tal trabalho é realizado pelo gerador inserido no circuito.

Seja ΔQ a quantidade de carga que passa pelo gerador no intervalo de tempo Δt. O trabalho realizado pelo gerador sobre essa quantidade de carga é expressa por:

$$T_g = \varepsilon \Delta Q \qquad (152)$$

onde a grandeza escalar ε é denominada força eletromotriz e representa o trabalho realizado pelo gerador por unidade de carga.

15.4 - Potência elétrica

Como já vimos no item 7.16 (equações 73 e 74)

$$P = T/\Delta t \quad \text{ou} \quad P = F.v$$

Quando uma carga elétrica q desloca-se de A para B, sabemos que:

$$T = q\,(V_A - V_B)$$

Como $P = T/\Delta t \Rightarrow P = q(V_A - V_B)/\Delta t$

Lembrando que $i = q/\Delta t$ e $U = V_A - V_B$, temos:

$$P = U.i \qquad (153)$$

15.5 - Relação entre corrente elétrica e diferença de potencial aplicado.

Já verificamos na equação (153) acima. Podemos ter outra equação para a potência elétrica.

$P = R.i$ como $U = R.i$, de (148), vem

$$P = R.i.i = P = R.i^2 \qquad (154)$$

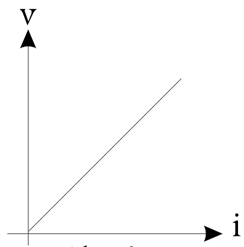
ou $$P = U^2/R \qquad (155)$$

15.6 - Condutor ôhmico e não-ôhmicos

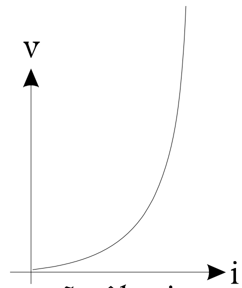
Os condutores são ôhmicos se obedecem a relação de Ohm.

U = R.i

e se a relação U X i não for constante, dizemos que ele não é ôhmico. Podemos verificar através dos gráficos abaixo:



ôhmico
fig.183



não ôhmico
fig.184

16 - Campo Magnético

16.1 -Campo magnético de corrente e de ímãs.

Séculos antes de Cristo, Tales de Mileto havia descrito algo a respeito do magnetismo. O termo magnetismo provém de Magnésia, nome de uma região da Grécia antiga, onde foram encontrados os primeiros imãs (naturais).

Segundo a história, foram os chineses os primeiros a utilizar o imã como bússola para a navegação.

Todos os imãs possuem dois pólos inseparáveis, o norte e o sul. Quando os imãs são colocados um em presença do outro, verifica-se que:

Pólos de mesmo nome se repelem mutuamente, enquanto que pólos de nomes diferentes se atraem

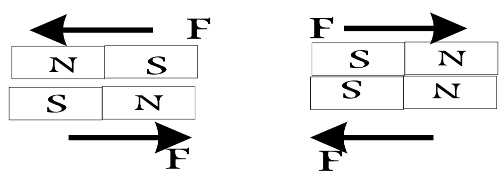


fig. 185

Denomina-se campo magnético toda região do espaço na qual uma agulha imantada fica sob ação de uma força magnética.

Colocando-se uma bússola próxima de um fio condunzindo corrente elétrica, a agulha da mesma sofre um desvio.

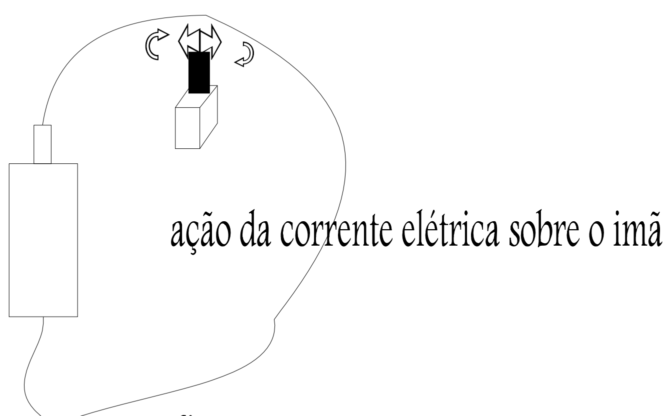


fig. 186

Através desta experiência, verifica-se que o campo magnético pode ser criado também por uma corrente elétrica.

16.2 - Vetor indução magnética.

No campo elétrico, definiu-se uma grandeza chamada vetor campo elétrico da seguinte maneira:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

Analogamente, no campo magnético define-se um vetor indução magnética **B**, cuja direção é dada pela reta que contém os pólos de uma agulha magnética em equilíbrio (repouso). O sentido de **B** é, por definição, o sentido norte-sul da agulha. O módulo de B será calculado mais a frente por depender da situação a qual estamos estudando.

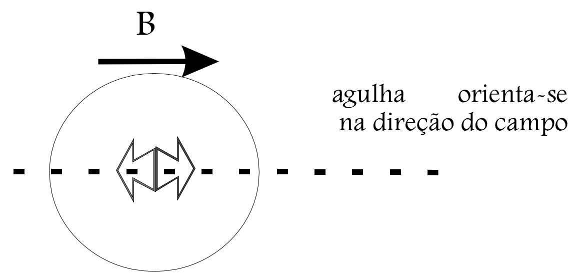


fig.187

No SI, a unidade de B denomina-se tesla (T) outra unidade ainda bastante empregada é o Gauss (G);

$$1T = 10^4 \ G$$

16.3 - Lei de Ampère

Consideremos uma superfície S delimitada pela curva C, atravessada por correntes, como ilustra a figura:

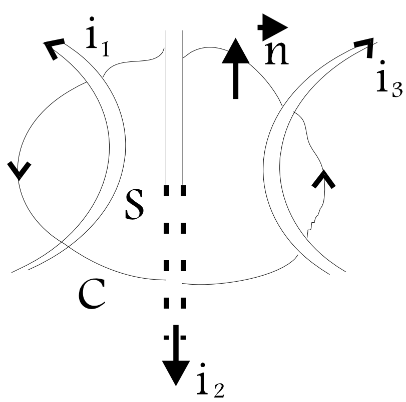


fig.188

Seja n um vetor normal à superfície S, cujo sentido é dado pela "regra da carona" a saber: envolvemos a curva C no sentido do percurso, com os dedos da mão direita; o polegar esticado, como quem pede **carona**, indicará o sentido polegar de **n**. Nessas condições, a corrente que atravessa a superfície no sentido da normal, é positiva, e, caso contrário, negativa.

Denominamos intensidade de corrente total (i) que atravessa a superfície S, à soma algébrica das intensidades de corrente que passam por ela. No caso da figura 188,

$$i = i_1 - i_2 + i_3 \qquad (156)$$

Pelo exposto, podemos enunciar a lei de Ampère do seguinte modo: "a circuitação do vetor indução magnética, ao longo de uma curva fechada, é proporcional à intensidade de corrente total que atravessa a superfície delimitada por essa curva".

Matematicamente escrevemos:

$$C(\mathbf{B}) = \mu_0 . i \quad \text{ou} \quad \Sigma B.\Delta l.\cos\theta = \mu_0.\Sigma i \qquad (157)$$

onde μ_0 é uma constante de proporcionalidade que depende do meio e do sistema de unidades, chamada permeabilidade do vácuo.

No SI, $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$T.m/A

16.4 - Campo magnético de uma corrente em um condutor retilíneo e em um solenóide.

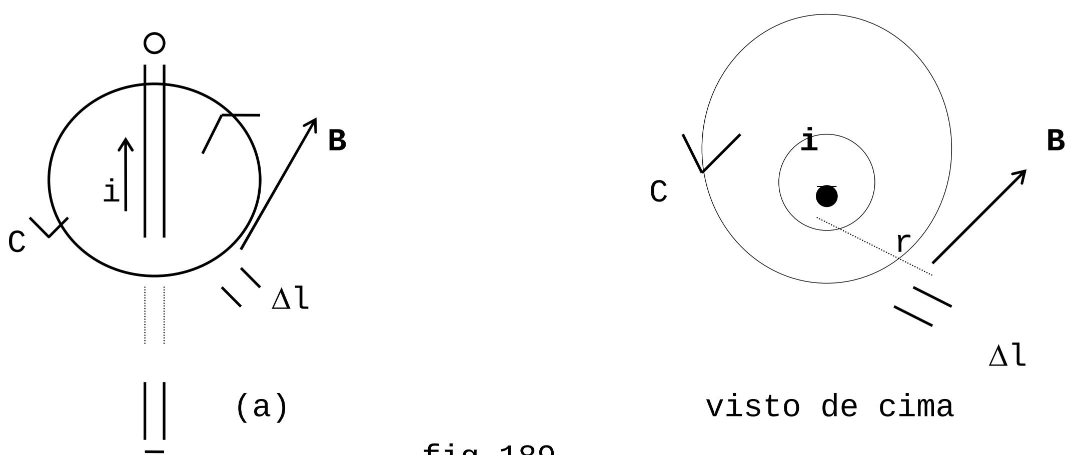


fig.189

Calculemos a intensidade de **B**, devido a um condutor retilíneo e infinito percorrido pela corrente i, num ponto P, à distância r do condutor.

Em vista da simetria, **B** é tangente à circunferência de centro no condutor, situada num plano perpendicular ao condutor, possuindo a mesma intensidade em todos os pontos da circunferência.

Pela lei circuital de Ampère:

$$\Sigma B.\Delta l.\cos\theta = \mu_0.\Sigma i$$

No caso, $\theta = 0°$, **B** é constante e i é a única corrente:

$$B.\Sigma.\Delta l.\cos 0° = \mu_0.i$$

sendo $\Sigma\Delta l = 2\pi r$, então

$$B.2\pi r = \mu_0.i$$

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r} \qquad (158)$$

Campo magnético em um solenóide.

Dado um solenóide reto e longo, o campo magnético no seu interior é praticamente uniforme. Para determinar a intensidade de B no interior do solenóide, imagina-se, para aplicar a lei circuital de Ampère, o contorno retangular MNPQ.

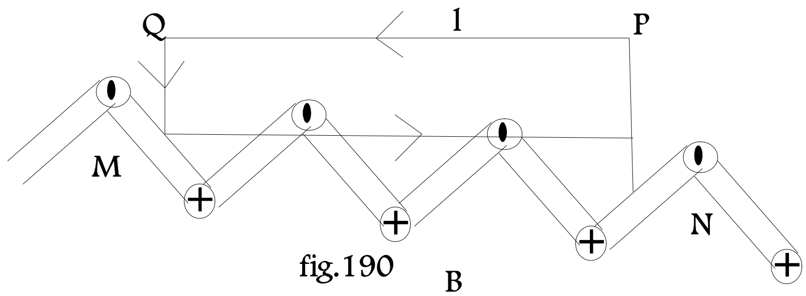


fig.190

secção transversal de um solenóide

Sendo N o número de espiras envolvidas pelo contorno, então $\Sigma i = N.i$. No lado interno MN, o elemento de limitação é $B.l(\theta = 0^0)$; no lado PQ, externo, o elemento de circuitação é nulo, pois B = 0; nos lados NP e QM, as circuitações são também nulas, pois ou B = 0 ou B | a esses lados.

A lei de Ampère escreve-se, então:

$$B.l = \mu_0.N.i \;\Rightarrow\; B = \mu_0 \frac{N}{l}.i \qquad (159)$$

Observe que N/l representa o número de espiras por unidade de comprimento.

16.5 - Forças atuantes sobre cargas elétricas móveis em campos magnéticos.

Quando uma carga elétrica é lançada no interior de um campo magnético, ela, em geral, sofre a ação de uma força.

Verifica-se que essa força, conhecida como força magnética de Lourentz ou simplesmente força de Lourentz, possui as seguintes características:

a) Direção: sempre perpendicular ao vetor indução **B** e ao vetor velocidade **v**.

b) Módulo (ou intensidade): $F = q.v.B.\cos\theta$ (160)

θ = ângulo formado entre **v** e **B**

q = carga elétrica.

c) sentido: é dado pela regra da mão esquerda, quando a carga q é positiva ($q > 0$):

quando $q < 0$, inverte-se o sentido de **F**.

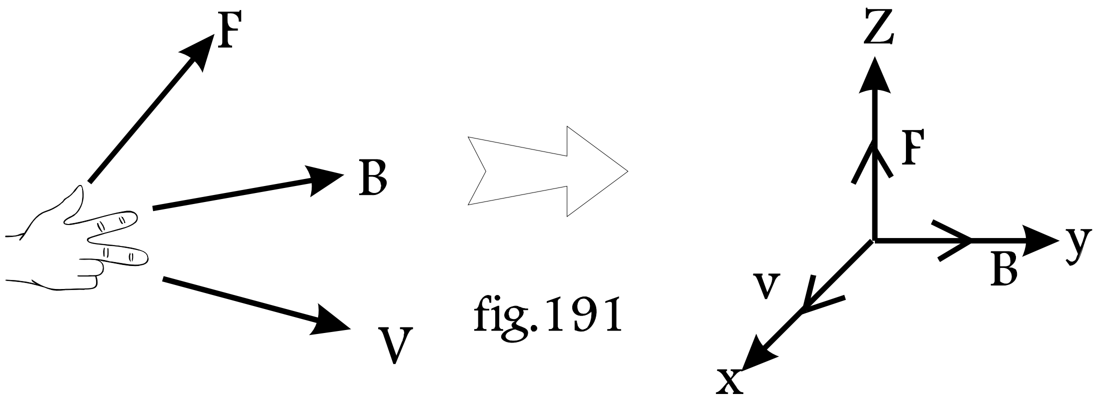


fig.191

Obs: Para determinar o sentido de **F**, você pode utilizar a chamada regra do tapa.

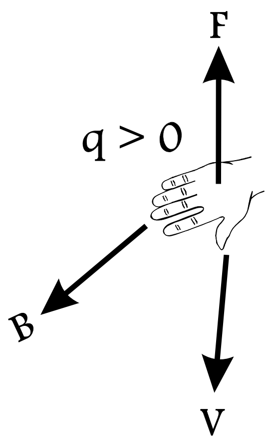


fig.192

16.6 - Forças magnéticas atuantes em condutores elétricos percorridos por correntes:

Definição de Ampère:

“Um Ampère é a intensidade de corrente, que sendo percorrido por dois fios retilíneos, paralelos, extensos, no vácuo, separados por uma distância de 1 metro, origina em cada metro deles uma força de interação mútua de intensidade, 2×10^{-7}N.

Consideremos dois fios extensos (1) e (2), retilíneos, paralelos, no vácuo, percorridos respectivamente por correntes de intensidades 1_1 e i_2, de mesmo sentido, como ilustra a figura 193:

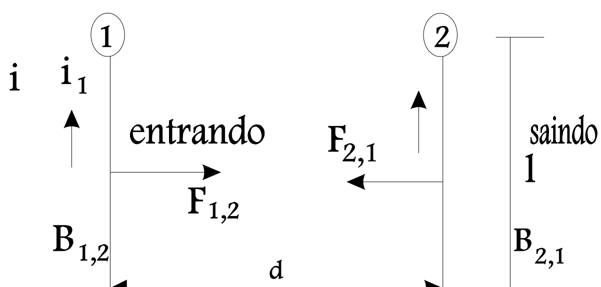


fig.193

A corrente i_1 que passa pelo condutor (1) gera sobre o fio (2) um campo magnético, cujo vetor indução magnética tem intensidade expressa por:

$$B_{2,1} = \frac{\mu_0 . i_1}{2\pi d} \qquad (161)$$

O fio (2), nesse campo, fica sujeito à ação da força magnética, cuja intensidade é:

$$F_{2,1} = i_2 . B_{2,1} . l . \operatorname{sen}\theta \qquad (162)$$

substituindo (161) em (162) temos:

$$F_{2,1} = i_2 \frac{\mu_0 . i_1}{2\pi d} l \operatorname{sen} 90^0 \Rightarrow \qquad (163)$$
$$F_{2,1} = \frac{\mu_0 . l}{2\pi . d} i_1 . i_2$$

A corrente i_2 que passa pelo condutor (2) gera sobre o fio (1) um campo magnético, cujo vetor indução magnética tem intensidade expressa por:

$$B_{1,2} = \frac{\mu_0 . i_2}{2\pi . d} \qquad (164)$$

O fio (2), nesse campo, fica sujeito à ação da força magnética cuja intensidade é:

$$\mathbf{F}_{1,2} = i_1 . B_{1,2} . l . \operatorname{sen} 90^0 \qquad (165)$$

Substituindo (164) em (165) temos:

$$\mathbf{F}_{1,2} = \frac{\mu_0 . l}{2\pi . d} i_1 i_2 \qquad (166)$$

Observamos que a força de interação entre ambas é atrativa e de intensidade

$$F = \frac{\mu_0 . l}{2\pi . d} i_1 i_2 \qquad (167)$$

No caso em que os condutores são percorridos por corrente de sentidos opostos observamos, como ilustra a figura 194, que a força é repulsiva.

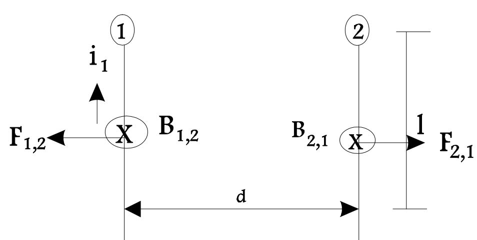


fig.194

Nessas condições, a intensidade da força de interação entre condutores é obtida de modo análogo ao interior, tendo, portanto, intensidade:

$$F = \mu_0 \frac{l}{2\pi . d} i_1 i_2 \qquad (168)$$

16.7 - Noções sobre propriedades magnéticas da matéria

Verificamos que o ferro, o cobalto, o níquel, são atraídos pelo ímã e que, por sua vez, se convertem em novos ímãs com pólos situados de modo que um deles, pelo menos, fique próximo ao polo de nome contrário do ímã indutor. Estas substâncias que se consertem em ímãs relativamente podem receber o nome de ferromagnéticas. As demais substâncias convertem-se também em ímãs que são porém, tão fracos que não é fácil evidenciar-lhes a imantação. As não ferromagnéticas dividem-se em paramagnéticas e diamagnéticas. Ao aproximarmos de uma substância paramagnética um polo de uma barra imantada, verificamos que há fraca atração, com a diamagnética ocorre o oposto, isto é, há repulsão.

Qual a explicação para esses fatos?

se dividirmos uma substância em várias partes acontece que cada parte continua como porção da mesma matéria. Continuemos o fracionamento, de modo a obtermos pedaços cada vez menores, e ainda assim teremos sempre a mesma substância, atingiremos, contudo, um limite, a partir do qual, por divisão, obteremos elementos diferentes do que tínhamos, já que esses novos fragmentos não conservam as propriedades primitiva da matéria. A menor fração de uma substância capaz de manter as suas propriedades é a molécula. Nela há cargas elétricas em movimento, cada uma das quais, como não abandona a molécula, possui um movimento que eqüivale a um giro. Uma carga em giro cria um campo magnético e, portanto, um pequeno ímã. Pode ocorrer que, na molécula, uma das cargas girem num sentido oposto, compensando-se os seus efeitos. Nesse caso, a molécula não constitui um pequeno ímã, e é exatamente isso o que acontece nas moléculas dos corpos diamagnéticos. Nos paramagnéticos, ao contrário, não existe tal compensação, e cada molécula é um pequeno ímã. Ao aplicar um campo magnético a um corpo paramagnético aquele atuará sobre as moléculas orientando-as como se fossem bússolas, em razão do que todas criarão um campo com o mesmo sentido do indutor. Nos corpos diamagnéticos as moléculas não são ímãs e os fenômenos se passam diferentemente.

17 - Indução e radiação eletromagnética

17.1 - A figura representa uma espira em movimento num campo elétrico. Sabemos que uma carga em movimento num campo magnético fica sob a ação de uma força magnética; portanto, como os elétrons livres estão em movimento junto com o condutor, sobre eles agem forças magnéticas F, conforme a figura 195. Essas forças deslocam-se os elétrons livres através do condutor, formando uma corrente elétrica a qual elétrica a qual denominamos corrente induzida.

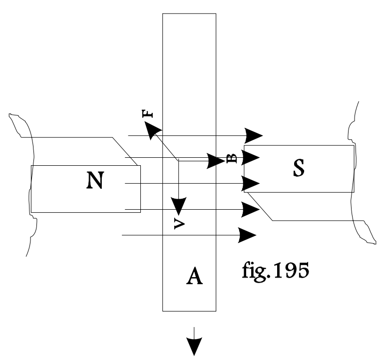


fig.195

Concluindo: Um fio pode ser percorrido por uma corrente elétrica ligando os seus extremos aos pólos de uma pilha ou movimentando-o no interior de um campo magnético.

Expressão da força eletromotriz induzida

$\mathbf{F} = q.v.B$ (q = carga do elétron)

Multiplicando ambos os membros pela largura l da espira, temos:

$F.l = q.v.B.l$

Mas F.l é igual ao trabalho T realizado para deslocar q.

Logo:

$T = q.v.B.l$

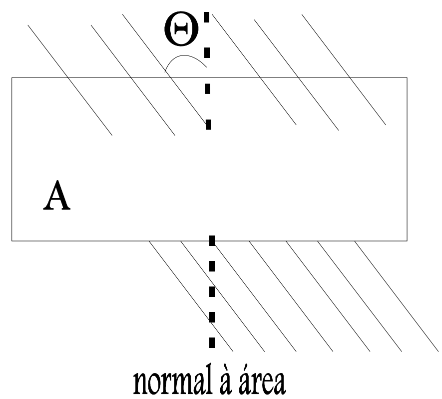
ou T/q = v.B.l, sabe-se que T/q = U (d.d.p.), então, v.B.l é a d.d.p. denominada f.e.m. induzida. Indica-se pela letra e.

$$e = T/q = v.B.l \qquad (169)$$

17.2 - Fluxo magnético, indução eletromagnética.

Quando as linhas de indução magnética passam através de uma superfície, termos um fluxo de indução ou fluxo magnético.

fig.196



Seja A uma área plana atravessada por um campo magnético uniforme, que forma um ângulo θ com a normal à área considerada. Nestas condições, o fluxo de indução μ, através da área A, é dada por:

$$\mu = B.A.\cos\theta \qquad (170)$$

Quando o campo é perpendicular à área:

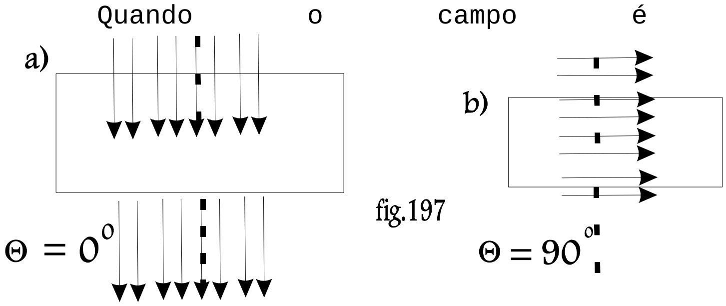


fig.197

$\theta = 0^0 \Rightarrow \cos 0^0 = 1$, logo $\mu = B.A.$

Quando o campo é paralelo à área:

$\theta = 90^0 \Rightarrow \cos 90^0 = 0$. Logo, $\theta = 0$

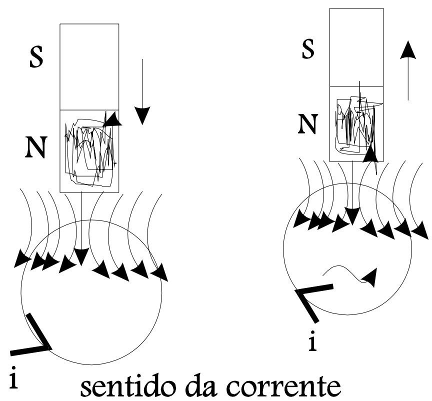
No SI de unidades, o fluxo μ é medido

Weber (Wb).

17.3 - sentido da corrente induzida (lei de Lenz)

Ao aplicarmos ou afastarmos, de uma espira, um dos pólos de um ímã, a variação do fluxo através da mesma determina a indução de uma corrente. Mas qual será o sentido da corrente induzida?

A corrente elétrica induzida num circuito sempre tem sentido, de tal maneira a contrair a variação do fluxo de indução que a originou.



sentido da corrente

fig.198 fig.199

A corrente com este sentido produz um campo cujas linhas de indução possuem sentido contrário das linhas de indução do ímã, para contrariar o aumento do fluxo através da espira.

A corrente com este sentido produz um campo cujas linhas de indução possuem sentido igual ao das linhas de indução do ímã, para contrariar a diminuição do fluxo através da espira.

18 - Medidas elétricas

18.1 - Princípio do funcionamento de medidores de intensidade de corrente.

Um medidor de corrente (amperímetro, miliamperímetro ou microamperímetro) deve ser ligado em série no ramo onde se deseja medir a corrente. Ele deve ter pequena resistência interna para não alterar a corrente a medir e, como ele é um receptor ativo, deve ser inserido num ramo de circuito de corrente contínua de tal modo que a corrente penetre pelo terminal positivo e saia dele pelo terminal negativo.

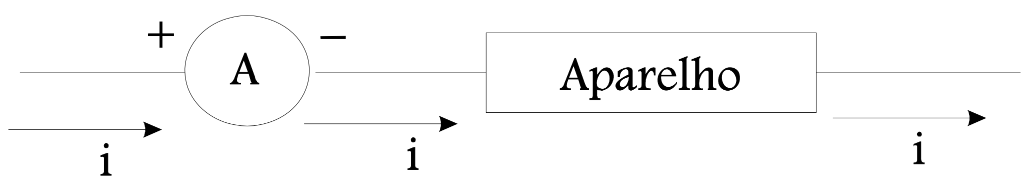


fig.200

Note que um medidor ideal de corrente é aquele que tem resistência interna nula.

Um medidor de corrente aproxima-se tanto mais de um medidor ideal, quanto menor for a sua resistência interna.

18.2 - Diferença de potencial e de resistência

O voltímetro é ligado em paralelo com o elemento do circuito cuja d.d.p. se deseja determinar. Sua resistência interna deve ser muito grande para não alterar a d.d.p. a medir. Como ele é um receptor ativo, de tal modo que a corrente penetre pelo terminal positivo e saia pelo terminal negativo.

O voltímetro é um aparelho de alta sensibilidade, uma pequena corrente é capaz de deslocar o seu ponteiro.

Note que um voltímetro ideal é aquele que tem resistência interna infinitamente grande.

- A resistência Shunt r_s é ligada em paralelo com o galvanômetro.

- Estando r_s em paralelo com a resistência interna r_g do galvanômetro, e sendo r_s muito menor do que r_g, a resistência equivalente à associação, ou seja, a resistência do medidor, será muito pequena e assim não interfere na corrente que se deseja medir.

- Pelo fato de r_s ser muito menor que r_g, a maior parcela da corrente de intensidade i a ser medida passa por r_s, de modo a evitar a danificação do galvanômetro.

- A equação de correção é:

$$i = \left(1 + \frac{r_g}{r_s}\right) i_g \qquad (171)$$

Bibliografia

1 - Dalton Gonçalves - vols. 1,2,3,4,5

2 - Pugliessi - vols. 1,2,3

3 - Ramalho - vols. 1,2,3

4 - Pauli - vols. 1,2,3

5 - Ueno e Yamamoto - vols. 1,2,3

6 - Moreto - vols. 1,2,3

7 - Tipler - vols. 1,2

8 - Parada - vols. 1,2,3

9 - J. Fernandez - Atlas de Física

10- Leute - Física em resumo