

## Apostila de Eletromagnetismo

Um campo magnético não exerce força em uma carga elétrica em repouso; mas é possível experimentalmente verificar que um campo magnético exerce uma força sobre uma da carga elétrica em movimento.

Mais precisamente, observamos que esta força é proporcional a carga elétrica, a sua velocidade, ao campo magnético e ao seno do ângulo que é formado entre a direção da velocidade e do campo.

É possível escrever a expressão matemática seguinte:

$$F = q \cdot v \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha)$$

onde o ângulo entre a direção da velocidade e do campo é indicado como  $\alpha$  (alfa).

A direção de força é perpendicular à velocidade da carga e do campo magnético (ver Figura 1.1)

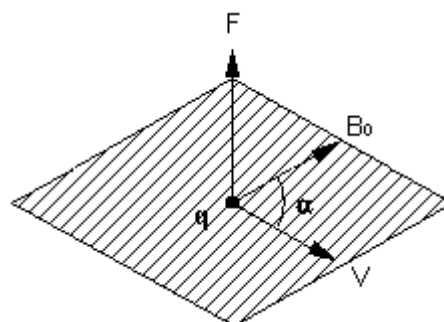


Fig. 1.1

**A direção da força é determinada pela regra da mão direita:** se o dedo indicador da mão direita é orientado de acordo com a direção de  $v$ , o dedo médio de acordo com a direção de  $B_0$ , o dedo polegar mostra a direção de  $F$  (ver Figura 1.2).

Esta força é geralmente chamada de **força de Lorentz**.

A força máxima ocorre quando o ângulo entre  $B_0$  e  $v$  é igual a  $90^\circ$ , i.e., quando  $B_0$  e  $v$  são perpendiculares; pelo contrário, se este ângulo é nulo, i.e.  $v$  e  $B_0$  têm a mesma direção, a força também resulta nula.

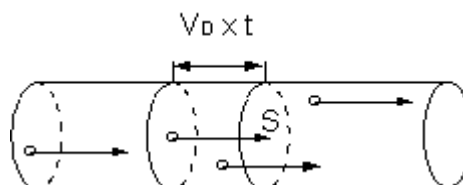
Considerando que a força magnética é perpendicular à velocidade, esta força não executa nenhum trabalho e portanto não produz nenhuma mudança de energia cinética da partícula.

Sabe-se que uma corrente elétrica é um fluxo de cargas se movimentando no vácuo ou em um meio de condutor.

**A intensidade da corrente elétrica é definida como a quantidade de carga passando em uma unidade de tempo, através da secção de um condutor.**

Suponhamos, por simplicidade, que em um condutor percorrido por uma corrente elétrica, que todas as cargas, estão se movimentando na mesma velocidade  $V_D$ , na direção do próprio condutor.

O número de carga que em um tempo  $t$  passa por uma seção  $S$  do condutor é igual ao número de cargas contidas em um cilindro de base  $S$  e de altura  $V_D \cdot t$  (ver Figura 1.3), i.e., é igual a:



$$n \cdot V_D \cdot t \cdot S$$

Fig. 1.3

onde  $n$  é o número de cargas livres contidas na unidade de volume do condutor.

Então, obtemos, para a **corrente elétrica  $I$  que flui no condutor**:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{n \cdot q \cdot V_D \cdot t \cdot S}{t} = n \cdot q \cdot V_D \cdot S \quad \text{Eq. 1.1}$$

Agora supondo que um condutor retilíneo de comprimento  $l$  percorrido por uma corrente elétrica de intensidade  $I$ , é colocado em um campo magnético  $\mathbf{B}_0$ , que forma um ângulo  $\alpha$  com a direção ao condutor (Figura 1.4).

Com base na Eq. 1.1, a força que age em cada uma das cargas é determinada por:

$$F_0 = q \cdot V_D \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha)$$

Invertendo a Eq. 6.1.1 obtemos:

$$V_D = \frac{I}{n \cdot q \cdot S}$$

e então:

$$F_0 = \frac{q \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot I}{n \cdot q \cdot S} = \frac{I \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha)}{n \cdot S}$$

A força que age na unidade de volume do condutor é obtida multiplicando  $F_0$  pelo número de cargas contidas na unidade de volume do condutor.

$$F_0 = n \cdot F_0 = \frac{I \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha)}{S}$$

Definindo a densidade da corrente elétrica  $\mathbf{j}$  como  $I / S$ , a expressão anterior fica:

$$F = \mathbf{j} \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \quad \text{Eq. 1.2}$$

**Conclusão, a força que age em uma unidade de volume de um condutor, percorrido por corrente elétrica é proporcional: ao campo magnético, a densidade de corrente elétrica e ao seno do ângulo entre o campo e a corrente elétrica.**

As unidades de medida das grandezas envolvidas na Eq. 1.2 são respectivamente: **Tesla** para o campo magnético  $B_0$ , **Ampere/m<sup>2</sup>** para a densidade de corrente elétrica  $\mathbf{j}$ , **Newton** para a força  $F$ .

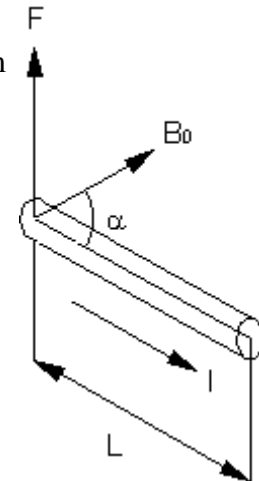


Fig. 1.4

A direção de  $F$  é perpendicular ao plano entre  $j$  e  $B_0$  e com a direção determinada pela regra da mão direita: se o dedo indicador é colocado na direção de  $j$ , o dedo médio na direção de  $B_0$ , o dedo polegar mostra a direção de  $F$ .

A força que age em um volume  $V$  do condutor, supondo  $j$  e  $B_0$  constantes, é determinada por:

$$F = j \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot V$$

Como o volume de um condutor retilíneo de seção circular  $S$  e comprimento  $L$  é determinado por  $V = S \cdot L$ , obtemos para a ação da força neste condutor:

$$F = j \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot V = j \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot S \cdot L = (I/S) \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot S \cdot L = I \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot L \quad \text{Eq. 1.3}$$

Estas situações a seguir são muito interessantes para as aplicações práticas:

- a) Força entre dois condutores paralelos
- b) Bobina em um campo magnético
- c) Interação entre duas bobinas

**a) Consideremos dois condutores paralelos retilíneos percorridos por uma corrente elétrica (Figura 1.5).**

O condutor 1 cria um campo magnético que, em correspondência ao condutor 2, é igual a:

$$B_0 = \frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot I_1}{d}$$

e é direcionado perpendicularmente a este condutor com a direção determinada pela regra da mão direita.

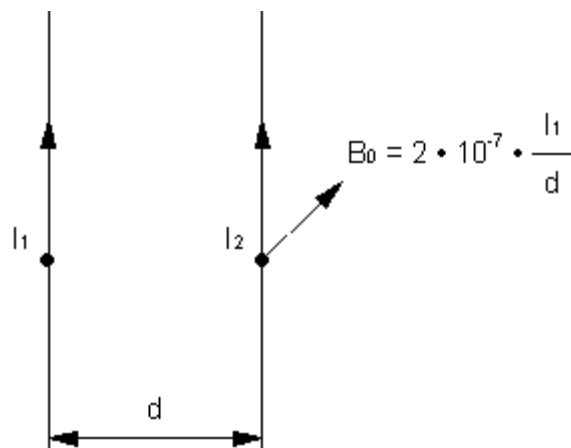


Fig. 1.5

A força que age a uma distância do condutor 2 de comprimento  $L$  é igual, com base na:

$$F = I_2 \cdot L \cdot B_0 = \frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot I_1 \cdot I_2 \cdot L}{d} \quad \text{Eq. 1.4}$$

Esta força é proporcional às correntes e inversamente proporcional à distância dos condutores. É possível verificar que esta força é de atração se as correntes têm as mesmas direções e de repulsão em um caso contrário (ver Figura 1.6).

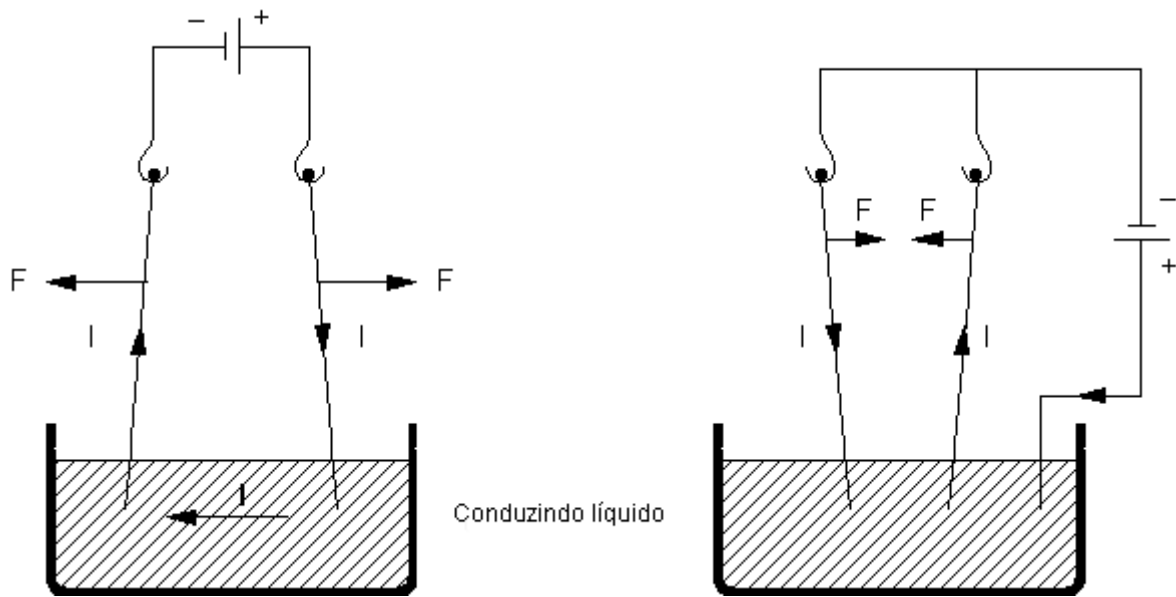


Fig. 1.6

Geralmente é possível medir a intensidade de uma corrente elétrica medindo a força de interação entre dois condutores, percorridos pela corrente elétrica desconhecida; este método, acima de tudo, resulta extremamente exato para medidas absolutas (i.e. quando queremos medir uma corrente elétrica sem calibrar o instrumento de medida para comparação com outro instrumento).

Por esta razão, a interação entre dois condutores percorridos por uma corrente elétrica é usada para a definição do Ampere: com base na Eq. 1.4, definimos um Ampere como a intensidade de corrente elétrica que mantida constante entre dois condutores retilíneos, colocados a uma distância de um metro, produz uma força de  $2 \cdot 10^{-7}$  N em cada metro de comprimento dos dois condutores.

A medida é realizada por meio de um equilíbrio eletromagnético, que, conhecida a aceleração de gravidade local, mede a força de interação entre dois condutores, um fixo e outro móvel; a partir da força obtemos o valor da corrente elétrica. A precisão é aproximadamente  $4 \cdot 10^{-6}$ .

**b) Supomos que uma espira percorrida por uma corrente elétrica é imersa em um campo magnético uniforme  $B_0$  (Figura 1.7)**

Supomos que a espira retangular é percorrida por uma corrente elétrica de intensidade  $I$  e de medidas  $L_1$  e  $L_2$ . Indicamos com  $\alpha$  o ângulo entre  $B_0$  e  $HOK$  como perpendicular ao plano da espira

No lado  $AB$  da espira a força de intensidade:

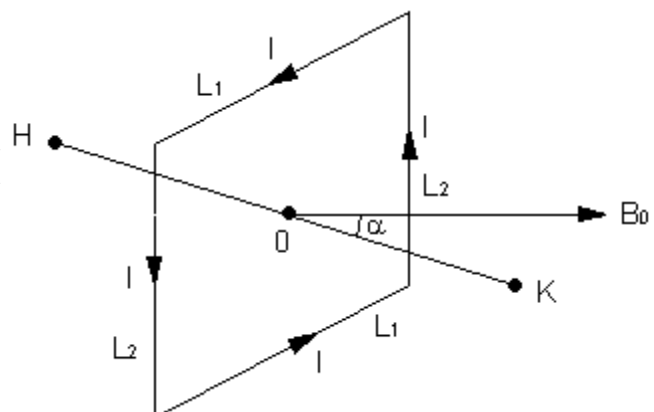


Fig. 1.7

$$F_{AB} = I \cdot L_1 \cdot B_0 \cdot \sin(90^\circ - \alpha)$$

Esta força é perpendicular a  $B_0$  e a  $L_1$  e direcionada como mostrado na fig. 1.8.

A força  $F_{CD}$  que age no lado CD tem a mesma intensidade e direção oposta: observar que  $F_{AB}$  e  $F_{CD}$  tendem a distorcer o circuito, sem provocar qualquer rotação ou translação.

As forças que agem em DC e AC, pelo contrário são iguais à  $F_{AD} = F_{BC} = I \cdot L_2 \cdot B_0$  e tendem a fazer a espira girar para colocá-la perpendicular ao campo.

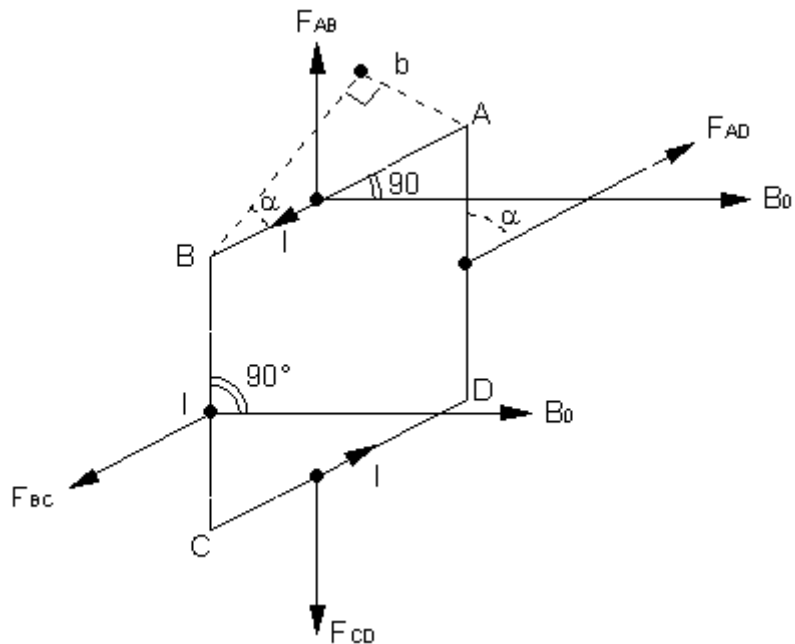


Fig. 1.8

Lembrando que o momento de uma força que tem intensidade  $F$  é definido como  $F \cdot b$  onde  $b$  é o braço e, observando, que neste caso  $b = L_1 \cdot \sin(\alpha)$ , o momento que age na espira pode ser expresso como:

$$M = I \cdot L_1 \cdot L_2 \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha)$$

sendo o produto  $L_1 \cdot L_2$  igual a área  $S$  da espira, a equação anterior pode ser escrita:

$$M = B_0 \cdot I \cdot S \cdot \sin(\alpha) \quad \text{Eq. 1.5}$$

Definimos momento magnético  $m$  de uma espira, o produto  $I \cdot S$ ; a equação anterior torna-se então:

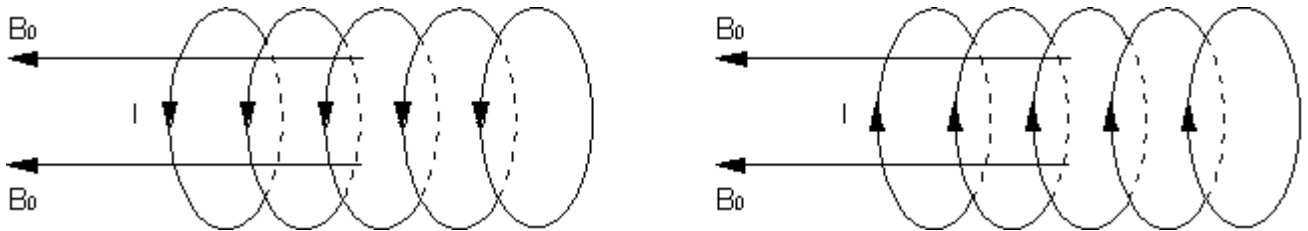
$$M = m \cdot B_0 \cdot \sin(\alpha) \quad \text{Eq. 1.6}$$

No caso que uma bobina é substituída por uma única espira, a equação anterior permanece válida e o momento magnético é definido como:

$$m = N \cdot I \cdot S$$

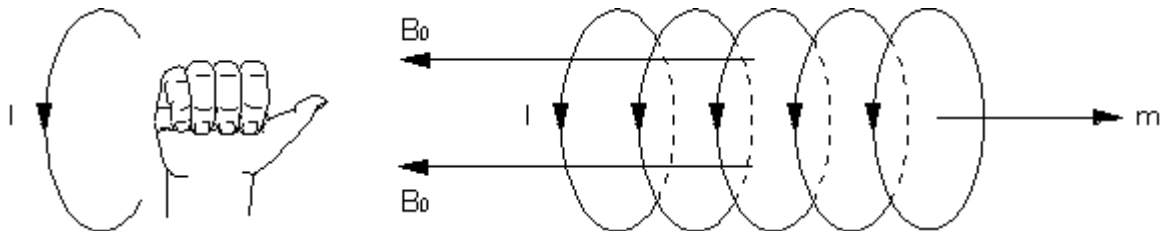
**Eq. 1.7**

Onde  $N$  é o número de voltas da bobina e  $S$  é a área de uma única espira (não é importante a forma, se retangular como no caso ilustrado, ou, por exemplo, circular)  
 O momento magnético de uma bobina tem então como unidade de medida, com base na Eq. 1.6 o  $N \cdot m/\text{Tesla}$ , ou com base na Eq. 1.7 o  $\text{Ampere} \cdot \text{m}^2$ ,  
 Concluimos que uma bobina, colocada em um campo magnético uniforme, tende a girar sujeita ao momento definido pela Eq. 1.6, procurando colocar a si própria perpendicular ao campo. Qual das duas posições finais da Figuras 1.9 (a) é alcançada?



**Fig. 1.9a**

O momento da bobina é convencionalmente considerado perpendicular ao plano da bobina, direcionado de acordo com a regra da mão direita: se os dedos da mão direita seguirem o curso da corrente, o dedo polegar mostra a direção de  $m$ : é possível demonstrar que a bobina tende a se fixar de acordo com a direção tal que  $m$  fique antiparalelo a  $B_0$  como é representado na fig. 1.9 (b)



**Fig. 1.9b**

**c) Consideremos duas bobinas 1 e 2 tendo momentos magnéticos  $m_1$  e  $m_2$  colocadas a uma distância maior que o raio das suas duas bobinas.**

A ação mecânica mostrada na bobina 1 pode ser determinada com base na Eq. 1.6 onde  $B_0$  é o campo magnético gerado pela bobina 2.  
 Este campo tem uma tendência bem complicada no espaço ao redor da bobina 2; entretanto podemos considerar dois casos importantes:

- i) campo ao longo do eixo da bobina.
  - ii) campo no plano ortogonal ao eixo da bobina em seu ponto médio.
- i) O campo magnético ao longo do eixo da bobina é igual a:

$$B_0 = 2 \cdot 10^{-7} \cdot m^2/d^3$$

onde  $d$  é a distância da bobina; a direção de campo pode ser determinada de acordo com a regra da mão direita (Figura 1.10).

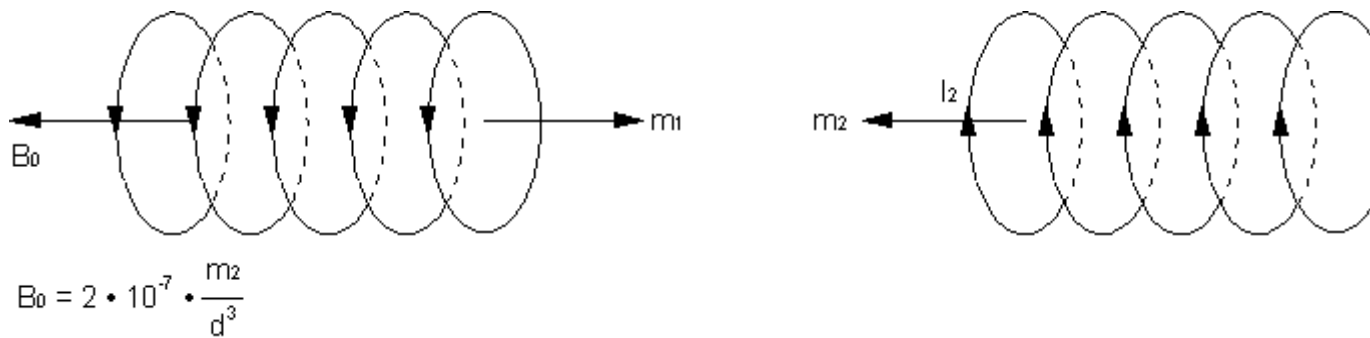


Fig. 1.10

As duas bobinas tendem a se orientarem com os momentos magnéticos opostos (Fig.6.1.10).

ii) O campo magnético em um ponto no plano Equatorial é igual a:

$$B_0 = 10^{-7} \cdot \frac{m^2}{d^3}$$

onde  $d$  ainda está indicando a distância da bobina; a direção do campo é oposta ao momento magnético da bobina (Figura 1.11).

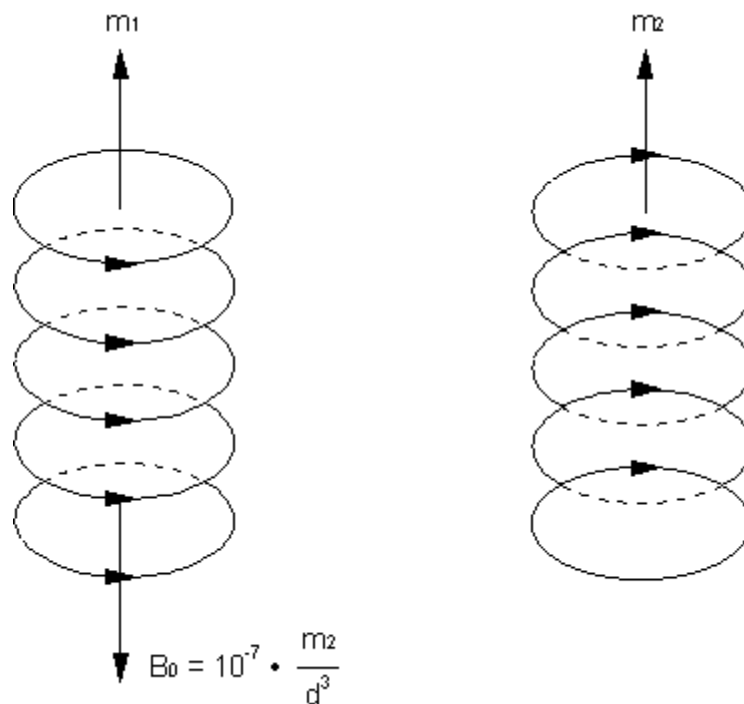


Fig. 1.11

Portanto as duas bobinas tendem a se orientarem paralelas aos momentos magnéticos (Figura 1.11).

**Consideremos o fio condutor da Figura 2.1, em movimento a uma velocidade  $v$ , em um campo magnético  $B_0$ , uniforme e perpendicular ambos ao condutor e na direção de movimento.**

A força que age em toda carga do condutor é igual, com base na Eq. 1.1,  $q \cdot v \cdot B_0$  e que é atua na direção do próprio condutor. Por efeito desta força, temos um acúmulo de cargas no final do condutor e um esgotamento de cargas no extremo oposto.

efeito termina quando este desbalanceamento de carga determina um campo elétrico  $E$  dentro do condutor, de forma que a força elétrica  $F_{el} = q \cdot E$  iguala a força magnética  $F_{magn} = q \cdot v \cdot B_0$ .

Temos:

$$q \cdot E = q \cdot v \cdot B_0$$

i.e. :

$$E = v \cdot B_0.$$

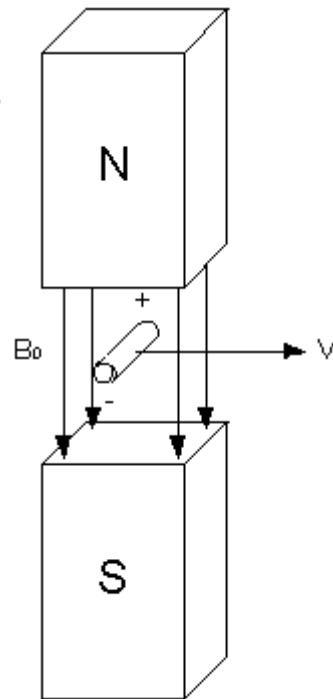


Fig. 2.1

Lembrando que a diferença de potencial entre A e B é igual a:

$$U_A - U_B = E \cdot AB$$

Obtemos:

$$U_A - U_B = v \cdot B_0 \cdot AB$$

Eq. 2.1

**Vamos supor agora que o condutor deslize em duas guias metálicas (se movimento) e que com um jumper o circuito seja fechado em um lado (Figura 2.2).**

Quando o condutor AB move, a área do circuito elétrico ABCD aumenta.  
É possível verificar facilmente que  $AB \cdot v$  representa a velocidade com que a área S do circuito aumenta

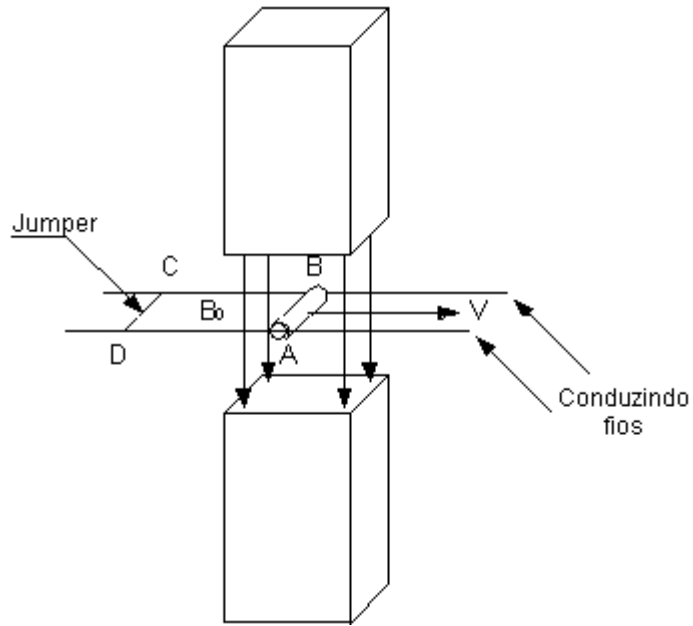


Fig. 2.2

Pela Eq. 2.1 verificamos que a diferença de potencial  $U_A - U_B$  é igual ao produto de  $B_0$  pela velocidade de incremento da área de circuito:

$$U_A - U_B = \frac{B_0 \cdot \Delta S}{\Delta t} \quad \text{Eq. 2.2}$$

**Definimos fluxo  $\Phi$  do vetor  $B_0$  por uma superfície S, o produto**

$$\Phi = B_0 \cdot S \cdot \cos(\alpha) \quad \text{Eq. 2.3}$$

Onde  $\alpha$  é o ângulo entre  $B_0$  e a perpendicular da superfície S (Figura 2.3)

**A unidade de medida de  $\Phi$  é o Tesla  $\cdot$  m<sup>2</sup> também chamada de Weber.**

No caso de Figura 2.2.  $\alpha = 0^\circ$  e portanto  $\cos(\alpha) = 1$

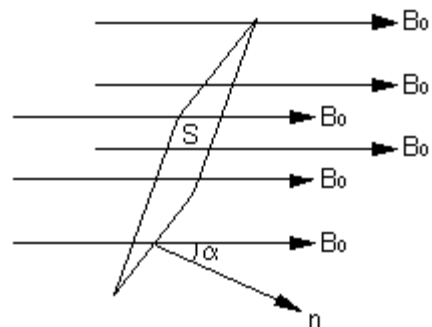


Fig. 2.3

Na situação que foi anteriormente descrita, a mudança de S determina a variação de fluxo igual a  $B_0 \cdot \Delta S$ ; e a Eq. 2.2 pode ser escrito então:

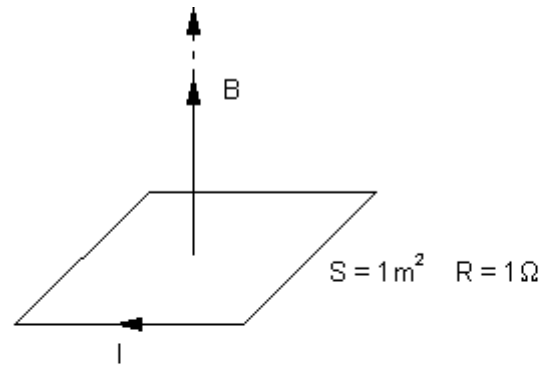
$$U_A - U_B = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad \text{Eq. 2.4}$$

A Eq. 2.4 foi obtida para um caso muito especial, onde a variação de fluxo é causada por uma variação da área de circuito.

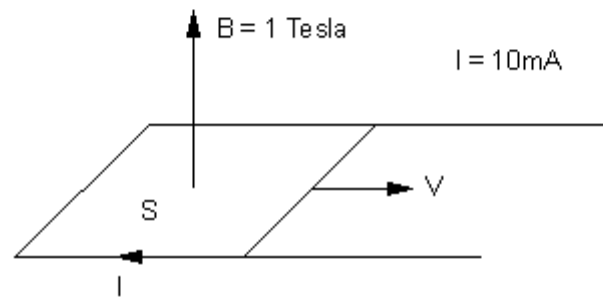
Mas é possível demonstrar que esta equação é válida de maneira mais geral: quando um circuito elétrico é submetido a uma variação de fluxo de campo magnético, uma tensão é gerada que pode ser calculada com base na Eq. 2.4, onde o fluxo é determinado pela Eq. 2.3; não há nenhuma diferença se a variação de fluxo é devida a uma variação de  $B_0$ , de  $S$  ou do  $\cos(\alpha)$ .

**A Eq. 2.4., é chamada de lei de Faraday-Neumann.**

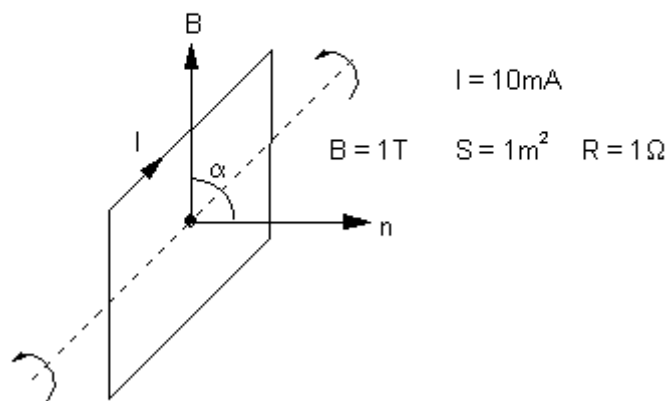
Na fig. 2.4., são mostradas três situações diferentes, onde temos uma variação igual de fluxo por unidade de tempo e, portanto, a mesma tensão nos circuitos.



B aumentos de  $10^{-2}$  Tesla em um segundo



S aumentos de  $1 \text{ dm}^2 = 10^{-2} \text{ m}^2$ , em um segundo



$\alpha$  diminuições de  $10^{-2}$  rad em um segundo

Fig. 2.4

Esta tensão é chamada tensão induzida.

Verificar que a tensão induzida, é maior quanto é maior for a variação de fluxo e mais baixo o tempo que esta mudança ocorre.

A direção da corrente elétrica que flui no circuito, com base na a lei de Ohm, é igual a  $I = U_A - U_B/R = \Delta\Phi/(\Delta t \cdot R)$  e pode ser determinada pela seguinte regra:

Fixar arbitrariamente no circuito uma direção positiva e orientada perpendicular ao circuito de acordo com a regra de mão direita: se os dedos da mão direita forem orientados de acordo com a direção positiva, o dedo polegar mostra a direção perpendicular (Figura 2.5.).

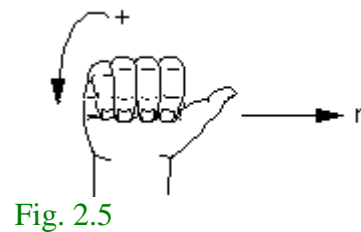
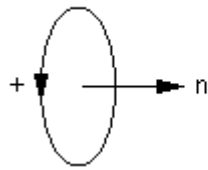


Fig. 2.5

Se, como em relação a esta perpendicular, o fluxo aumenta com o tempo, a corrente elétrica flui na direção negativa; se o fluxo diminui no tempo, a corrente elétrica flui na direção positiva.

Esta regra é resumida na **lei do Lenz**:

$$I = \frac{-1}{R} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

onde o sinal - mostra que, com base nas convenções que foram feitas, quando  $\Delta \Phi / \Delta t >$  temos  $I < 0$  e vice-versa.

Se duas bobinas estão próximas entre elas, uma corrente elétrica  $I$ , em uma delas, cria um fluxo que interfere na segunda, conforme a lei de Faraday. Se este fluxo mudar devido a uma variação de corrente, na segunda bobina aparece uma corrente elétrica induzida.

Porem não é necessário ter duas bobinas para ter um fenômeno de indução porque, em uma bobina, aparece uma tensão induzida até mesmo se a corrente elétrica na própria bobina variar.

Este fenômeno é chamado **auto-indução** e a força eletromotriz é chamada auto-induzida

Por exemplo, consideremos um solenóide de comprimento  $l$ , com  $N$  espiras e resistência  $R$  (Figura 2.6)

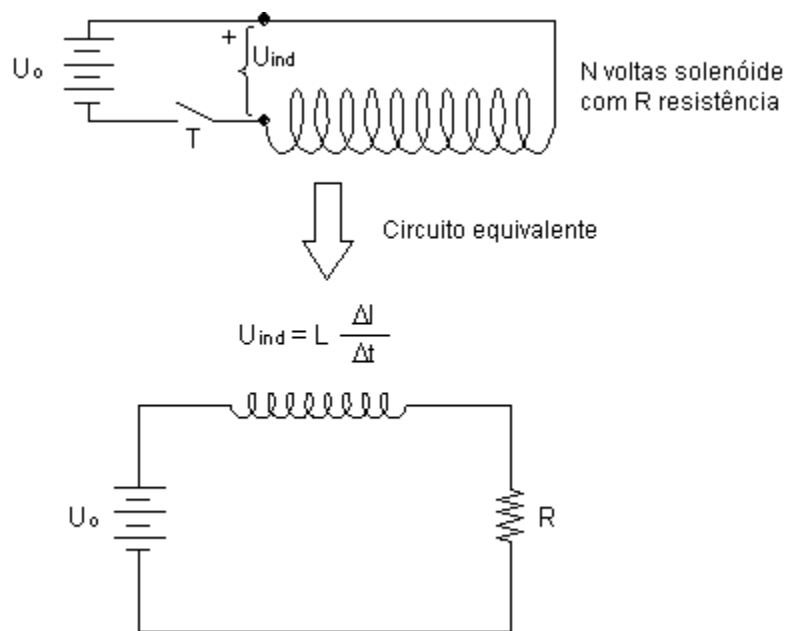


Fig. 2.6

Antes de fechar o interruptor, o campo magnético dentro do solenóide é zero e o fluxo relativo é nulo. Quando o interruptor é fechado, a corrente elétrica que flui no solenóide determina um campo magnético que é igual a:

$$B_0 = \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot I \cdot N}{L}$$

O fluxo relativo para uma única espira é igual a:

$$\Phi_0 = B_0 \cdot S = \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot N \cdot S \cdot I}{L}$$

e o fluxo total é igual a:

$$\Phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot S \cdot N^2 \cdot I}{L}$$

que podemos escrever de maneira mais simples:

$$F = L \cdot I$$

**Eq. 2.5**

com:

$$L = \frac{4 \cdot \pi \cdot S \cdot N^2}{L}$$

“L” é chamado coeficiente de auto-indução.

A unidade de medida de L é o Weber / Ampere que é chamado de **Henry**.

A Eq. 2.5 é igual para qualquer tipo de circuito: naturalmente o valor de L muda de acordo com as características de circuito.

Temos, entretanto, uma variação de fluxo que flui pelo solenóide e uma tensão induzida (que neste caso é chamado auto-indução) é igual a:

$$\frac{L \cdot \Delta I}{\Delta t}$$

Esta tensão determina uma corrente elétrica de auto-induzida  $I' = -L/R \cdot (\Delta I/\Delta t)$  que tem a direção contrária da corrente elétrica: isto porque para uma corrente elétrica que aumenta corresponde a uma variação positiva de  $\Delta I$ , e conseqüência a corrente elétrica  $I'$  permanece negativa.

Quando pelo contrário a corrente elétrica no solenóide é interrompida, abrindo o interruptor, ocorre uma variação de negativa de  $\Delta I$  e como conseqüência uma corrente positiva  $I'$ : a corrente elétrica auto-induzida tem a mesma direção da corrente elétrica  $I$ .

Também é comprovado na prática **que a corrente elétrica induzida "tende a se opor" às variações da corrente elétrica principal**: o efeito de auto-indução pode ser associado a efeito "inercial".

A corrente elétrica induzida tem efeitos importantes somente no momento em que o circuito liga e desliga, ela está associada às variações de fluxo e portanto as variações de corrente elétrica.

No momento que o circuito é ligado a corrente elétrica varia de acordo com a tendência que pode ser estudada, pelo menos aproximadamente, da maneira mostrada nas próximas linhas.

Referindo-se à Figura 2.6, aplicando o segundo princípio de Kirchhoff para os condutores é possível escrever:

$$U_0 + U_{ind} = R \cdot I$$

onde com  $U_{ind}$  indicamos a tensão induzida no circuito:

$$U_{ind} = \frac{-L \cdot \Delta I}{\Delta t}$$

Temos então:

$$U_0 - L \frac{\Delta I}{\Delta t} = R \cdot I$$

**Eq. 2.6**

No momento inicial  $I = I_0 = 0$ .

Depois de um tempo  $dt$  temos, substituindo na Eq. 2.6  $I = 0$ ,  $\Delta I_{dt} = U_0 \cdot dt/L$  e portanto a corrente elétrica assume o valor:

$$I_{dt} = I_0 + \Delta I_{dt} = I_0 + \frac{U_0 \cdot dt}{L} = \frac{U_0 \cdot dt}{L}$$

A nova variação da corrente elétrica pode ser calculada substituindo na Eq. 2.6 o valor  $I_{dt}$  por  $I$ .

Obtemos:

$$\Delta I_{2dt} = \frac{(U_0 - R \cdot I_{dt}) \cdot dt}{L}$$

E neste instante a corrente elétrica assume o valor:

$$I_{2dt} = I_{dt} + \Delta I_{2dt}$$

Repetindo este processo de análise, é possível construir a tendência da corrente elétrica em função do tempo; o cálculo pode ser feito, sem grandes dificuldades, usando uma planilha eletrônica do tipo EXCEL.

Para determinação da corrente elétrica avaliada em função de tempo é necessário assumir que  $dt \ll L/R$ .

De maneira similar é possível determinar a tendência corrente elétrica em função do tempo quando o circuito é desligado.

Os gráficos de  $I$  em função de  $t$  no instante em que o circuito é ligado e desligado em um circuito onde  $U_0 = 10V$ ,  $R = 1$ ,  $L = 1H$  são mostrados na fig. 2.7. (a) e (b) respectivamente

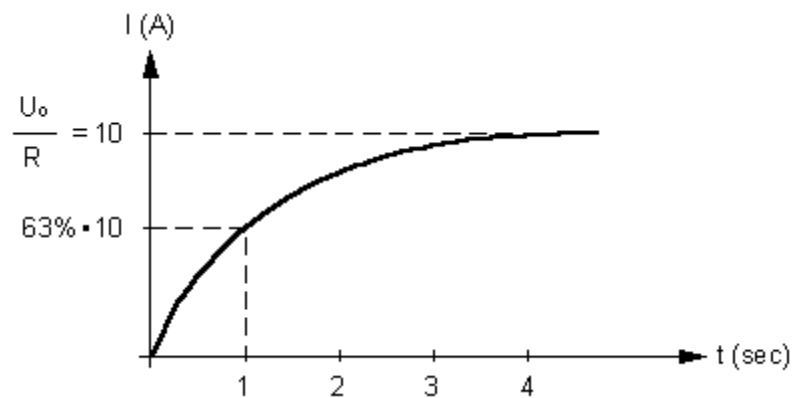


Fig. 2.7a

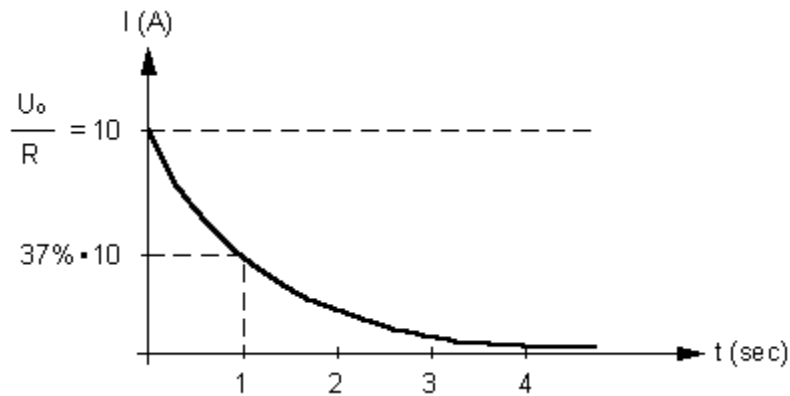


Fig. 2.7b

Observar que, no instante em que o circuito é ligado, a corrente elétrica aumenta para um valor, no tempo, na ordem de  $L/R$ .

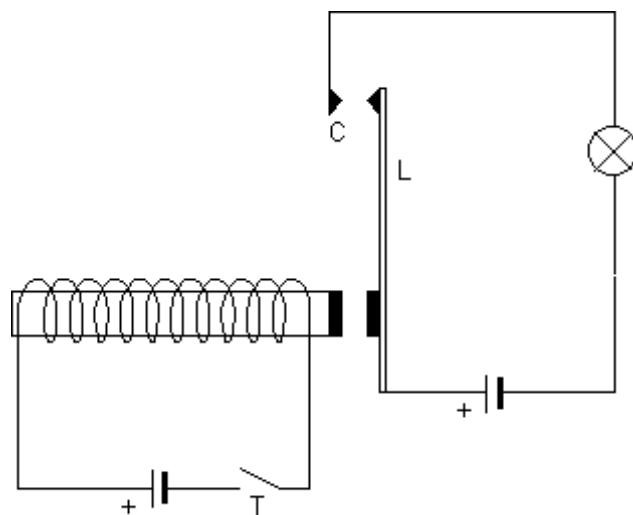
De maneira mais precisa, num período de tempo igual a  $L/R$  a corrente elétrica alcança os 63% do seu valor, enquanto num tempo igual a  $3 \cdot L/R$  a corrente elétrica alcança os 95% do valor de regime.

De maneira semelhante, no instante em que o circuito é desligado, durante um período de tempo igual a  $L/R$ , diminui aos 63% e em um tempo igual a  $3 \cdot L/R$  diminui aos 95%, definindo respectivamente os 37% e os 5% do valor de regime.

Uma aplicação importante do eletromagnetismo é o **relé, ele é um dispositivo (com núcleo ferroso e enrolamento de cobre)** capaz de ligar ou desligar um ou mais contatos elétricos sob a ação de um sinal elétrico de controle, eles são usados como proteção de sobre-corrente, em sistemas de controles automáticos, etc.

Os relés eletromagnéticos ainda são muito usados, mesmo que atualmente estejam sendo sistematicamente substituídos por dispositivos eletrônicos.

Vejamos um esquema típico de um relé eletromagnético (Figura 3.1a), ele é acionado por uma chave T, por meio da qual se habilita a passagem de corrente elétrica e a formação de sua magnetização.

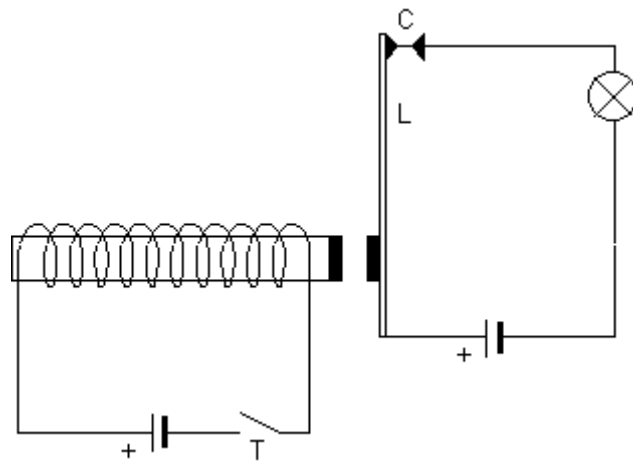


Esquemático de um relé fechado  
Fig. 3.1a

Na frente do núcleo de eletroímã está a lamina de aço L que é atraída e faz

contato com a lamina fixa C fechando um circuito elétrico.

O contato C também pode ser inicialmente ligado e ser desligado pela ação do eletroímã. (Figura 3.1b).



Esquemático de um relé aberto  
Fig. 3.1b

Estes circuitos, desligando e ligando contatos, executam operações lógicas capazes de executar controles automáticos.

Por exemplo, gostaríamos que a temperatura de um termostato não excedesse o valor  $T_0$  (Figura 3.2)

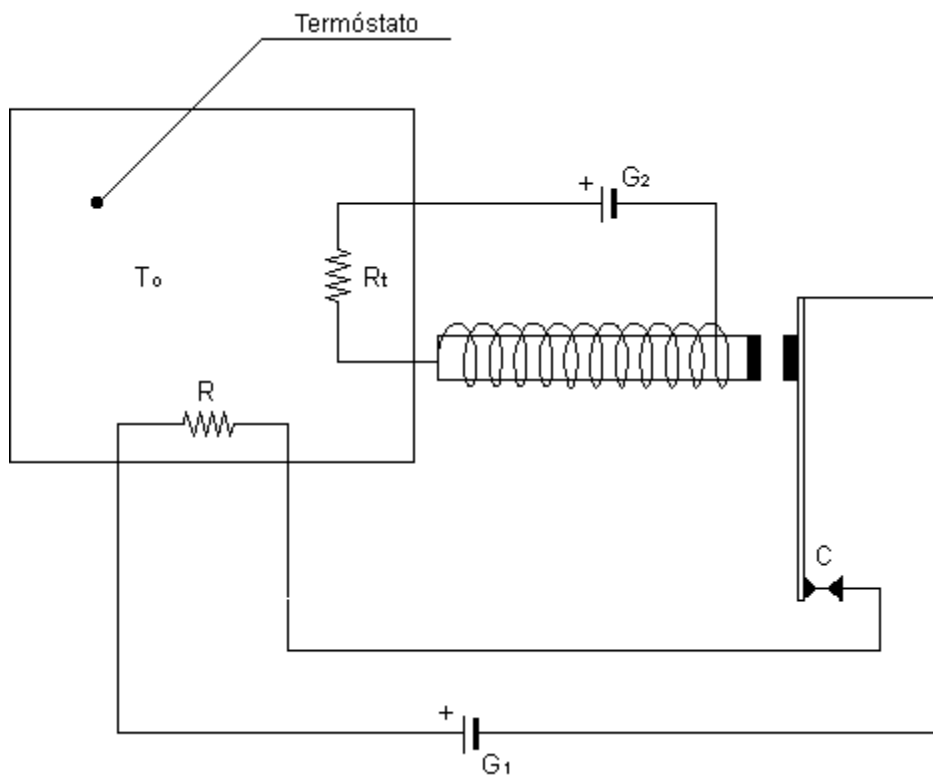


Fig. 3.2

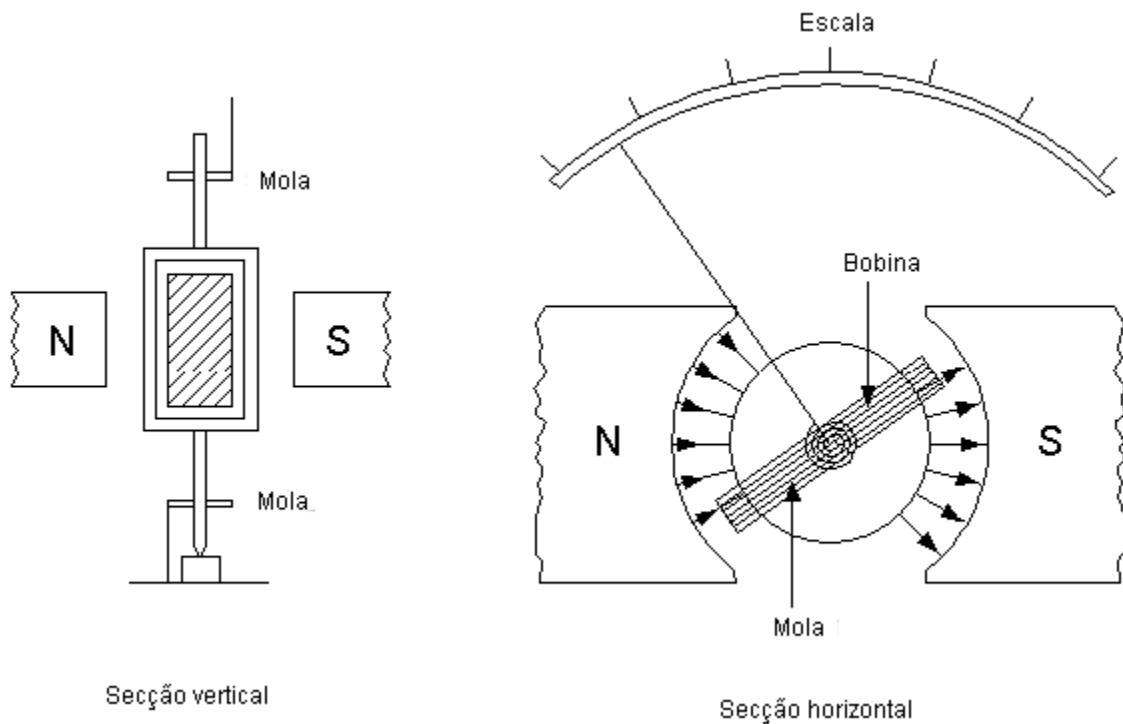
O termostato é aquecido, por efeito Joule, pela resistência R. No termostato há uma termo resistência NTC (com coeficiente negativo de temperatura), conectada em série ao circuito de um eletroímã alimentado por um gerador  $G_2$ . Quando a temperatura aumentar, a termo resistência diminui o seu valor,

aumentando assim o valor da corrente elétrica que flui no eletroímã até o ponto de desligar a alimentação (G1) do circuito R.

Para obter o controle correto da temperatura basta ajustar o circuito, de maneira que quando a temperatura seja ligeiramente superior de  $T_0$ , o valor de resistência seja tal que a corrente elétrica que flui no eletroímã atue e abra o contato C, cortando o circuito de aquecimento.

O tempo de resposta dos relés é relativamente grande, sendo no mínimo na ordem  $10^{-3}$  segundos.

**O diagrama de um amperímetro é mostrado na fig. 3.3**



**Fig. 3.3**

A bobina é enrolada em um cilindro de material ferromagnético de tal modo que o campo magnético gerado sempre é perpendicular ao lado vertical das espiras da bobina. Quando a bobina é percorrida pela corrente elétrica  $I$ , o campo magnético que ela gera determina um momento mecânico (em relação ao ímã) que, com base a Eq. 1.6 é igual a:

$$M_{\text{current}} = I \cdot B_0 \cdot S \cdot N \quad \text{Eq. 3.1}$$

O ângulo entre  $B_0$  e os condutores ativos não interfere porque eles são perpendiculares.

O momento expresso por Eq. 3.1 inicia o movimento da bobina que faz torcer a mola e por sua reação, desenvolve um momento mecânico proporcional ao ângulo de rotação. Veja a relação:

$$M_{\text{res}} = K \cdot \Theta$$

Onde  $Q$  é o ângulo de rotação.

A igualdade dos dois momentos indica a nova posição de equilíbrio:

$$M_{\text{res}} = M_{\text{current}}$$

Temos então:

$$K \cdot \Theta = N \cdot I \cdot B_0 \cdot S$$

i.e.

$$\Theta = \frac{N \cdot I \cdot B_0 \cdot S}{K}$$

**Portanto, obtemos um desvio angular proporcional à corrente elétrica  $I$ , que percorre a bobina.**

O amperímetro de bobina móvel é chamado magneto elétrico porque explora a interação de uma bobina móvel, percorrida por uma corrente elétrica em um campo magnético criado por um ímã permanente, o valor desconhecido da corrente é lido na escala graduada calibrada anteriormente.

Há amperímetros que exploram a interação entre o campo magnético criado por uma bobina fixa, percorrida por uma corrente elétrica desconhecida e um dispositivo ferromagnético móvel (dispositivos eletromagnéticos)

Há também amperímetros que exploram a interação entre uma bobina móvel e o campo magnético gerados por uma bobina fixa (dispositivos eletrodinâmicos).

De fundamental importância como instrumento analógico de medida, o amperímetro de bobina móvel cada vez é menos usado. De fato, cresce o uso dos instrumentos de medida eletrônicos digitais que não operam com o princípio anteriormente descrito.

**O transformador de tensão é útil para transformar uma corrente alternada em outra de tensão diferente.**

O transformador estático é formado por um núcleo de ferro doce sobre o qual estão enroladas duas bobinas de fio condutor (cobre) chamadas de primário e secundário (Figura 3.4).

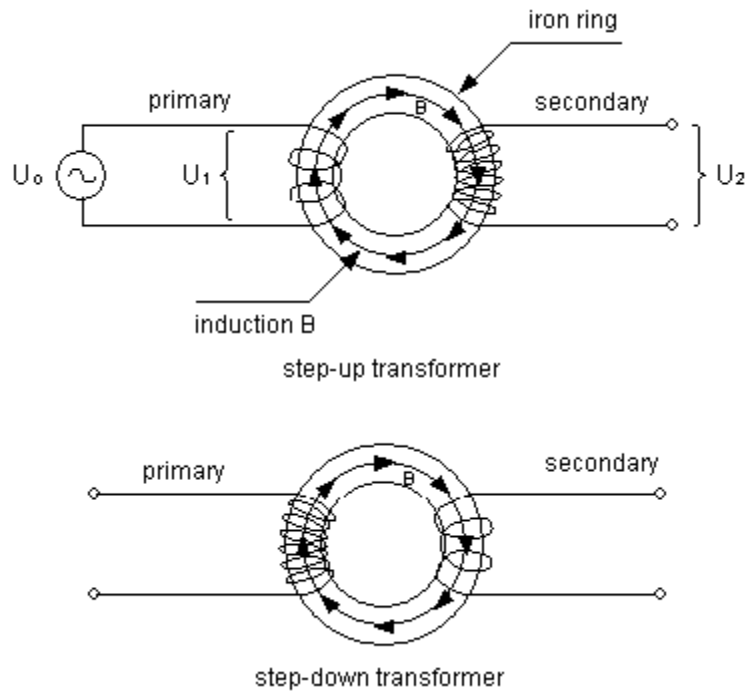


Fig. 3.4

No primário P circula a corrente alternada a ser transformada e no secundário S é gerada a corrente alternada transformada.

A operação de transformador pode ser, de uma maneira geral, ser explicada da seguinte maneira:

desprezando a queda de tensão causada pela resistência interna, normalmente muito pequena, é possível concluir, com base no segundo princípio de Kirchhoff que  $U_0 - U_P = 0$ , onde  $U_0$  é a tensão de alimentação e  $U_P$  a tensão na bobina primária.  $U_P$  é a auto-indução de tensão na bobina primária. Veja a expressão matemática:

$$U_1 = \frac{\Delta \Phi_{\text{tot}}^1}{\Delta t} = \frac{N_1 \cdot \Delta \Phi_s^1}{\Delta t}$$

Onde o fluxo total no primário é  $\Phi_{\text{tot}}^1$  e o fluxo em cada espira é  $\Phi_s^1$ .

$N_1$  indica o número de espiras do primário

Obtemos então:

$$\frac{\Delta \Phi_s^1}{\Delta t} = \frac{U_0}{N_1}$$

A tensão induzida no secundário é igual a:

$$U_2 = \frac{\Delta \Phi_{\text{tot}}^2}{\Delta t} = \frac{N_2 \cdot \Delta \Phi_s^2}{\Delta t}$$

Onde o fluxo total no secundário é  $\Delta\Phi_{\text{tot}}^2$  e o fluxo em cada espira é  $\Delta\Phi_{\text{tot}}^2$ .

Se o circuito é magneticamente acoplado, isto é se o campo magnético do primário é o mesmo do secundário, temos:

$$\Delta\Phi_s^1 = \Delta\Phi_s^2$$

e então:

$$U_2 = \frac{N_2 \cdot \Delta\Phi_s^2}{\Delta t} = \frac{N_2 \cdot \Delta\Phi_s^1}{\Delta t} = \frac{N_2}{N_1} \cdot U_0$$

**A tensão no secundário é  $N_2/N_1$  vezes a tensão do primário**

Se  $N_2/N_1 > 1$ , temos  $U_2 > U_0$  e o transformador aumenta a tensão, i.e. a tensão no secundário é maior que a tensão no primário.

Se  $N_2/N_1 < 1$ , temos  $U_2 < U_0$  e o transformador reduz a tensão, i.e. a tensão no secundário é menor que a tensão no primário.

Observar que a relação entre a tensão do primário e do secundário foi obtida desprezando a tensão induzida no primário decorrente da corrente elétrica que flui no secundário: esta relação é válida somente no caso de secundário aberto ou seja sem carga.

Também não foram considerados os efeitos das corrente parasitas e fuga do fluxo.

Consideremos uma espira plana, por exemplo, retangular de área  $S$ , colocada em um campo magnético uniforme  $B_0$  (Fig. 3.5), perpendicularmente ao eixo horizontal  $x$  de espiras.

Quando a espira é posicionada como na figura, o fluxo  $\Phi$  é obtido:

$$\Phi = B_0 \cdot S$$

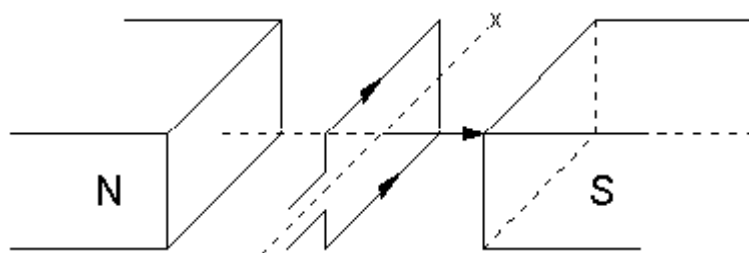


Fig. 3.5

Se pelo contrário o plano da espira está em tal posição que forma um ângulo com vetor  $B_0$ , é possível escrever, com base na Eq. 2.3:

$$\Phi = B_0 \cdot S \cdot \cos(\alpha)$$

Mantendo a espira em um movimento de rotação uniforme ao redor do eixo  $x$  com velocidade angular agora  $\Omega$ , teremos então:  $\alpha = \Omega \cdot t$  e conseqüentemente:

$$\Phi = B_0 \cdot S \cdot \cos(\Omega \cdot t)$$

**Portanto, em uma espira que é percorrida por um fluxo variável no tempo, temos como consequência, nos seus terminais uma tensão induzida igual à velocidade de variação de fluxo.**

Este princípio é utilizado nos alternadores, ou geradores de corrente alternada.

Consideremos Figura 3.6

Os terminais do conjunto de espiras são conectados a dois anéis metálicos SS' (coletores) concêntricos ao eixo x da espira, girando com elas, mas isolados uns dos outros. Quando as espiras giram em um campo magnético  $B_0$ , se estabelecerá uma tensão alternada entre os dois coletores; sobre estes coletores são colocados dois condutores fixos b e b' chamados escovas, que atritando na superfície dos anéis rotativos permitem a conexão ao circuito externo.

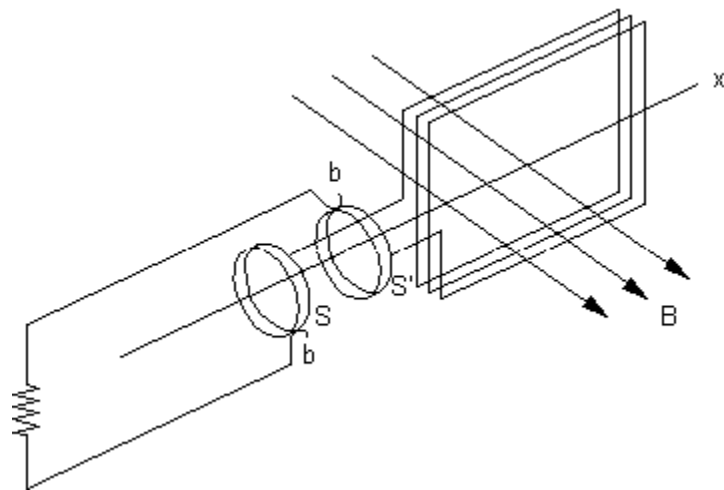


Fig. 3.6

Na prática os alternadores industriais têm um rotor mantido em rotação por um motor ou por uma turbina movida a água. No rotor são fixados vários eletroímãs, cujos pólos externos são alternativamente Norte e Sul (Figura 3.7);

Este sistema de eletroímãs compõe o indutor de máquina.

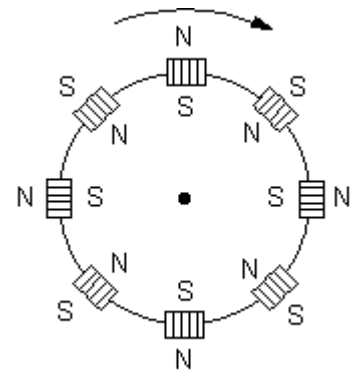


Fig. 3.7

É possível obter uma tensão unidirecional conectando os terminais da espira a dois segmentos de um anel cortado na metade, como mostrado na fig. 3.8

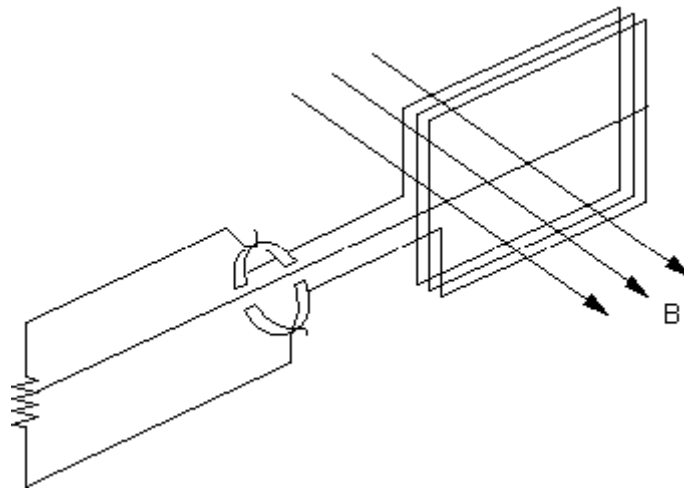


Fig. 3.8

No momento em que a tensão muda seu sinal, as conexões do circuito são alteradas também e a tensão entre as escovas, até mesmo se a variável de tempo, sempre está na mesma direção, i.e. variável (figura 3.9).

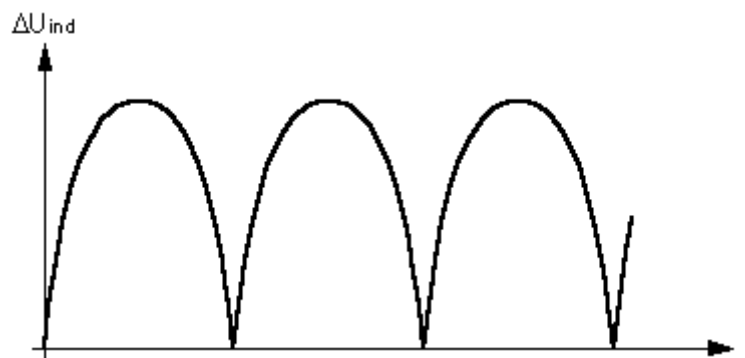


Fig. 3.9

Na prática é mais interessante ter correntes contínuas, não variáveis no tempo.

O primeiro passo para isso seria usar duas espiras, perpendiculares, conectadas em série, como mostrado na fig. 3.10.

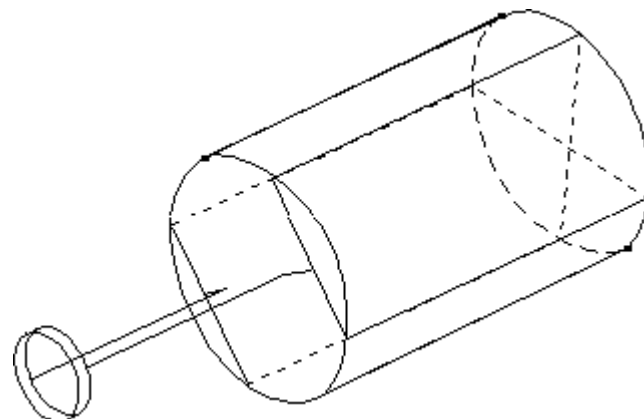


Fig. 3.10

Deste modo quando a tensão for máxima em uma espira, na outra é zero, como mostrado nas linhas tracejadas na fig. 3.11

A tensão resultante será obtida somando a todo o momento as duas tensões, um de cada espira e isso não possibilita inversões de polaridade, obtendo uma linha quase contínua (ondulada).

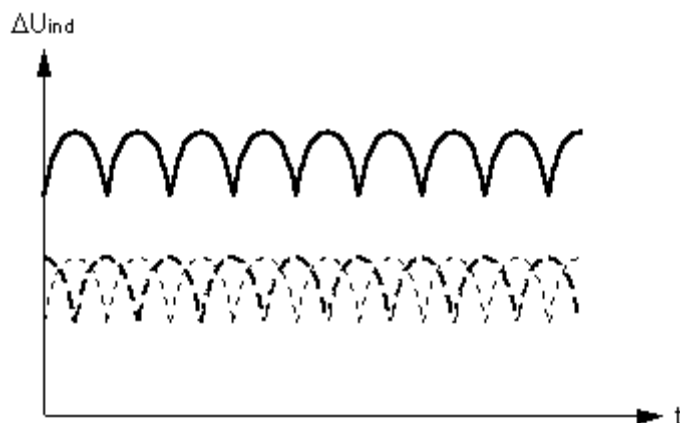


Fig. 3.11

Aumentando o número de espiras, adequadamente ajustadas e conectadas em séries e devidamente comutadas, as oscilações de tensão podem ser reduzidas para praticamente zero. Está é a típica construção de um dínamo de corrente contínua (Figura 3.12).

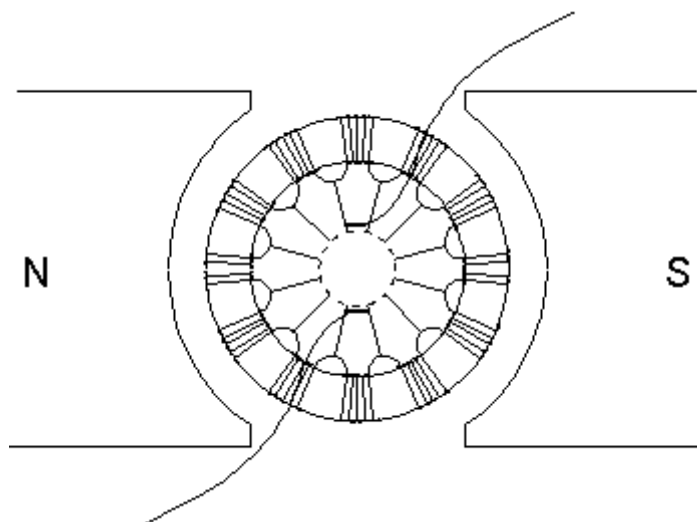


Fig. 3.12

### **Consideremos um dínamo de corrente contínua.**

Sabemos que, quando gira, produz uma corrente elétrica, i.e. transforma energia mecânica em energia elétrica; vice-versa, se a alimentarmos a bobina de armadura com energia elétrica de corrente contínua, vemos que a máquina começa a girar, fornecendo energia mecânica; portanto o dínamo é uma máquina reversível: que constitui também um motor elétrico.

A razão pela qual o dínamo é reversível pode ser compreendida examinando a figura 3.13:

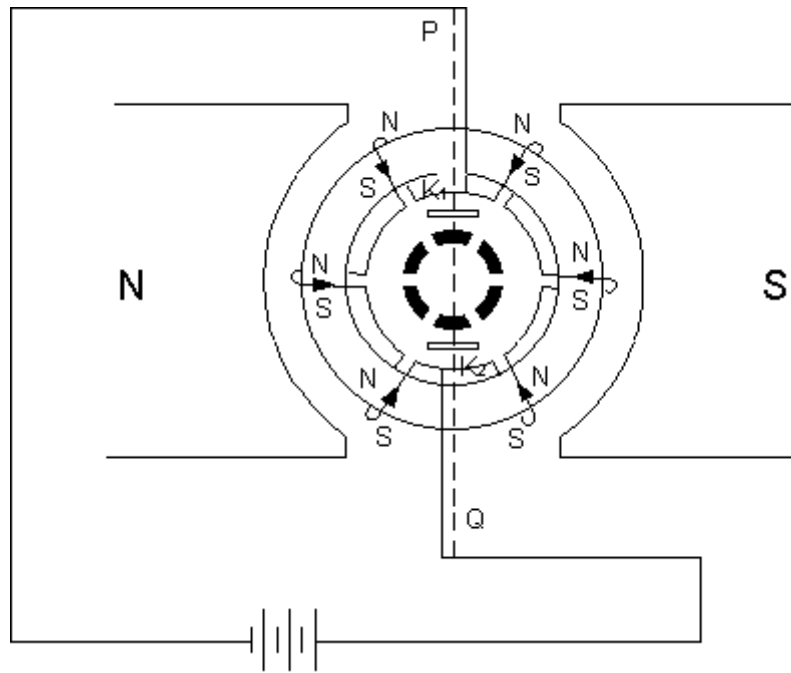


Fig. 3.13

Onde a divisão de corrente elétrica é mostrada pela seção de duas bobinas que estão nas duas partes do plano/diâmetro  $PK_1K_2Q$  que unem as escovas superior e inferior; alguns pólos magnéticos criados se compensam e outros, os pólos magnéticos homônimos, pelo contrário, se somam como nas partes extremas dos dois meio-anéis, perto do plano agora definido.

Esta configuração de contatos das escovas e pares de setores diametralmente oposto, nas condições ilustradas, se repetem continuamente, e então teremos a formação permanentemente de um pólo de norte de um lado e de um pólo sul no outro lado do diâmetro  $PK_1K_2Q$ ; estes pólos serão repelidos e atraídos respectivamente pelos pólos indutivos e teremos assim um movimento contínuo dos anéis.

Na figura mostrada, por razões ilustrativas, as espiras da armadura são de número limitado, então ficam muito distante uma das outras; na pratica, realmente as espiras estão bem mais próximas uma das outras. (ver Figura 3.12).