Resistividade eletrica

No sistema C.G.S, a unidade da resistência é $1\dfrac{\text{s}}{\text{cm}}$.

Como também se verifica experimentalmente, a resistência de um fio é proporcional ao seu comprimento e inversamente proporcional à área da secção perpendicular:

$$R = \rho\frac{l}{S} \tag{113}$$

onde ρ é um parâmetro do material do fio, chamado resistividade. O inverso da resistividade chama-se condutividade. Mede-se em $[\Omega^{-1}m^{-1}]$. A condutividade de materiais sólidos varia entre $10^{-20}\,\Omega^{-1}m^{-1}$ e $10^{8}\,\Omega^{-1}m^{-1}$ (vera tabela no acetato). Para os bons condutores, $\sigma \approx 10^{6} \div 10^{7}\,\Omega^{-1}m^{-1}$ e para os bons isoladores, $\sigma < 10^{-10}\,\Omega^{-1}m^{-1}$.

Tabela II

Condutividades eléctricas à temperatura ambiente

Substância	$\sigma\ (\Omega^{-1}\ m^{-1})$	Substância	$\sigma\ (\Omega^{-1}\ m^{-1})$
Metais		*Semicondutores*	
Cobre	$5{,}81 \times 10^{7}$	Carbono	
Prata	$6{,}14 \times 10^{7}$	(grafite)	$2{,}8 \times 10^{4}$
Alumínio	$3{,}54 \times 10^{7}$	Germânio	$2{,}2 \times 10^{-2}$
Ferro	$1{,}53 \times 10^{7}$	Silício	$1{,}6 \times 10^{-5}$
Tungstênio	$1{,}82 \times 10^{7}$	*Isolantes*	
		Vidro	10^{-10} a 10^{-14}
Ligas		Lucite	$< 10^{-13}$
Manganina	$2{,}27 \times 10^{6}$	Mica	10^{-11} a 10^{-15}
Constantan	$2{,}04 \times 10^{6}$	Quartzo	$1{,}33 \times 10^{-18}$
Cromoníquel	$1{,}0 \times 10^{6}$	Teflon	$< 10^{-13}$
		Parafina	$3{,}37 \times 10^{-17}$

Energia dissipada numa resistência

Quando a corrente flúi num fio, é porque o campo eléctrico aplicado provoca o movimento dos portadores de carga, realizando assim algum trabalho. Em outras palavras, é porque a fonte do campo eléctrico está a fornecer alguma energia. Vamos tentar saber que quantidade de energia é gasta por segundo pela fonte. Transportar uma carga Q entre as extremidades do fio ao qual está aplicada uma diferença de potencial $\Delta\varphi$ corresponde ao trabalho

$$W = Q\Delta\varphi .$$

A energia gasta pela fonte do campo por segundo (esta grandeza chama-se potência) é

$$P = \frac{dW}{dt} = \Delta\varphi\frac{dQ}{dt} = \Delta\varphi I \tag{114}$$

Assim a potência dissipada no material é igual ao produto da corrente pela diferença de potencial. Aonde é que esta potência reaparece? É gasta pela fonte de campo e revela-se no aquecimento do fio.

Na electrotécnica, costuma-se usar o termo "tensão" que é equivalente a d.d.p. (V). Então, a potência dissipada num fio, que assim fica aquecido, é

$$P = IV = I^2 R = \frac{V^2}{R} \tag{114a}$$

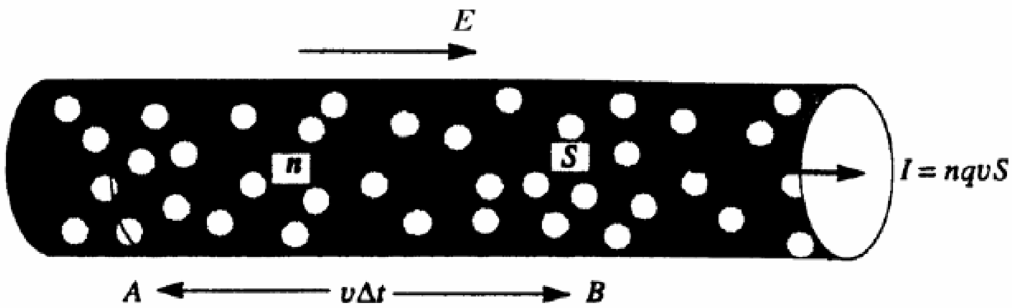
onde usamos a lei de Ohm. A unidade de potência no S.I. chama-se Watt,

$$1W = 1A \cdot 1V = \frac{1J}{1s}$$

A relação (114a) foi estabelecida experimentalmente por Joule e Lenz (independentemente) e chama-se lei de Joule-Lenz

5.2 Densidade de corrente eléctrica. A forma diferencial da lei de Ohm

A intensidade de corrente caracteriza a carga total que atravessa um fio condutor por unidade do tempo. No entanto, o fio pode ser não homogéneo na direcção perpendicular, ou seja, a resistividade pode ser diferente em vários pontos da secção perpendicular do fio. Também, um fio pode ter a área da secção variável. È útil introduzir a densidade de corrente. Consideremos primeiro um fio homogéneo de área de secção dS (pequena), onde há n portadores de carga por unidade de volume (n chama-se concentração). Admitimos que, num campo eléctrico aplicado, estes portadores de carga ganham uma velocidade u (paralela ou anti-paralela ao campo, que é dirigido ao longo do fio). Durante um intervalo Δt, a secção B (ver figura) vai ser atravessada por aquelas partículas que se encontram dentro do cilindro AB de comprimento $\Delta l = v\Delta t$.



Neste cilindro há ($n\Delta l dS$) partículas, que têm carga total ($\Delta Q = qnv\Delta t dS$), sendo q a carga de uma partícula. A densidade de corrente é a carga que atravessa uma secção elementar do condutor num segundo, dividida pela área (dS):

$$j = \frac{\Delta Q}{\Delta t dS} = qnv \tag{115}$$

Como a velocidade das partículas, em geral, é um vector, a densidade de corrente também é:

$$\vec{j} = qn\vec{v} \tag{116}$$

Podemos generalizar facilmente este resultado para o caso de existirem portadores de carga de vários tipos:

$$\vec{j} = \sum_k q_k n_k \vec{v}_k \tag{116a}$$

É óbvio que as contribuição de portadores de carga de ambos sinais (+ ou -) entram na Eq.(116a) com o mesmo sinal, porque o "-" entra duas vezes (da carga e da velocidade). A intensidade de corrente que atravessa o fio elementar considerado é:

$$I = \underset{\textit{(na secção do condutor)}}{\int \vec{j}\,dS} \tag{117}$$

ou seja, a intensidade de corrente é o fluxo do vector $\vec{j}$ através de uma secção de condutor.

O fluxo da densidade de corrente através de uma superfície fechada

O fluxo do vector $\vec{j}$ representa a carga que atravessa a superfície num segundo. Se o fluxo através duma superfície fechada não for nulo, isto significa que a quantidade de carga dentro da superfície fechada está a diminuir:

$$\oint \vec{j}\,d\vec{S} = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{d}{dt}\int \rho\,dV \tag{118}$$

(o segundo integral é calculado no volume encerrado pela superfície).
A Eq.(118) expressa a lei de conservação de carga eléctrica. A carga total num volume só pode variar se existir um fluxo não nulo através da superfície fechada que encerra o volume. Utilizando o teorema de Ostrogradskii-Gauss, valido para qualquer campo vectorial, $\vec{A}$,

$$\underset{\textit{(na superfície)}}{\oint \vec{j}\,d\vec{S}} = \underset{\substack{\textit{(no volume dentro}\\ \textit{da superfície)}}}{\int \mathrm{div}\vec{j}\,dV}$$

o fluxo da densidade de corrente pode ser expresso através do integral no volume (assim como foi feito para obter a forma diferencial da lei de Gauss - veja Eq.(39)):

$$\oint \vec{j}\,d\vec{S} = \int \mathrm{div}\vec{j}\,dV \tag{119}$$

Com o auxílio da Eq.(119), a forma diferencial da Eq.(118) fica:

$$\mathrm{div}\vec{j} + \frac{d\rho}{dt} = 0\ . \tag{120}$$

Esta equação é conhecida como a equação de continuidade.
Voltemos a considerar o fio elementar que nos serviu para definir a densidade de corrente. Utilizando a lei de Ohm (Eqs. (112) e (113)), podemos escrever:

$$\Delta\varphi = \underbrace{E\Delta l}_{\textit{tensão}} = \frac{\overbrace{jdS}^{\textit{intensidade de corrente}}\Delta l}{\sigma dS}$$

(onde $\frac{\Delta l}{\sigma dS}$ é a resistência), ou seja,

$$j = \sigma E$$

(σ é a condutividade do material). Como $\vec{j}$ e $\vec{E}$ são vectores, a relação entre eles deve ser uma equação vectorial,

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} . \tag{121}$$

Esta Eq.(121) é a forma diferencial da lei de Ohm. Tem carácter bem mais geral do que a sua "forma integral" (Eq.(112)). A Eq. (121) aplica-se em qualquer ponto de um meio condutor enquanto a Eq.(112) é aplicável apenas a um fio. Sendo σ um escalar, a Eq.(121) implica que o vector $\vec{j}$ é paralelo ao vector do campo eléctrico. Isto verifica-se para os materiais isotrópicos.

Utilizando a forma diferencial da lei de Ohm, podemos chegar à forma diferencial da lei de Joule-Lenz (114). A potência dissipada por uma corrente pode ser expressa em termos de densidade de corrente:

$$\mathrm{P} = \int \sigma \mathrm{E}^2 dV = \int (\vec{j}\vec{E}) dV . \tag{122}$$

Isto significa que o produto $(\vec{j}\vec{E})$ é a potência dissipada por unidade de volume.

5.3 Porque é que existe resistência eléctrica?

A lei de Ohm é uma lei experimental que se verifica para uma gama vasta de materiais e campos eléctricos de intensidades diferentes. Há casos em que esta lei não se verifica (ou melhor, é violada). No entanto, é mais importante perceber porque essa lei é válida em maior parte dos casos. Num metal, há portadores de carga livres, que são electrões. Num campo eléctrico, um electrão livre devia ter um movimento uniformemente acelerado, com a aceleração $a = -\frac{qE}{m}$, sendo m a sua massa. Então, a sua velocidade devia sempre aumentar, $(v = |a| t)$ em função do tempo. A densidade de corrente também devia aumentar ate o infinito, ou seja, qualquer campo eléctrico devia causar uma corrente infinita. Então, a resistência devia ser nula. Este paradoxo explica-se pela existência de algum atrito, que impede a aceleração ilimitada dos portadores de carga. Consideremos um modelo simplificado desse atrito. É conhecido que uma bola pequena que se move num meio viscoso é sujeita a uma força de atrito proporcional ao módulo da sua velocidade,

$$F_A = -Av \qquad (A = \mathrm{const}) . \tag{122}$$

Consideremos o movimento unidimensional de uma partícula com carga q, acelerada por um campo eléctrico E e sujeita à força de atrito (122). A equação de movimento da partícula é:

$$m\frac{dv}{dt} = qE - Av \tag{123}$$

e a sua solução (admitindo a condição inicial é $v(t=0) = 0$) é :

$$v(t) = \frac{qE}{A}\left(1 - e^{-t/\tau}\right) , \tag{124}$$

onde $\tau = \frac{m}{A}$ é uma constante da dimensão do tempo, que se chama tempo de relaxação.

Para $t >> \tau$, a velocidade da partícula é praticamente constante,

$$v_\infty = \frac{qE}{A} = \frac{qE}{m}\tau \equiv \mu E . \tag{125}$$

Esta velocidade podemos associar à velocidade de deriva discutida no início deste capítulo, $v_d = v_\infty$. A grandeza $\mu = \frac{v_d}{E}$ introduzida na Eq.(125) chama-se mobilidade da partícula. A mobilidade $\left(\mu = \frac{q\tau}{m}\right)$ é maior quando o "atrito" é menor e quando a partícula é mais leve. Combinando as equações (116), (121) e (125), é fácil chegar à fórmula para a condutividade,

$$\sigma = qn\mu\,, \tag{126}$$

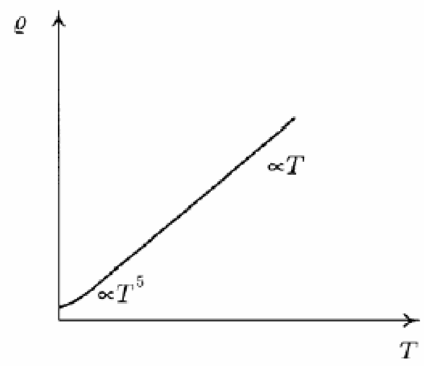
que diz que a condutividade de um material condutor é proporcional à concentração de portadores de carga e á sua mobilidade.

Variação da resistividade com a temperatura

A resistividade dos condutores varia com a temperatura devido a variação da concentração dos portadores de carga e da sua mobilidade. Para os metais, o número de electrões livres é fixo (cada átomo dá um certo número de electrões livres, por exemplo, 1 para Cu, 3 para Al, etc.). A concentração só varia devido à expansão térmica do material, mas esta variação é extremamente pequena. Então, a resistividade dos metais altera por causa da variação térmica da mobilidade dos electrões. A dependência da resistividade com a temperatura nos metais é linear, excepto a temperaturas muito baixas, perto do zero absoluto (veja o gráfico). O aumento linear da resistividade pode expressar-se por meio de equação

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha T)\,,$$

onde α é uma constante chamada coeficiente de temperatura (tipicamente $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$).

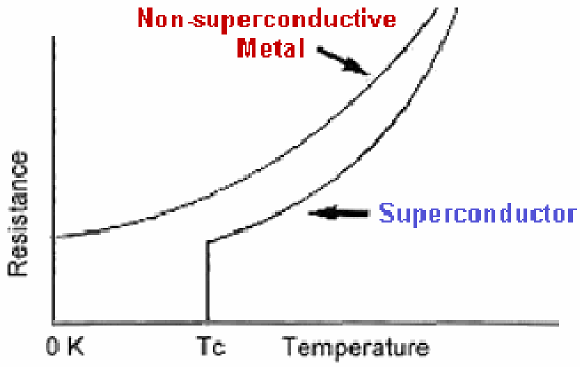


Para os semicondutores, a variação da resistividade com a temperatura é mais complexa. Tipicamente, a concentração de portadores de carga num semicondutor puro (que são os electrões livres e as lacunas, umas quasipartículas com carga positiva) aumenta com a temperatura de forma exponencial. Por isso, também aumenta a condutividade, ou seja, a resistividade diminui,

$$\rho = \rho_0 \exp(\beta / T)\,,$$

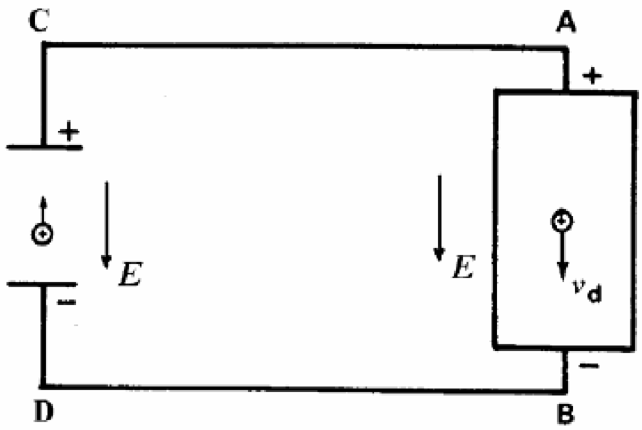
onde β é uma constante. No entanto, num semicondutor dopado com certas impurezas, a concentração de portadores de carga, primeiro, aumenta com a temperatura mas depois, a partir de uma certa temperatura, tem tendência de saturar-se. Nesta última gama de temperaturas, a variação da resistividade é determinada pela dependência da mobilidade com a temperatura, como acontece nos metais. A condutividade dos semicondutores também aumenta sob iluminação com luz de uma certa gama espectral.

Mencionemos ainda a existência de uma classe de materiais chamados supercondutores, que, quando a temperatura está abaixo de um valor crítico (característico para cada substância supercondutora), sofrem uma mudança de fase em que a resistividade abruptamente atinge zero. Este fenómeno deve-se à formação de pares de electrões (chamados pares de Cooper) que, em determinadas condições, podem movimentar-se sem atrito (o efeito conhecido como superfluidez que se observa, por exemplo, para o hélio líquido abaixo de 2K). A temperatura crítica para a maioria dos supercondutores é inferior a 20K. No entanto, nos anos 1980 foram descobertas várias famílias de óxidos complexos de cobre e terras raras (por exemplo, YBaCuO) que exibem a supercondutividade à temperatura mais elevada, cerca de 90K, que já pode ser atingida utilizando o azoto líquido. Os supercondutores são usados principalmente como o material de fios para bobines de electro-íman necessários para criar campos magnéticos fortes. Como a temperatura crítica dos novo materiais cerâmicos da mesma família continua a crescer, há esperança que o sonho d transportação de energia eléctrica sem perdas elos fios sem resistência se concretize.

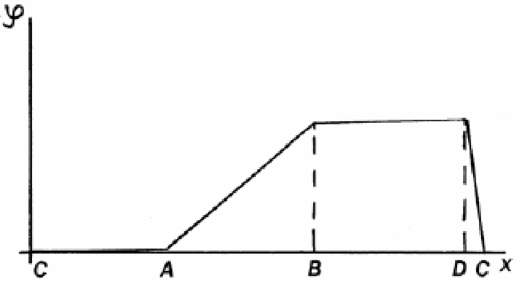


5.4 Força electromotriz

Se aplicarmos um campo eléctrico externo a um condutor isolado, a corrente eléctric vai existir nele só durante poucos instantes. A separação das cargas vai fazer com qu apareça um campo eléctrico <u>interno</u>, que vai totalmente compensar o campo extern dentro do condutor. Nessa altura, qualquer movimento das cargas livres para. A diferença de potencial no condutor deixa de existir neste estado de equilíbrio. Par manter uma corrente constante através de um bloco de material condutor (normalment chamado "resistência"), é preciso que a d.d.p. entre as suas extremidades seja constant Em outras palavras, é preciso que não haja separação das cargas negativas e positiva dentro da resistência. Os electrões que se deslocam da direita para a esquerda na figur ao lado, têm que <u>reaparecer</u> do lado direito. Isto só é possível se, primeiro, existir ur <u>circuito fechado</u>. No desenho ao lado, $\varphi_A > \varphi_B$. Os electrões, na resistência A deslocam-se de baixo para cima e depois podem regressar ao contacto B através dos fio (que incluem os pontos C e D). Admitimos que estes fios têm resistência desprezáve No entanto, mesmo assim, num troço do circuito (nomeadamente, no CD) os electrõe devem deslocar-se no sentido do campo eléctrico, pois $\varphi_C = \varphi_A > \varphi_D = \varphi_B$. Ist implica a existência de um dispositivo "não eléctrico" que executa este trabalho. Entã a segunda condição para que haja uma corrente constante num circuito fechado é a <u>existência de uma força externa, não electrostática, que aumenta a energia potencial dos portadores de carga</u>. A quantidade de trabalho que este dispositivo (a fonte da força externa) realiza por unidade de carga chama-se <u>força electromotriz</u> (FEM).



A força electromotriz mede-se em $\left(\frac{J}{C}\right) = V$ (S.I.) ou em (e.s.u. de d.d.p no CGS), então, obviamente não tem a dimensão da força, mas sim a dimensão de d.d.p. Vamos chamar o dispositivo que produz uma FEM de "bateria". Se desprezarmos a dissipação da energia no movimento das cargas dentro da bateria ("a resistência interna da bateria é nula), a FEM da bateria é igual a d.d.p. nos terminas da bateria. Consideremos um circuito fechado, constituído por uma bateria e uma resistência. Os fios de ligação têm resistência desprezável. A variação do potencial eléctrico ao longo deste circuito pode ser apresentado pelo gráfico ao lado. O aumento de potencial dentro da bateria é igual a FEM (ε) e a queda do potencial na resistência é igual a $V = IR$ (a lei de Ohm). Como os fios não têm resistência, não há queda de potencial neles ($R_{fio} \approx 0$). Então,



$$\mathrm{E} = IR \ . \tag{127}$$

Entretanto, dentro da própria bateria pode haver perdas de energia (que resultam no aquecimento da bateria quando está atravessada pela corrente). Para tomar conta disso, introduz-se resistência interna da bateria, r, de modo que há uma queda de potencial dentro de própria bateria, igual a (Ir). Assim, a Eq.(127) toma a seguinte forma,

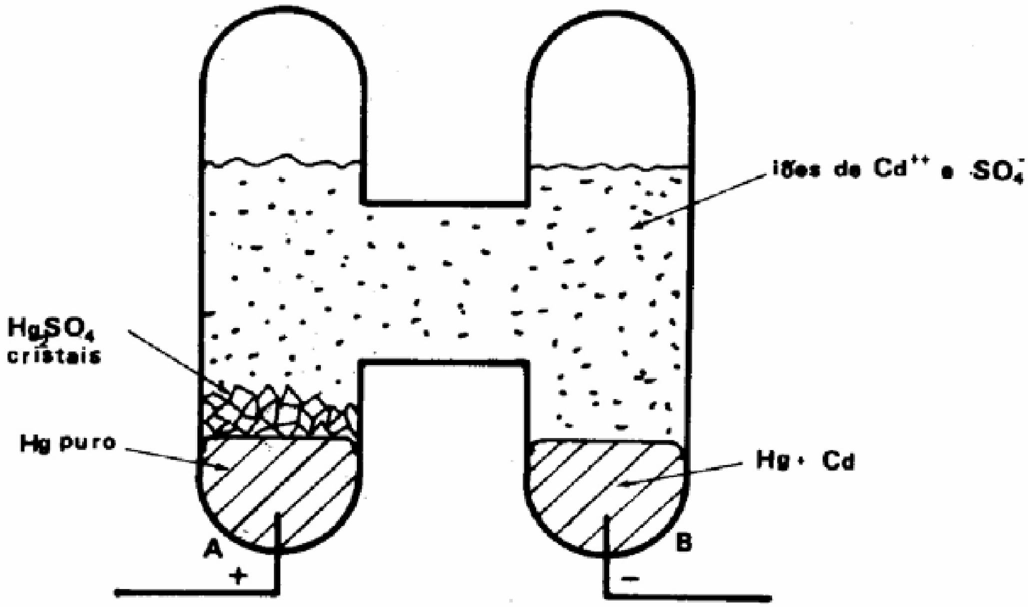
$$\mathrm{E} - Ir = IR \,, \tag{127a}$$

e a intensidade de corrente no circuito considerado é :

$$I = \frac{\mathrm{E}}{(R + r)} \quad . \tag{128}$$

A fonte de FEM (a "bateria") pode ser um dispositivo mecânico (por exemplo, o gerador de Van der Graff), um aparelho que utiliza a energia da luz (a célula fotovoltaica), ou então uma pilha química.

Consideremos brevemente o funcionamento de uma pilha química de Weston (ver figura de baixo). Num recipiente em forma de H, tem uma solução muito diluída de $CdSO_4$. Há também dois eléctrodos, um de amálgama de $Cd(Cd - Hg)$ e outro de Hg puro. Alguns iões de $Cd\,(Cd^{++})$ passam da amálgama para a solução deixando, naturalmente, dois electrões no eléctrodo B. No entanto, esta corrente logo deixa de existir, porque o eléctrodo B (negativo) começa a atrair os iões Cd^{++} cada vez mais fortemente. Se ligarmos os eléctrodos no exterior por um fio, os electrões (que estão em excesso no eléctrodo B) podem passar para o eléctrodo A. Na vizinhança deste eléctrodo, dentro da solução, existem alguns iões Hg^{+} devido à dissociação dos cristais Hg_2SO_4. Estes iões capturam os electrões que vêm ao eléctrodo A e aderem ao mercúrio que constitui este eléctrodo. Enfim, o que acontece é a passagem dos electrões dos átomos de Cd para os iões de mercúrio. Esta troca é favorável em termos de energia, porque a afinidade do ião Hg^{+} ao electrão é superior à do Cd^{++}. A corrente eléctrica existe neste circuito a custa dos cristais Hg_2SO_4 que se dissolvem irreversivelmente e gradualmente desaparecem. O processo químico acima descrito ocorre só quando a pilha está ligada num circuito fechado. Nesta situação, há difusão de iões de cádmio no



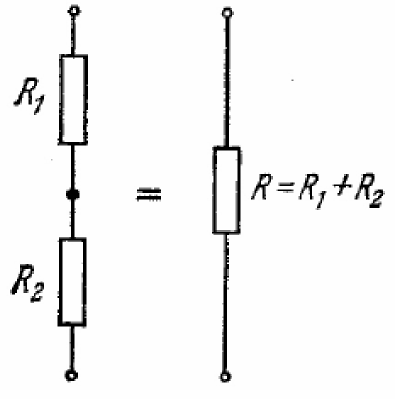
Esquema da pilha de Weston

sentido contrário ao campo eléctrico (e também há difusão de iões SO_4^{--} no sentido contrário). A FEM produzida pela pilha de Weston é determinada pelas energias de afinidade ao electrão dos iões Hg^{+} e Cd^{++} e por isso é muito estável (o seu valor é de 1,0183 Volts). Por isso, a pilha de Weston usa-se como um padrão de d.d.p.

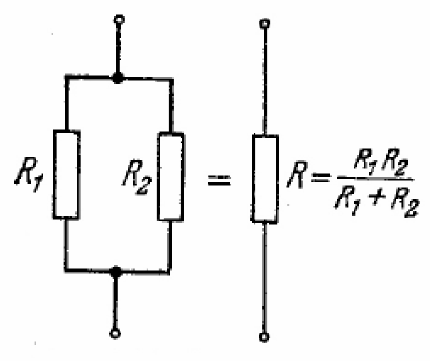
5.5 Análise de circuitos. As leis de Kirchoff

Associação de resistências e de fontes de FEM em série e em paralelo usa-se muito na prática. Nos casos mais simples, para calcular as correntes e as tensões num circuito, é suficiente aplicar as regras elementares de associação de resistências:

em série



em paralelo



Em geral, a análise dos circuitos baseia-se nas duas leis de Kirchoff. A primeira lei, a lei dos nós, diz que, em qualquer nó de qualquer circuito, a soma das correntes que entram é igual à soma das correntes que saem,

$$\sum_k I_k = 0 \tag{129}$$

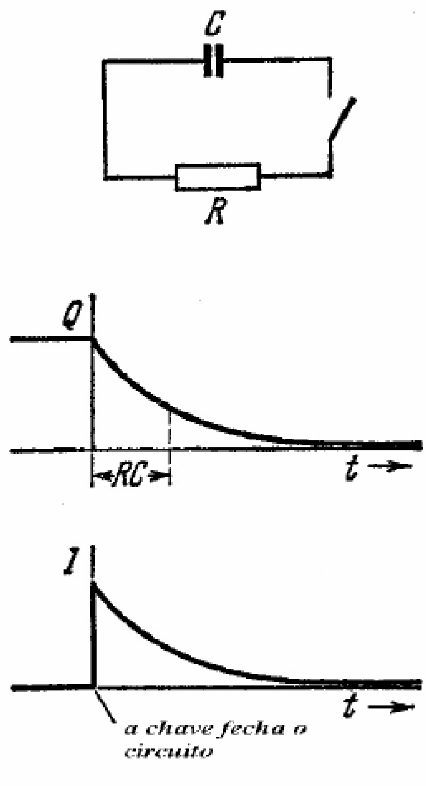
(o índice k enumera vários fios que se unem no nó). O sinal de I_k é diferente para as correntes que entram no nó e para as que saem. Esta regra é uma consequência bastante óbvia da conservação de carga eléctrica (ou, igualmente, da equação de continuidade (118)). Notemos, no entanto, que esta lei é válida apenas para as correntes estacionárias. Para um circuito geral, com vários nós, existem (N-1) equações não equivalentes da primeira lei de Kirchoff, onde N é o número dos nós no circuito.
A segunda lei de Kirchoff, a lei das malhas, é enunciada pela seguinte equação:

$$\sum_n \mathrm{E}_n = \sum_k I_k R_k \tag{130}$$

(o índice n enumera várias fontes de FEM que fazem parte da malha e o k enumera as resistências em que ocorre queda de potencial). A regra (130) é valida para qualquer malha (ou seja, qualquer percurso fechado sem desdobramentos) num circuito de corrente estacionária. Esta regra é uma consequência da continuidade do potencial eléctrico e da sua relação com a intensidade de campo eléctrico (veja o resumo do Capítulo II), o que pode ser expresso pela seguinte relação,

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0\,, \tag{131}$$

válida para os campos eléctricos estacionários.



Além da relação (131), a Eq. (130) envolve a lei de Ohm que relaciona a queda do potencial numa resistência com a intensidade da corrente que a atravessa.
Note-se que a Eq.(127) é um caso particular da lei das malhas (130). Para um circuito geral, há tantas equações não equivalentes da segunda lei de Kirchoff, quantas malhas sem sobreposição há neste circuito.
Como exemplo de utilização da lei das malhas, consideremos um circuito com condensador.
Como sabemos, um condensador carregado (com carga Q) tem a d.d.p.

$$V = \frac{Q}{C}$$

entre as suas placas. Quando a chave fecha o circuito mostrado no desenho ao lado, começa o processo de descarga do condensador através da resistência R. A 2ª lei de Kirchoff, aplicada à esta situação, diz:

$$\frac{Q}{C} + IR = 0\,. \tag{132}$$

Lembrando que $I = \dfrac{dQ}{dt}$, a Eq.(131) fica:

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{RC} \equiv -\frac{Q}{\tau}\,, \tag{132a}$$

onde temos introduzido a constante de tempo (τ) do circuito *RC*. A solução da Eq.(131a) é

$$Q(t) = Q(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

e para a intensidade de corrente no circuito temos

$$I(t) = -\frac{Q(0)}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{133}$$

onde $Q(0)$ é a carga inicial do condensador. Então, a carga no condensador e a intensidade de corrente no circuito ambas diminuem de forma exponencial com o aumento do tempo, como mostram os gráficos ao lado. A constante de tempo τ é um tempo característico desta diminuição.

Da maneira semelhante, para o processo de <u>carregamento do condensador</u> a partir de uma fonte de tensão contínua (E), a 2ª lei de Kirchoff dá a seguinte equação:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\mathrm{E}}{R} - \frac{Q}{\tau}\,, \tag{132b}$$

cuja solução é:

$$Q(t) = \mathrm{E}C\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right].$$

A intensidade de corrente é dada pela mesma relação (133) mas com o sinal oposto (como o sentido da corrente de carregamento é contrário ao da corrente de descarga).

Os processos de carga e descarga dum condensador, obviamente, são não estacionários. Com rigor, as duas leis de Kirchoff são aplicáveis apenas às correntes estacionárias. No entanto, em muitas situações correntes e tensões variáveis com tempo podem ser consideradas quase estacionárias. Normalmente é este o caso de carga e descarga de condensadores, o que permite o uso das leis de Kirchoff. O conceito de correntes quase estacionárias vai ser concretizado no Capítulo 8.

Resumo

1) A intensidade de corrente eléctrica é proporcional à diferença de potencial nos terminais do condutor percorrido pela corrente (a lei de Ohm). O coeficiente de proporcionalidade chama-se resistência eléctrica. A resistência é finita (não nula) porque os portadores de carga acelerados pela d.d.p. sofrem algum atrito por parte do meio no qual se movem.

2) Devido a esse atrito, existe uma dissipação de energia, determinada pela lei de Joule-Lenz (Eq.(114)).

3) Existe a forma diferencial das leis de Ohm (Eq.(121)) e de Joule-Lenz (Eq.(122)), que tem carácter mais geral do que a sua forma integral, estabelecida originalmente.

4) Para manter uma corrente (que existe num circuito fechado) estável, é preciso que algumas forças externas (não electrostáticas) realizassem algum trabalho. Este trabalho por unidade de carga é a força electromotriz.

5) As intensidades de corrente e tensões num circuito podem ser determinadas utilizando as duas leis de Kirchoff (Eqs.(129) e (130))..