

# Física para Ciências Agrárias - Notas de Aula

Rafael H. Campos

13 de Julho de 2016



# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Termodinâmica</b>	<b>5</b>
1.1	Introdução . . . . .	5
1.2	Temperatura . . . . .	5
1.2.1	Principais escalas . . . . .	6
1.3	Calor . . . . .	6
1.3.1	Unidades de medida . . . . .	7
1.4	Calor específico . . . . .	7
1.5	Calor latente . . . . .	8
1.5.1	Transições de fase . . . . .	9
1.5.2	Diagramas de fase . . . . .	10
1.6	Dilatação térmica . . . . .	10
1.6.1	Dilatação linear . . . . .	10
1.6.2	Dilatação superficial . . . . .	11
1.6.3	Dilatação volumétrica . . . . .	11
1.7	Transferência de calor . . . . .	12
1.7.1	Condução . . . . .	12
1.7.2	Radiação . . . . .	13
1.7.3	Convecção . . . . .	14
1.8	Termodinâmica dos gases . . . . .	14
1.8.1	O diagrama P-V . . . . .	15
1.9	Trabalho de um gás ideal . . . . .	17
1.9.1	Expansão sob pressão constante . . . . .	17
1.9.2	Expansão sob temperatura constante . . . . .	18
1.10	Primeira lei da termodinâmica . . . . .	18
1.10.1	Transformações isovolumétricas . . . . .	19
1.10.2	Transformações adiabáticas . . . . .	19
1.11	Processos cíclicos . . . . .	19
1.11.1	Ciclo de Carnot . . . . .	19
1.11.2	Ciclo Otto . . . . .	20
1.11.3	Ciclo Diesel . . . . .	21
1.12	Segunda lei da termodinâmica . . . . .	21
1.13	Exercícios resolvidos . . . . .	22
<b>2</b>	<b>Elettricidade</b>	<b>25</b>
2.1	Carga elétrica . . . . .	25
2.2	Força elétrica . . . . .	26
2.3	Campo elétrico e potencial elétrico . . . . .	27
2.4	Corrente elétrica . . . . .	27

2.5 Resistência elétrica . . . . .	28
<b>Bibliografia</b>	<b>31</b>

# Capítulo 1

## Termodinâmica

### 1.1 Introdução

#### Termodinâmica

Área da física que estuda os fenômenos associados à temperatura e ao calor.

Os sistemas estudados pela termodinâmica são, na maioria das vezes, compostos por um número gigantesco de partículas (por exemplo, 500 ml de água contém aproximadamente  $1,67 \times 10^{25}$  moléculas). Como o tratamento analítico de todas as características delas é matematicamente impossível (e alguns autores afirmam também ser relativamente inútil) a termodinâmica trabalha com versões macroscópicas destas grandezas microscópicas. As três primeiras, e mais fundamentais delas, seguem:

Grandeza macroscópica		Grandeza microscópica
Temperatura	←	energias cinéticas de translação, vibração e rotação
Pressão	←	colisões entre as partículas e entre elas e a vizinhança
Volume	←	espaço interatômico

O estudo da termodinâmica ocorreu de forma intensa nas décadas precedentes à Revolução Industrial (1760–1830), onde surgiram as primeiras relações empíricas, que após a formulação da teoria cinética dos gases começaram a ser entendidas de modo mais apropriado.

### 1.2 Temperatura

A temperatura é uma grandeza básica do SI. De modo preciso ela é bastante difícil de ser definida já que está associada com características microscópicas da matéria. Mas ela pode ser associada com a energia cinética média das partículas em um determinado sistema. Esta energia se manifesta nas estruturas moleculares em três modos distintos: translacional, vibracional e rotacional.

A medida da temperatura de sistemas é algo muito complexo. O que ocorre na grande maioria das vezes é a medida de alguma propriedade que varie

com a temperatura, como por exemplo o termômetro de fluido, onde avaliamos a diferença de volume de um fluido quando submetido a diferenças de temperatura, ou o termômetro de resistência, onde a diferença de resistividade elétrica de um material que é medida.

### 1.2.1 Principais escalas

- Celsius** Baseada nos trabalhos do astrônomo sueco Andres Celsius, em 1742. Também conhecida como *escala centígrada* e representada como  $^{\circ}\text{C}$  (grau Celsius). Definida em função dos pontos de fusão ( $0^{\circ}\text{C}$ ) e ebulição ( $100^{\circ}\text{C}$ ) da água sob pressão de 1 atm.
- Kelvin** Desenvolvida com base no termômetro de gás rarefeito, por *William Thompson (Lorde Kelvin)* em 1854. É a escala oficial do sistema internacional e representada como K (Não é grau Kelvin!). Adaptada da escala Celsius, possuem variações idênticas ( $1\text{ K} = 1^{\circ}\text{C}$ ) e é definida de modo a não ter valores negativos, com 0 K sendo a temperatura mais baixa possível, o *zero absoluto*.
- Fahrenheit** Escala ainda utilizada em alguns países do Hemisfério Norte, criada pelo físico alemão *Daniel Fahrenheit* em 1724 (é a mais antiga das três). Representada como  $^{\circ}\text{F}$ . Definida em termos da temperatura mais baixa medida em Copenhague ( $0^{\circ}\text{F}$ ) e do ponto de fusão da água sob pressão de 1 atm ( $32^{\circ}\text{F}$ ).

As três escalas estão relacionadas de acordo com:

$$\begin{aligned} T_K &= T_C + 273,15 \\ T_F &= 32 + 1,8T_C \\ T_K &= 255,37 + \frac{T_F}{1,8} \end{aligned}$$

onde

$T_K$  temperatura na escala Kelvin

$T_C$  temperatura na escala Celsius

$T_F$  temperatura na escala Fahrenheit

## 1.3 Calor

Quando colocamos dois objetos diferentes com temperaturas diferentes em contato, observamos que eles tem as suas temperaturas iniciais alteradas até o ponto onde elas passam a ser iguais. Este fenômeno é entendido através do calor, uma forma de energia que é trocada neste processo.

Antes de continuar, é interessante enumerar alguns conceitos:

**Equilíbrio térmico** Estado termodinâmico onde a temperatura é constante ao longo de todo o sistema.

Lei zero	Dois sistemas só estarão em equilíbrio térmico quando a sua temperatura for a mesma.
Calor	Uma forma de energia cuja transferência não está associada à trabalho ou transferência de matéria; energia térmica.
Fluxo espontâneo	O calor flui, espontaneamente, sempre de um sistema mais quente (maior temperatura) para um sistema mais frio (menor temperatura). No equilíbrio térmico não há fluxo de calor.

Em 1704, *Isaac Newton* disse "*O calor consiste em um minúsculo movimento de vibração das partículas dos corpos.*"<sup>[2]</sup>; definição que apesar de corresponder ao que hoje chamamos de temperatura, demonstra muito bem o tipo de raciocínio que na época deu origem aos estudos aprofundados da termodinâmica.

### 1.3.1 Unidades de medida

Joule (J)	É a unidade padrão do SI. e consequentemente a mesma unidade utilizada para a energia mecânica.
caloria (cal)	Unidade antiga de calor, prévia à descoberta da equivalência entre energia mecânica e calor. Definida como a quantidade de energia necessária para elevar a temperatura de 1 g de água de 14,5 °C à 15,5 °C.
Caloria (Cal)	Utilizada na indústria alimentícia (note o C maiúsculo).
British Thermal Unit (BTU)	Unidade de calor do sistema imperial britânico, utilizada ainda hoje por parte da indústria. Definida como a quantidade de calor necessária para elevar a temperatura de 1 lb de água de 63 °F à 64 °F.

Algumas relações são úteis:

$$\begin{aligned}
 1 \text{ cal} &= 4,1868 \text{ J} \\
 1 \text{ J} &= \frac{1}{4,1868} \text{ cal} = 0,23885 \text{ cal} \\
 1 \text{ Cal} &= 1000 \text{ cal} = 1 \text{ kcal} \\
 1 \text{ BTU} &= 1055 \text{ J} = 252 \text{ cal}
 \end{aligned}$$

## 1.4 Calor específico

Quando tentamos aquecer ou resfriar um objeto, percebemos que a quantidade de calor necessária para alterar a sua temperatura varia de acordo com a sua composição e massa. Esta dependência está associada com o modo que

o calor é convertido em energia cinética pelas partículas que compõem o objeto (estruturas moleculares diferentes armazenam calor de maneiras diferentes). Para calcular a quantidade de calor que está associada a uma variação de temperatura, temos:

$$\Delta Q = mc \Delta T$$

onde

$\Delta Q$  calor trocado (J)

$m$  massa do objeto (kg)

$c$  calor específico (J/kg · K)

$\Delta T$  variação da temperatura (K ou °C)

A grandeza *calor específico* representa a capacidade de um material de trocar calor. Em uma análise precisa, percebe-se que o calor específico de uma substância varia de acordo com a sua temperatura e pressão, principalmente nos gases. A tabela 1.1 traz alguns valores para sólidos e líquidos que em temperaturas da ordem de 300 K podem ser considerados, com ótima aproximação, como constantes.

Substância	$c$ (J/kg K)
Água (25°C)	4186
Gelo (−5°C)	2090
Álcool Etílico	2400
Alumínio	900
Cobre	385
Ferro	448
Ouro	129
Madeira	$\approx 1700$

Tabela 1.1: Valores de  $c$  para substâncias típicas<sup>[1]</sup>.

Algumas conversões podem ser interessantes (tente praticar você mesmo, apenas conferindo aqui o resultado):

$$1 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K}) = 0,001 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K})$$

$$1 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K}) = 1000 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

## 1.5 Calor latente

Outro fenômeno interessante acontece quando uma substância sofre uma transição de fase. Observamos que neste processo ela troca calor com o meio sem que a sua temperatura se altere.

Uma transição de fase, de modo básico, é um processo de alteração do estado físico de uma substância, este tópico será melhor abordado na seção 1.5.1.



O calor trocado, neste caso, está associado com a alteração das ligações químicas e/ou reorganização das estruturas intermoleculares (é importante ressaltar que este processo normalmente requer quantidades enormes de calor).

O modo como uma substância troca calor em uma transição de fase depende da sua natureza e quantidade, de modo:

$$\Delta Q = mL$$

onde

$\Delta Q$  calor trocado (J)

$m$  massa do objeto (kg)

$L$  calor latente (J/kg)

A grandeza *calor latente* representa a quantidade de calor por quilograma necessária para efetuar uma transição de fase.

### 1.5.1 Transições de fase

No estudo da química e da física o conceito de fase é bastante complexo. De modo superficial pode se dizer que uma fase é uma certa maneira de uma substância se distribuir, em nível microscópico.

Os chamados *estados da matéria* estudados no ensino médio são ótimos exemplos de fase. Mas existem outros, como os condensados bosônicos ou os plasmas.

Além disso, as moléculas de uma substância que esteja no estado sólido podem se organizar de maneiras diferentes, como a grafite e o diamante, que são sólidos feitos de carbono e diferem apenas na estrutura interatômica.

Ao mesmo tempo que este assunto é extremamente rico sua descrição completa é bastante complexa, de modo que aqui nos concentraremos nos três estados básicos:

#### Sólido

O estado sólido é caracterizado por possuir ligações intermoleculares intensas e permanentes, fazendo com que as moléculas mantenham suas posições ao longo do tempo. Partindo deste pressuposto, é fácil observar que átomos de um sólido não conseguem armazenar muita energia cinética translacional.

De modo básico um sólido pode se apresentar de duas formas: *amorfa* e *cristalina*; onde estas formas nada tem a ver com opacidade e transparência. Um sólido amorfo não possui uma estrutura interna bem definida, como as moléculas do vidro. Já um sólido cristalino as possui, como no caso do sal de cozinha onde ela é bastante simples, e no caso dos cristais de gelo, que possuem infinitas formas de organização.

Do ponto de vista macroscópico, materiais sólidos possuem forma e volume definidos.

## Gasoso

Substâncias no estado gasoso possuem moléculas extremamente independentes, ou seja, que quase não interagem. Isto lhes confere um alto grau de liberdade de movimento. Na seção 1.8 estudaremos os gases ideais, uma simplificação dos gases, onde desconsideraremos completamente estas interações.

Macroscopicamente, os gases não possuem nem forma nem volume definidos.

## Líquido

Os líquidos possuem ligações intermoleculares quase da mesma intensidade que os sólidos, porém estas são temporárias, o que permite às moléculas um limitado grau de liberdade.

Como as distâncias entre elas são próximas às dos sólidos, o seu volume total não é muito diferente deles, e permanece constante. Além disso, como elas não permanecem fixas uma substância no estado líquido não consegue manter uma forma bem definida.

### 1.5.2 Diagramas de fase

Ao submeter uma quantidade limitada de matéria a diversos valores de pressão e temperatura observamos que ela pode se apresentar nos três estados básicos. Esboçando um gráfico pressão  $\times$  temperatura, construímos o que chamamos de *diagrama de fase*.

Um diagrama de fases típico possui 3 regiões, individualmente associadas aos três estados físicos. Estas regiões são separadas por linhas que correspondem aos valores de pressão e temperatura nos quais a substância em estudo sofre as transições de fase correspondentes,

## 1.6 Dilatação térmica

Quando expostos à variações de temperatura observamos que sólidos e líquidos mudam de tamanho (gases também, mas este caso restrito será estudado a partir da seção 1.8).

Estas alterações estão relacionadas, em escala atômica, com a variação do comprimento das ligações químicas (que na maioria dos casos aumenta com o aumento da temperatura).

Avaliamos estas variações de três modos específicos: linear, superficial e volumétrico. O raciocínio dos três casos é bastante similar.

### 1.6.1 Dilatação linear

Utilizamos esta equação quando avaliando a variação de tamanho de algum objeto com uma única dimensão predominante (cabos, tubos, fios e barras, por exemplo):

$$\Delta L = L_0 \alpha \Delta T$$

onde

$\Delta L$  variação do comprimento (m)

$L_0$  comprimento inicial (m)

$\alpha$  coeficiente de dilatação linear ( $\text{K}^{-1}$ )

$\Delta T$  variação da temperatura (K ou  $^{\circ}\text{C}$ )

### 1.6.2 Dilatação superficial

Quando o objeto em questão tem duas dimensões predominantes, como em uma placa, é mais útil usar a relação:

$$\Delta A = A_0 \sigma \Delta T$$

onde

$\Delta A$  variação da área ( $\text{m}^2$ )

$A_0$  área inicial ( $\text{m}^2$ )

$\sigma$  coeficiente de dilatação superficial ( $\text{K}^{-1}$ )

$\Delta T$  variação da temperatura (K ou  $^{\circ}\text{C}$ )

### 1.6.3 Dilatação volumétrica

Para descrever a expansão de objetos com as três dimensões apreciáveis, e quando falando de líquidos utilizamos:

$$\Delta V = V_0 \beta \Delta T$$

onde

$\Delta V$  variação do volume ( $\text{m}^3$ )

$V_0$  volume inicial ( $\text{m}^3$ )

$\beta$  coeficiente de dilatação volumétrico ( $\text{K}^{-1}$ )

$\Delta T$  variação da temperatura (K ou  $^{\circ}\text{C}$ )

Avaliando com rigor, observa-se que  $\alpha$ ,  $\sigma$  e  $\beta$  variam com a temperatura. Mas, em uma ótima aproximação podemos considerá-los como constantes nas amplitudes térmicas aqui estudadas. Ainda como uma aproximação, podemos relacionar os três coeficientes de um modo bem intuitivo:

$$\begin{aligned}\beta &= 3\alpha \\ \sigma &= 2\alpha \\ \beta &= 3/2\sigma\end{aligned}$$

## 1.7 Transferência de calor

Até o presente momento estudamos um pouco sobre como as substâncias absorvem, armazenam e reagem ao calor. Mas estas trocas não são instantâneas e portanto é necessário entender melhor os mecanismos de transferência. Temos três modos básicos:

**Condução** Quando dois objetos são colocados em contato direto e o calor flui de um para o outro.

**Radiação** Fótons (radiação eletromagnética) transportam a energia liberada nas transições orbitais de elétrons excitados.

**Convecção** Quando um fluido é aquecido ele se expande. O que propicia um movimento ascendente devido à diminuição de sua densidade. Este fluido aquecido dissipa o seu calor através de condução e radiação.

É importante perceber, partindo da definição anteriormente enunciada sobre calor, que apenas a condução e a radiação são duas formas diretas de transferência. Na convecção percebe-se um fluxo de matéria, que por sua vez transporta o calor. Isto a caracteriza como um mecanismo indireto de troca.

### 1.7.1 Condução

A transmissão de calor por condução se dá diretamente através das colisões entre as partículas que compoem os objetos envolvidos. Aquelas com maior energia gradualmente a distribuem por todo o sistema, diminuindo a sua própria temperatura e aumentando-a nas partes mais frias.

Este modelo explica também a diferença de eficácia de condução de diferentes materiais, já que há uma dependência direta com a sua estrutura atômica e molecular.

Analiticamente, percebe-se que a transmissão de calor através de uma seção reta de um material uniforme é descrita por:

$$P_{ot} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\kappa \frac{A}{L} \Delta T$$

onde

$P_{ot}$  potência térmica média (W = J/s)

$\Delta Q$  calor transferido (J)

$\Delta t$  tempo decorrido (s)

$A$  seção reta do condutor (m<sup>2</sup>)

$L$  comprimento do condutor (m)

$\Delta T$  diferença de temperatura entre as extremidades do condutor (K ou °C)

$\kappa$  condutividade térmica (W/m · K)

A *condutividade térmica* é a medida macroscópica associada à capacidade de cada material de conduzir calor. Observe que os metais são ótimos condutores térmicos pois devido à natureza da ligação metálica, onde os elétrons de valência de cada átomo ficam livres dentro do metal, o calor excedente em alguma parte dele é rapidamente redistribuído. Já as partículas dos materiais chamados *isolantes* apresentam uma grande dificuldade em transmitir o calor. Na ar, por exemplo, as moléculas praticamente não interagem umas com as outras, impossibilitando a troca de energia.

Substância (25 °C)	$\kappa$ (W/m · K)
Alumínio	238
Cobre	397
Ferro	80,2
Vidro	0,79
Madeira	0,13
Poliestireno	0,03
Ar	0,03
Água	0,61

Tabela 1.2: Valores de  $\kappa$  para substâncias típicas<sup>[3]</sup>.

### 1.7.2 Radiação

Em qualquer quantidade de matéria que tenha uma temperatura maior que 0 K os elétrons que orbitam os átomos e moléculas (no caso das ligações químicas) recebem, através de condução, calor das demais partículas. Quando isso acontece eles momentaneamente ficam "excitados" (se afastando das posições originais), ao voltarem às suas órbitas liberam esta energia adicional na forma de radiação eletromagnética. Esta radiação pode assumir várias formas, que depende diretamente da temperatura do emissor.

Experimentalmente, a potência térmica perdida por um material (emissor) através deste mecanismo é:

$$P_{ot} = \sigma A e T^4$$

onde

$P_{ot}$  potência térmica média (W)

$\sigma$  constante de *Stefan-Boltzmann*,  $5,6696 \times 10^{-8}$  W/m<sup>2</sup> · K<sup>4</sup>

$A$  área total externa ao emissor (m<sup>2</sup>)

$e$  emissividade, valor entre 0 e 1, depende do material

$T$  temperatura do emissor (K)

### 1.7.3 Convecção

Os *ciclos convectivos* aparecem em fluidos que tem partes distintas recebendo calor de diferentes maneiras. Partes mais quentes em geral ficam menos densas, o que faz com que as camadas adjacentes de fluido exerçam sobre elas uma força de empuxo maior do que a sua força peso, causando um movimento ascendente.

Se novas porções, ao ocuparem a posição da que subiu, continuarem a ficar mais quentes que o resto o ciclo se mantém. Durante o caminho de subida o calor em excesso é dissipado através de condução e radiação, fazendo com que o a densidade da porção de fluido retorne ao valor original e eventualmente fazendo-o descer até a fonte de calor.

Esta dinâmica razoavelmente simples explica os ventos, o movimento de grandes massas de ar e de forma parcial as correntes marítimas nos oceanos. Explica também porque é interessante colocar aquecedores no chão de um cômodo e aparelhos condicionadores próximos ao teto.

Importante perceber que caso o calor seja fornecido às camadas superiores de um fluido não haverá a formação de ciclos convectivos.

## 1.8 Termodinâmica dos gases

Devido à quase inexistência de interações moleculares os gases são os sistemas mais simples de serem descritos, termodinamicamente.

O estudo da termodinâmica está intimamente associado ao estudo das propriedades dos gases, e um dos primeiros triunfos nesta área é o que conhecemos hoje por *equação de estado dos gases ideais* onde entendemos como estado as grandezas termodinâmicas *pressão*, *volume*, *temperatura* e *número de moles* que caracterizam o sistema. Esta equação descreve um modelo aproximado para os gases, onde as interações entre as suas moléculas são desprezadas.

Mesmo no caso dos gases reais, onde existem interações intermoleculares, observa-se que com um aumento da temperatura e diminuição da pressão (que causa um aumento nas distâncias entre as partículas) eles tendem a se comportar como gases ideais.

#### Gás Ideal

Sistema hipotético onde todas as moléculas são monoatômicas (para que todo o calor seja armazenado na forma de energia cinética translacional) e onde não há interação mútua (potencial químico nulo).

A equação do estado dos gases ideais é, então:

$$PV = nRT \quad (1.1)$$

ou

$$PV = Nk_B T$$

onde

$P$  pressão (Pa)

$V$  volume ocupado ( $\text{m}^3$ )

$T$  temperatura (K)

$n$  número de moles (mol)

$R$  constante universal dos gases ( $R = N_A k_B = 8,314 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ )

$N$  número de partículas

$k_B$  constante de Boltzmann ( $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ )

$N_A$  número de Avogadro ( $N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ moléculas/mol}$ )

Uma equação de estado como esta nos permite relacionar algumas medidas das características termodinâmicas de um sistema e prever outras, e este é o grande triunfo deste modelo. Importante ressaltar que na maioria dos casos a equação de estado que descreve um sistema físico é bem mais complexa que esta, dado que o modelo de gás ideal é o mais simplificado possível (ainda que surpreendentemente aplicável em casos reais).

### 1.8.1 O diagrama P-V

Como o nosso objetivo aqui é estudar as leis da termodinâmica aplicando-as à processos realizados por gases os diagramas  $P - V$  são bastante úteis. O diagrama nada mais é do que um gráfico pressão  $\times$  volume onde colocamos o estado inicial ( $V_i, P_i$ ) e o final ( $V_f, P_f$ ) e a transformação é, especificamente o caminho que levou  $i$  até  $f$ . Utilizando esta representação e a equação 1.1 estudaremos agora alguns processos básicos (considerando  $n$  fixo).

#### Caso geral

Considerando  $n$  fixo, no caso mais geral o sistema vai de um estado  $i$  até um estado  $f$  e a equação 1.1 aplicada neles nos dá:

$$P_i V_i = nRT_i \text{ e } P_f V_f = nRT_f$$

isolando  $nR$  (que é constante) nas duas equações

$$\frac{P_i V_i}{T_i} = nR = \frac{P_f V_f}{T_f}$$

resumidamente

$$\boxed{\frac{P_i V_i}{T_i} = \frac{P_f V_f}{T_f}} \quad (1.2)$$

onde

$P_i$  pressão inicial (Pa)

$P_f$  pressão final (Pa)

$V_i$  volume inicial ( $\text{m}^3$ )

$V_f$  volume final ( $\text{m}^3$ )

$T_i$  temperatura inicial (K)

$T_f$  temperatura final (K)

Esta equação é bastante útil quando temos um processo desconhecido onde as três grandezas ( $P$ ,  $V$  e  $T$ ) variam. Quando somente duas delas forem alteradas no processo os casos a seguir são mais práticos.

### Transformações isobáricas

São transformações onde a pressão permanece constante durante todo o processo, representado no diagrama  $P - V$  como linhas horizontais, matematicamente temos:

$$P_i = P_f$$

de modo que a equação 1.2 assume a forma conhecida como *lei de Charles*

$$\boxed{\frac{T_i}{V_i} = \frac{T_f}{V_f}} \quad (1.3)$$

### Transformações isovolumétricas

De modo muito semelhante às transformações isobáricas, as transformações isovolumétricas são processos onde o volume é mantido constante, de modo que só ocorram variações nos valores de  $P$  e  $T$ , no diagrama  $P - V$  elas são representadas como segmentos de retas verticais. Matematicamente temos:

$$V_i = V_f$$

que através da equação 1.2 resulta em:

$$\boxed{\frac{T_i}{P_i} = \frac{T_f}{P_f}}$$

### Transformações isotérmicas

Este último caso tem uma representação um pouco distinta dos anteriores no diagrama  $P - V$ , não sendo representada por uma reta e sim por uma curva bem característica chamada *isoterma*. Matematicamente porém, o raciocínio utilizado previamente se mantém:

$$T_i = T_f$$

que através da equação 1.2 resulta na *lei de Boyle*

$$\boxed{P_i V_i = P_f V_f} \quad (1.4)$$

Importante notar que são justamente as equações 1.3 e 1.4 que historicamente pavimentaram o caminho para a criação do modelo do gás ideal, e não o contrário, como sugerido aqui.



## 1.9 Trabalho de um gás ideal

Com o advento da termodinâmica, os processos físicos realizados por gases puderam ser melhor compreendidos, aumentando enormemente o entendimento das máquinas térmicas. Nosso trabalho aqui será lançar as bases destas ideias. Da mecânica, sabemos que podemos avaliar o trabalho de uma força através da relação:

$$W = \vec{F} \cdot \Delta \vec{r} \text{ ou } W = \int \vec{F}(\vec{r}) d\vec{r} \text{ no caso de uma força variável.}$$

Este trabalho do ponto de vista da termodinâmica está relacionado com uma variação de energia dos componentes do sistema. Considere agora um gás ideal contido em um recipiente com uma das paredes móveis.

Se o gás está à uma pressão  $P_0$  ele exerce sobre uma parede de área  $A$  uma força  $F = P_0 A$ . Calcularemos o trabalho realizado por esse gás em uma expansão (aumento do volume) através de dois processos específicos.

### 1.9.1 Expansão sob pressão constante

Neste caso a pressão, e consequentemente a força, permanecem constantes durante todo o processo de expansão, e temos:

$$W = F \cdot \Delta x = P_0 A \Delta x = \boxed{W = P_0 \Delta V} \quad (1.5)$$

onde

$W$  trabalho (J)

$P_0$  pressão do gás (Pa)

$\Delta x$  variação da posição da parede (m)

$A$  área da parede móvel ( $\text{m}^2$ )

$\Delta V$  variação do volume, expansão ( $\text{m}^3$ )

Tanto neste caso quanto no próximo é importante entender as expressões matemáticas enunciadas são válidas tanto no caso de expansão quanto de compressão. Daí surge a necessidade de uma interpretação adequada dos sinais envolvidos.

#### Convenção sobre sinais: trabalho

Do ponto de vista do gás, podemos ter dois casos: expansão e compressão. No caso da expansão o gás executa um trabalho no meio externo, tendo a sua energia diminuída. O sinal do trabalho neste caso é positivo. No caso da compressão o gás sofre um trabalho do meio externo, ganhando energia no processo. Como o volume final é menor que o inicial, a diferença de volume no processo faz aparecer um sinal negativo no valor do trabalho.

No diagrama  $P-V$  o trabalho trocado em uma expansão ou compressão é a área abaixo da curva associada à esse processo, no caso isobárico este cálculo é bastante simples, a área do retângulo. Em processos mais complexos este cálculo deve ser feito através da integral  $\int P dV$ .

### 1.9.2 Expansão sob temperatura constante

Neste caso a pressão não é mais constante, dependendo do volume e da temperatura através de:

$$P(x) = \frac{nRT}{V} = \frac{nRT}{Ax}$$

e a força será

$$F(x) = P(x)A = \frac{AnRT}{V} = \frac{AnRT}{Ax} = \frac{nRT}{x}$$

de modo que o trabalho pode ser calculado

$$W = \int F(x)dx = \int \frac{nRT}{x}dx = nRT \int_{x_0}^{x_f} \frac{dx}{x} = nRT \ln \frac{x_f}{x_0} =$$

$$\boxed{W = nRT \ln \frac{V_f}{V_0}} \quad (1.6)$$

onde

$T$  temperatura (K)

$n$  número de moles (mol)

$R$  constante universal dos gases ( $R = N_a k_B = 8,31 \text{ J/mol} \cdot \text{kg}$ )

$dx$  infinitesimal de comprimento, integrando (m)

$V_0$  volume inicial ( $\text{m}^3$ )

$V_f$  volume final ( $\text{m}^3$ )

$\ln$  logaritmo natural ( $\ln = \log_e$ )

## 1.10 Primeira lei da termodinâmica

Ao sofrer um processo, de um dado estado inicial  $i$  para outro estado final  $f$ , no qual o sistema troca um trabalho  $W$  e um calor  $\Delta Q$ , a grandeza  $\Delta U$  independe do tipo de processo e exprime a diferença entre as energias final  $U_f$  e inicial  $U_i$  do sistema. Esta é a primeira lei da termodinâmica, que nada mais é do que a lei de conservação de energia aplicada nos processos realizados por gases:

$$\boxed{\Delta U = \Delta Q - W}$$

onde

$\Delta U$  variação da energia interna ( $J$ )

$\Delta Q$  calor trocado ( $J$ )

$W$  trabalho realizado (por ou sobre o gás, em  $J$ )

**Energia interna**

Assim como o calor, a energia interna é um conceito bastante complexo. Analiticamente ela é uma função de estado que depende das grandezas termodinâmicas básicas:  $U(P, V, N, T)$ . Conceitualmente ela pode ser entendida como a capacidade que um sistema tem de fornecer calor ou realizar trabalho, ou a energia total armazenada nele.

Do ponto de vista da primeira lei duas transformações são particularmente interessantes:

**1.10.1 Transformações isovolumétricas**

Nas transformações isovolumétricas não há variação do volume, de modo que não há trabalho útil sendo trocado ( $W = 0$ ). Deste modo todo o calor trocado corresponde à uma variação de energia interna. E temos:

$$\Delta U = \Delta Q$$

**1.10.2 Transformações adiabáticas**

Nestes processos não há troca de calor entre o sistema e o meio externo ( $\Delta Q = 0$ ). Processos como esse são geralmente muito rápidos, como por exemplo as rarefações e compressões do ar nas ondas sonoras e os processos explosivos nos motores a combustão interna.

No diagrama  $P - V$  as curvas associadas à estes processos também tem uma característica peculiar.

$$\Delta U = -W$$

**1.11 Processos cíclicos**

Todas as máquinas térmicas reais operam em ciclos, ou seja, voltam a um estado anterior após executar uma série de transformações. Em casos como este um resultado fundamental decorre da primeira lei:

$$\Delta U = 0 = \boxed{\Delta Q - W = 0}$$

Como no final do ciclo o sistema volta ao estado inicial, a variação da sua energia interna é nula. Isso implica que o saldo de calor trocado é igual ao trabalho líquido realizado pelo gás no processo.

Os ciclos mais simples de serem estudados são aqueles compostos por várias das transformações vistas nas seções anteriores. Como todos estes processos tem algumas propriedades que facilitam o seu cálculo, no restante desta seção estudaremos ciclos construídos deste modo.

**1.11.1 Ciclo de Carnot**

O ciclo de Carnot, idealizado pelo engenheiro francês *Sadi Carnot* em 1824 é de fundamental importância para o estudo da termodinâmica. Ele é um

ciclo onde uma máquina opera segundo quatro processos básicos: duas transformações adiabáticas alternadas com duas isotérmicas. Nenhuma máquina real opera deste modo devido às dificuldades térmicas, e na seção 1.12 ele será estudado de modo mais completo, sendo que agora o analisaremos apenas do ponto de vista da primeira lei.

Descrevendo o ciclo, temos quatro processos:

- 1º Uma expansão isotérmica (temperatura fixa  $T_1$ ) que leva o sistema de um estado A até B com  $P_B < P_A$  e  $V_B > V_A$ .
- 2º Uma expansão adiabática (sem troca de calor) que leva o sistema de um estado B até C com  $P_C < P_B$  e  $V_C > V_B$  neste processo, a temperatura do sistema cai de um valor  $T_1$  até  $T_2$ .
- 3º Uma compressão isotérmica (agora na temperatura fixa  $T_2$ ) que leva o sistema de um estado C até D com  $P_D > P_C$  e  $V_D < V_C$ .
- 4º Uma compressão adiabática (sem troca de calor) que leva o sistema de D até o estado inicial A com  $P_A > P_D$  e  $V_A < V_D$ , fechando o ciclo.

Agora, aplicado a primeira lei:

$$\Delta U = \Delta Q - W$$

lembrando que este processo é cíclico temos  $\Delta U = 0$ , o termo  $\Delta Q$  pode ser dividido em quatro partes e o trabalho  $W$  líquido calculado como a área interna ao ciclo

$$0 = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4 - W$$

observando que nos processos 2 e 4  $\Delta Q = 0$  temos, finalmente:

$$\boxed{\Delta Q_1 + \Delta Q_3 = W}$$

Uma máquina de Carnot opera recebendo calor de uma *fonte quente* (reservatório térmico a temperatura  $T_1$ ), converte parte desse calor em trabalho útil e cede calor à uma *fonte fria* (reservatório térmico a temperatura  $T_2$ ). Um dos resultados importantíssimos deste modelo é que não é possível construir uma máquina térmica operando em ciclos que converta totalmente calor em trabalho, uma parte do calor recebido sempre é liberada (ver seção 1.12).

### 1.11.2 Ciclo Otto

O ciclo Otto é a idealização dos atuais motores de quatro tempos movidos a gasolina, o primeiro motor baseado neste ciclo foi construído pelo alemão *Nikolaus Otto*<sup>[6]</sup> em 1876. Nele temos basicamente quatro processos:

- 1º Uma compressão adiabática de um estado A até B. Nos motores reais este processo corresponde ao movimento do pistão do fundo do cilindro até o topo, onde o volume é menor.
- 2º Uma transformação isovolumétrica de B até C, com  $P_C > P_B$ . Nos motores reais este é o momento onde uma faísca faz a mistura ar-combustível explodir, em um processo tão rápido que o volume da câmara praticamente não varia.

- 3º Uma expansão adiabática de C até D. Neste processo que é recolhido o trabalho útil dos motores reais, onde o cilindro é empurrado do alto até o fundo da câmara, fazendo girar o virabrequim.
- 4º Uma nova transformação isovolumétrica, de D até A, completando o ciclo. Corresponde ao processo real onde o gás aquecido perde calor para o meio externo, com o pistão no fundo do cilindro.

Nos motores reais ainda existem 2 processos adicionais, o de admissão e de exaustão, que correspondem à alimentação e posterior evacuação do cilindro, mas estes processos não são pertinentes ao estudo do ciclo. Aplicando novamente a primeira lei:

$$\Delta U = \Delta Q - W$$

lembrando que este processo é cíclico temos  $\Delta U = 0$ , o termo  $\Delta Q$  pode ser dividido em quatro partes e o trabalho  $W$  também

$$0 = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4 - W_1 - W_2 - W_3 - W_4$$

observando que nos processos 1 e 3  $\Delta Q = 0$  e que nos processos 2 e 4  $W = 0$

$$0 = \Delta Q_2 + \Delta Q_4 - W_1 - W_3$$

ou

$$\boxed{\Delta Q_2 + \Delta Q_4 = W_1 + W_3}$$

### 1.11.3 Ciclo Diesel

O ciclo Diesel é bastante similar ao ciclo Otto, e corresponde o princípio de funcionamento dos motores à diesel. Nestes motores, em contraste aos movidos à gasolina, não há necessidade de uma fagulha para iniciar o processo de combustão, a própria pressão em que a mistura ar-combustível é submetida é suficiente para fazê-la explodir. O ciclo é composto de quatro processos:

- 1º Uma compressão adiabática de um estado A até B.
- 2º Uma transformação isobárica de B até C.
- 3º Uma expansão adiabática de C até D.
- 4º Uma nova transformação isovolumétrica, de D até A, completando o ciclo.

## 1.12 Segunda lei da termodinâmica

A segunda lei da termodinâmica muitas vezes é chamada de *seta do tempo*, pois ela determina que certos processos são *espontaneamente irreversíveis*. Um leitor atento perceberá que até o presente momento estudamos apenas processos que são reversíveis (exceto o conceito de *fluxo espontâneo de calor* e algumas das transformações termodinâmicas). Ou seja, eles podem perfeitamente ocorrer de trás para frente.

A natureza da *seta do tempo* no mundo real é rapidamente percebida em casos simples:

- Você nunca viu um salto ornamental reverso, onde a piscina cospe o mergulhador de volta à plataforma.
- Quando colocamos uma colher de sal na água ele rapidamente se dissolve, e uma vez dissolvido ele não decanta subitamente.
- Ninguém colocou uma pedra de gelo no *whisky* e teve a mão queimada (talvez apenas a garganta) devido ao gelo ter expulsado o calor do copo, deixando-o mais frio (em oposto ao *fluxo espontâneo*).

Não estudaremos a segunda lei de modo mais aprofundado (o que requer a introdução do conceito de *entropia*), mas alguns enunciados são interessantes:

### Enunciado de Kelvin-Planck

*É impossível construir uma máquina térmica que, operando num ciclo, tenha como único efeito a absorção de energia térmica de um reservatório e a execução de uma quantidade equivalente de trabalho*<sup>[3]</sup>.

Este enunciado refuta a hipótese do *moto-perpétuo*, uma máquina que partindo de uma quantidade inicial finita de energia funcione indefinidamente.

### Teorema de Carnot

*Nenhuma máquina real, operando entre dois reservatórios de calor, pode ser mais eficiente que uma máquina de carnot que opere entre os dois reservatórios*<sup>[3]</sup>.

Onde a eficiência é definida:

$$e = \frac{W}{\Delta Q_F}$$

com

$e$  eficiência

$W$  trabalho líquido produzido no ciclo ( $J$ )

$\Delta Q_F$  calor total fornecido ao sistema no ciclo ( $J$ )

## 1.13 Exercícios resolvidos

1. Um número  $n$  de moles de um gás ideal está contido dentro de um cilindro com um pistão móvel e, partindo de um estado inicial 1 com  $P_1 = 5000$  Pa,  $V_1 = 3,0$  m<sup>3</sup> e  $T_1 = 400$  K vai até um estado 2 com  $V_2 = 5,0$  m<sup>3</sup> através de um processo isotérmico. Sofre então uma compressão isobárica que o leva de volta até  $V_3 = V_1$ . Represente os processos em um diagrama  $P-V$  e calcule  $n$ ,  $T_3$ ,  $W_{1-2}$  e  $W_{2-3}$ .

*Resolução*

$n$  pode ser calculado baseado em qualquer trio de valores  $P$ ,  $V$  e  $T$  de um mesmo estado, calculando no estado 1

$$\frac{P_1 V_1}{r T_1} = n = \frac{5000 \times 3,0}{8,314 \times 400} = n = 4,510 \text{ mol}$$

como o primeiro processo ocorre ao longo de uma isoterma utilizamos a equação 1.4 aplicada aos estados 1 e 2

$$P_1 V_1 = P_2 V_2 \text{ então } P_2 = \frac{P_1 V_1}{V_2} = \frac{5000 \times 3,0}{5,0} = P_2 = 3000 \text{ Pa}$$

onde utilizamos o valor  $P_2$  para calcular o valor da temperatura ao final do segundo processo utilizando a equação 1.2

$$\frac{P_2 V_2}{T_2} = \frac{P_3 V_3}{T_3} \text{ então } T_3 = \frac{P_2 V_2}{T_2 P_3 V_3} = \frac{3000 \times 5,0}{400 \times 3000 \times 3,0} = T_3 = 240 \text{ K}$$

o trabalho  $W_{1-2}$  pode ser calculado através da equação 1.6

$$W = nRT \ln \frac{V_f}{V_0} = 4,510 \times 8,314 \times 400 \times \ln \frac{5,0}{3,0} = W_{1-2} = 7662 \text{ J}$$

o trabalho  $W_{2-3}$  pode ser calculado através da equação 1.5

$$W = P \Delta V = 3000 \times (3,0 - 5,0) = W_{2-3} = -6000 \text{ J}$$





## Capítulo 2

# Eletricidade

Existem registros desde a Grécia Antiga sobre o que conhecemos como *eletricidade estática*. Este fenômeno pode ser observado atritando um pente de plástico repetidamente nos cabelos, por exemplo. Também é dos gregos a descrição de um mineral (*magnetita*) capaz de atrair objetos de ferro.

Estes dois efeitos são explicados, respectivamente pela *eletricidade* e pelo *magnetismo*, áreas da física que a partir do século XIX passou a ser o *eletromagnetismo*. Aqui estudaremos alguns conceitos da eletricidade, objetivando explicar vários fenômenos cotidianos.

### 2.1 Carga elétrica

O conceito de carga elétrica é tão fundamental na física quanto a própria massa, é uma propriedade intrínseca da matéria, onde observamos que algumas partículas as possuem e outras não (*cargas neutras*). Dentre as que possuem observamos que ela se manifesta de dois modos distintos, chamados *carga positiva* e *carga negativa*.

Do ponto de vista atômico, as cargas positivas correspondem aos prótons, as negativas aos elétrons e as neutras aos nêutrons. Já do ponto de vista macroscópico, as cargas positivas correspondem a objetos que tenham uma quantidade de prótons maior que a de elétrons, as negativas o contrário e as neutras a quantidades aproximadamente idênticas de ambas. É importante perceber que cargas elétricas, nos processos estudados aqui, nunca são criadas ou destruídas. Quando cargas elétricas de sinais opostos se aproximam elas não se destroem, apenas tem seus efeitos neutralizados, chamamos este princípio de *conservação da carga elétrica*.

A unidade da carga elétrica no SI é o *coulomb*, representado C. A carga medida de qualquer quantidade de matéria, intrigantemente, é um múltiplo inteiro da carga do elétron ( $q_e = -1,60 \times 10^{-19}$  C). E a carga do próton tem exatamente o mesmo valor, apenas com sinal oposto.

Observa-se também que certas substâncias são capazes de permitir o movimento de cargas elétricas através delas, enquanto outros não. Chamamos-as de *condutoras* e *isolantes*, respectivamente. Ainda existem outras duas classes de substâncias, as *supercondutoras*, onde cargas podem se mover quase que infinitamente, sem encontrar resistência; e as *semicondutoras*, que quando submetidas

à certas condições podem se tornar condutoras ou isolantes.

## 2.2 Força elétrica

O fenômeno da eletricidade estática (pequenos pedaços de papel atraídos por um pedaço de plástico atritado nos cabelos, por exemplo) ocorre devido à força eletrostática, uma força de caráter fundamental que aparece entre cargas elétricas. Este assunto foi exaustivamente estudado ao longo da história e é facilmente descrito através de dois enunciados:

### Interatividade elétrica

Entre cargas elétricas do mesmo tipo (positiva ou negativa), aparece uma força atrativa. Entre cargas elétricas de tipos diferentes, aparece uma força repulsiva. Quando temos cargas neutras, elas podem ou não interagir eletricamente, este assunto é complexo e será estudado na seção

### Lei de Coulomb

Quando há uma força, o seu módulo é:

$$F_e = C \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (2.1)$$

com

$F_e$  força eletrostática (N)

$C$  constante eletrostática,  $C = 8,99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$

$q_1, q_2$  força eletrostática (C)

$r$  distância entre as cargas (m)

Ainda sobre a força elétrica, percebemos que ela é uma grandeza vetorial, sempre agindo na direção que une as duas cargas. Quanto ao seu sentido é dado de acordo com o sinal (tipo) delas. Partindo da terceira lei de Newton vemos que quando uma carga  $q_1$  exerce uma força em  $q_2$  ( $\vec{F}_{12}$ ) aparece imediatamente uma força  $\vec{F}_{21}$  de igual módulo e direção, porém com sentido oposto, vetorialmente:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

Quando mais de duas cargas interagem, a descrição matemática do problema aumenta rapidamente de complexidade. Mas se as cargas (mesmo que estejamos falando de enormes quantidades delas) forem mantidas fixas, o cálculo pode ser simplificado aplicando o *princípio da superposição das forças*.

#### Princípio da superposição

Quando  $n$  partículas agem sobre alguma outra, podemos calcular a força total que esta última sofre como a soma vetorial de todas as  $n$  forças de todas as  $n$  partículas, calculadas individualmente.

## 2.3 Campo elétrico e potencial elétrico

Uma maneira fantástica de entender e explicar as interações entre cargas elétricas foi concebida por *Michel Faraday* no início do século XIX, as *linhas de força*. Elas servem para representar o *campo elétrico*, a interação entre cargas elétricas.

O efeito de atração ou repulsão observado por nós na lei de Coulomb aparece pois qualquer carga elétrica gera em torno de si um campo elétrico (de modo similar às massas que geram campos gravitacionais) e quando uma segunda carga aparece ela interage com a primeira. A força desta interação é calculada:

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

onde

$\vec{F}$  força eletrostática na segunda carga(N)

$\vec{E}$  campo elétrico gerado pela primeira carga (N/C)

$q$  carga da segunda (C)

De modo a medida do campo elétrico gerado por uma carga  $q_1$  a uma distância  $r$  dela é:

$$E_1 = C \frac{q_1}{r^2}$$

### Potencial elétrico

Quando age sobre uma massa uma força gravitacional, qualquer tentativa de afastar uma segunda massa dela exige que se faça um trabalho  $W$ . No curso de mecânica estudamos este trabalho, nas vizinhanças da Terra, como sendo a *energia potencial gravitacional*. No caso da interação eletrostática um efeito similar acontece, onde chamamos de variação da *energia potencial elétrica* o trabalho necessário para movimentar a carga em um campo elétrico.

A diferença entre as analogias aparece porque definimos o *potencial elétrico* como a razão entre o trabalho para movimentar uma carga e o seu módulo, representação não utilizada no caso gravitacional.

Potenciais elétricos são medidos em Volts, com  $1 \text{ V} = 1 \text{ J/C}$ . Muitas vezes, quando lidando com circuitos, chamamos a *diferença de potencial elétrico* (DDP) de *tensão elétrica*, popularmente também conhecida como *voltagem*<sup>1</sup>.

## 2.4 Corrente elétrica

Até o presente momento estudamos cargas elétricas em repouso. Mesmo no caso onde existem forças elétricas agindo, não avaliamos o efeito dinâmico destas forças. Mas este efeito existe e é de fundamental importância para a

---

<sup>1</sup>E cada vez que alguém chama tensão de voltagem, um descendente de Alessandro Volta morre.

sociedade. Quando uma carga líquida diferente de zero se move temos o aparecimento de uma *corrente elétrica* ou, de modo mais geral, de um *fluxo de cargas*.

A matéria é composta de uma enorme quantidade de prótons, elétrons e neutrons, e estas partículas estão em constante movimento dentro de cada átomo e molécula, mas este movimento é feito de modo desordenado, em todas as direções. Este tipo de movimento não causa o efeito macroscópico que associamos com uma corrente.

O fenômeno que estudaremos aqui ocorre devido ao movimento *ordenado* de cargas. Estas cargas podem ser de vários tipos, sendo que as mais comuns são os elétrons e os íons (moléculas ou átomos onde há uma diferença entre a quantidade de elétrons e prótons). Chamamos estas partículas de *portadores de carga*.

No início do estudo analítico da eletricidade, se acreditava que as cargas positivas é que eram as responsáveis pelas correntes elétricas. De modo muito engenhoso *Edwin Hall* demonstrou em 1879 que eram as negativas, os elétrons, e que o movimento de cargas positivas nada mais era do que um fluxo de elétrons na direção contrária.

Medimos a corrente elétrica que passa em uma seção reta de um condutor como:

$$i = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (2.2)$$

onde

$i$  corrente elétrica (C/s)

$\Delta q$  quantidade de carga que atravessa a seção reta (C)

$\Delta t$  tempo decorrido (s)

Correntes elétricas são produzidas quando submetemos um material a uma diferença de potencial, ou seja, colocamos um campo elétrico atravessando esse material em uma certa direção. Lâmpadas, raios e um catodo e ânodo mergulhados em uma solução iônica são exemplos de correntes geradas deste modo.

## 2.5 Resistência elétrica

Vimos que a corrente elétrica é o movimento de portadores de carga dentro de um meio. Mas mesmo entre dois condutores elétricos distintos, observamos que materiais diferentes reagem de modos diferentes a um potencial elétrico.

Esta reação tem relação direta com a estrutura microscópica do meio. Os portadores de carga quando em movimento interagem com ele, e à medida da dificuldade em se estabelecer o movimento da corrente chamamos *resistividade*.

Na prática trabalhamos com objetos macroscópicos, chamados *resistores*, e neles a resistividade é a medida microscópica à qual associamos a *resistência*. As duas grandezas são relacionadas para um objeto uniforme de modo simples

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad (2.3)$$

onde

$R$  resistência elétrica de um objeto uniforme( $\Omega$ )

$\rho$  resistividade elétrica, associada ao tipo de material que compõe o objeto ( $\Omega \cdot \text{m}$ )

$L$  comprimento do objeto (m)

$A$  seção reta do objeto ( $\text{m}^2$ )

Além disso, observamos que objetos de formas e materias diferentes exibem correntes diferentes quando submetido a uma diferença de potencial. E uma vez de posse da resistência, a corrente é calculada:

$$i = \frac{V}{R} \quad (2.4)$$

onde

$V$  diferença de potencial (tensão elétrica) no resistor (V)

A equação 2.4 muitas vezes é chamada erroneamente de *lei de Ohm*. Na verdade um resistor que obedece a lei de Ohm é regido por esta equação. Algumas resistividades são listadas na tabela 2.1.

Material (20 °C)	$\rho$ ( $\Omega \cdot \text{m}$ )
<i>Metais típicos</i>	
Prata	$1,62 \times 10^{-8}$
Cobre	$1,69 \times 10^{-8}$
Alumínio	$2,75 \times 10^{-8}$
Tungstênio	$5,25 \times 10^{-8}$
Ferro	$9,68 \times 10^{-8}$
Platina	$10,6 \times 10^{-8}$
<i>Isolantes</i>	
Vidro	$10^{10} - 10^{14}$
Quartzo fundido	$\approx 10^{16}$

Tabela 2.1: Valores de  $\rho$  para materiais típicas<sup>[5]</sup>.



# Bibliografia

- [1] Banco de dados Wolfram Alpha, em <https://www.wolframalpha.com/>, acessado em julho de 2016.
- [2] Chaves, Alaor; *Física Básica, Volume 2*.
- [3] Serway, Raymond A.; *Física 2*.
- [4] Nussenzveig, H. Moysés; *Curso de Física Básica, Volume 2*.
- [5] Halliday; *Fundamentos de Física, Volume 3*.
- [6] Gunston, Bill (1999). Development of Piston Aero Engines (2 ed.). Sparkford, UK: Patrick Stephens Ltd. p. 21. ISBN 0-7509-4478-1.
- [7] Norma ABNT NBR 5891