

## UNIDADE III - RELAÇÕES ENERGÉTICAS

### 3.1 - Introdução

Nesta unidade vamos estudar os atributos da energia, calculando a quantidade de calor, levando-se em conta a substância de trabalho.

A transferência de calor, propriamente dita, nas suas diferentes formas serão estudadas mais adiante.

Quando o tema da calorimetria foi pela primeira vez apresentado, em meados do século XVIII, as medidas se limitavam ao intervalo de temperatura compreendido entre os pontos de solidificação e ebulição da água.

A unidade de calor que se achou mais conveniente foi chamada de *caloria* e foi definida como a quantidade de calor necessária para elevar de um grau Celsius a temperatura de 1 g de água.

Para medir a quantidade de calor transferida entre um sistema e certa quantidade de água, era necessário fazer apenas duas medidas: da massa de água e de sua variação de temperatura. Posteriormente, ao se efetuar medidas mais precisas e correções mais esmeradas, descobriu-se que o calor necessário para fazer passar 1g de água de 0 a 1°C era diferente, por exemplo, do que se precisa para variar sua temperatura de 30 a 31°C. Definiu-se então a caloria como sendo o calor necessário para passar de 14,5 a 15,5°C (chamada também *caloria a 15 graus*).

A quantidade de trabalho que tinha de ser dissipado dentro d'água (mantendo uma corrente elétrica em um resistor imerso nela, ou agitando-a de forma irregular) por unidade de massa para passar de 14,5 a 15,5°C foi chamada de *equivalente mecânico do calor*, que foi determinada em 4,1860 J/cal.

Por volta de 1920 foi admitido que a medida deste equivalente mecânico do calor correspondia realmente à do calor específico da água, utilizando-se como unidade de calor o Joule.

Visto que o calor é uma forma de energia e o Joule uma unidade universal de energia, a caloria pareceu resultar supérflua. Como conseqüência disto, todas as tabelas com grandezas térmicas foram expressas em Joules. Esta decisão mostrou-se um tanto prematura, pois os físicos e químicos da época preferiram continuar usando a caloria, mesmo quando os métodos se mediam em Joules, os resultados eram depois convertidos para calorias.

Os pesquisadores não só preferiam manter a caloria como unidade de calor como também não aceitaram o fator de conversão de 4,1860 J/cal a 15 graus e definiram suas próprias calorias em função do Joule. Então, a caloria da Tabela Internacional (ou caloria TI), para fins de engenharia mecânica, definiu-se:

$$1 \text{ cal TI} = \frac{1}{860} \text{ Wh} = 4,1860 \text{ J}$$

Por outro lado, a caloria termoquímica ficou definida assim:

$$1 \text{ cal termoquímica} = 4,1840 \text{ J}$$

Atualmente, entre físicos e químicos, a caloria está deixando de ser usada e todas as grandezas térmicas se expressam em Joules, pelo menos em temperaturas muito altas ou muito baixas, nas quais não se usa água e se utilizam exclusivamente métodos elétricos de medição.

### 3.2 - Calor específico

Quando o calor é absorvido por um sistema, uma variação de temperatura pode ou não ocorrer, dependendo do processo. Se durante a absorção de  $Q$  unidades de calor um sistema experimenta uma variação de temperatura de  $T_1$  a  $T_2$ , define-se como *capacidade calorífica média* do sistema a seguinte razão

$$CC_{me'd} = \frac{Q}{T_1 - T_2}$$

Se  $Q$  e  $(T_1 - T_2)$  tornam-se cada vez menores, esta razão aproxima-se do valor instantâneo da capacidade calorífica  $CC$  (capacidade calorífica instantânea), assim:

$$CC = \lim_{T_2 \rightarrow T_1} \frac{Q}{T_1 - T_2}$$

A capacidade calorífica de um sistema por unidade de massa denomina-se *calor específico* ou capacidade calorífica específica.

A capacidade calorífica pode ser negativa, nula, positiva ou infinita.

O calor específico de uma substância define-se como a quantidade de calor que entra ou que sai de uma unidade de massa, ao variar em 1 (um) grau a temperatura da substância.

$$c = \frac{dQ}{m dT}$$

Unidades: kcal/kg °C ; kcal/kg . K ; J/kg °C ; J/g °C ; kgfm/kg.K ; outras.

Para uma massa qualquer, a quantidade de calor será:

$$dQ = c m dt$$

$$Q = m \int_1^2 c dt$$

Para um pequeno gradiente de temperatura, ou seja, se  $\Delta t$  é pequeno, o calor específico poderá ser constante e idêntico a um valor médio.

$$Q = m c \int_1^2 dt$$

$$Q = m c (t_2 - t_1) \quad \text{Equação do calor específico}$$

$$Q = m \cdot \mathcal{L} \quad (\text{na mudança de estado físico})$$

### 3.3 - Calor específico a volume constante ( $c_v$ )

Consideremos um sistema a volume constante, sem escoamento. Como o trabalho é igual a zero ( $V = \text{cte}$ ), podemos afirmar que, toda a quantidade de calor entregue ao sistema é transformada em energia interna, ocasionando um acréscimo de energia interna. Logo:

$$Q = \Delta U + W, \quad \text{sendo } W = 0$$

$$Q = \Delta U = m c_v (t_2 - t_1)$$

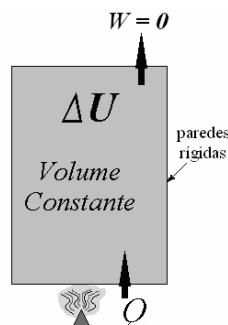


Figura 3.1 - Cilindro fechado

### 3.4 - Calor específico a pressão constante ( $c_p$ )

Seja um sistema sem escoamento a pressão constante. Neste caso, a pressão é equilibrada por um peso  $P$ , colocado sobre o êmbolo, que é livre e sem atrito. Se injetarmos no sistema uma certa quantidade de calor  $Q$ , o fluido se expande e realiza um trabalho igual a:



Figura 3.2 - Cilindro com peso sobre o êmbolo móvel

$$W = \int_1^2 p \, dV \quad , \text{ sendo } p = \text{cte};$$

$$W = p \int_1^2 dV \quad , \text{ integrando:}$$

$$W = p(V_2 - V_1) \text{ e sendo } p_2 = p_1 = p$$

$$W = p_2 V_2 - p_1 V_1$$

Considerando a equação da energia para sistema sem escoamento

$$Q = \Delta U + W$$

obtemos a seguinte expressão:

$$Q = \Delta U + (p_2 V_2 - p_1 V_1) \quad \text{então}$$

$$Q = \Delta H$$

$$Q = \Delta H = m c_p (t_2 - t_1)$$

Se ao sistema a pressão constante é fornecida energia, por qualquer processo,  $c_p \, dt$  representará o calor apenas quando o processo for internamente reversível. Se a variação de estado ocorrer unicamente devido a um influxo de calor ao sistema, o processo é reversível do ponto de vista do sistema, porque a mesma quantidade de calor pode fluir de volta. Mas se um influxo de trabalho faz variar o estado, esta variação não é reversível, porque a mesma quantidade de trabalho não pode ser fornecida pelo sistema ao voltar ao estado original, e  $c_p \, dt$  não representa  $dQ$ .

### 3.5 - Relação entre $c_p$ e $c_v$

A relação entre  $c_p$  e  $c_v$  é representada pela letra grega  $\kappa$  (capa) e é expressa pela seguinte fórmula:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad \text{portanto,} \quad \kappa = \frac{\Delta H}{\Delta U} \quad \text{e sempre} \quad \kappa > 1$$

### 3.6 - Teoria Cinética dos Gases

A Teoria Cinética dos Gases estuda o modelo teórico microscópico de um gás perfeito e propõe hipóteses sobre o que deve acontecer, em média, com as partículas de um gás, que são em um número muito grande por unidade de volume. Sob as hipóteses desta teoria estas partículas (moléculas) teriam um movimento caótico, as colisões entre elas e com as paredes do recipiente que as contém seriam perfeitamente elásticas, que ocorreriam em um tempo desprezível e em linha reta. A partir dessas colisões os movimentos das partículas são estudados.

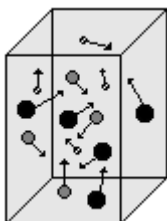


Figura 3.3 – Esquema do movimento molecular aleatório

Em um dado volume, qualquer gás perfeito terá o mesmo número de moléculas. A massa de um gás será, então, proporcional à massa molecular. Um padrão quantitativo conveniente é o mol, que é a massa do gás expressa como massa molecular em unidades de massa atômica - u.m.a. Um mol é definido como a quantidade que contém tantos objetos quanto o número de átomos em exatamente 12 gramas de carbono 12. Várias experiências determinaram que este número é  $N_A = 6,0221 \times 10^{23}$ , e é conhecido como o número de Avogadro. O número de Avogadro é aquele que expressa o número de moléculas em um mol de qualquer substância molecular.

A unidade de massa atômica foi criada em 1962 e corresponde a 1/12 da massa de um átomo de carbono isótopo 12. Um único átomo  $^{12}\text{C}$  tem uma massa de 12 u.m.a. Um único átomo de  $^{24}\text{Mg}$  (magnésio - 24) tem uma massa de 24 u.m.a, ou duas vezes a massa de um átomo  $^{12}\text{C}$ . Assim, um mol de átomos  $^{24}\text{Mg}$  deveriam ter a massa de duas vezes um mol de átomos  $^{12}\text{C}$ . Desde que um mol de átomos  $^{12}\text{C}$  pesa 12 gramas (por definição), um mol de átomos  $^{24}\text{Mg}$  têm de pesar 24 gramas. Note que a massa de um átomo em unidades de massa atômica (u.m.a.) é numericamente igual à massa de um mol dos mesmos átomos em gramas (g).

A massa em gramas de 1 mol (mol) de uma substância é chamada sua massa molar. A massa molar (em gramas) de qualquer substância sempre é numericamente igual ao seu peso de fórmula (em u.m.a.).

Uma molécula de  $\text{H}_2\text{O}$  pesa 18,0 u.m.a.; 1 mol de  $\text{H}_2\text{O}$  pesa 18,0 gramas. Um íon  $\text{NaCl}$  pesa 58,5 u.m.a.; 1 mol de  $\text{NaCl}$  pesa 58,5 gramas.

Portanto, em relação ao isótopo do carbono 12, a massa atômica é o número que indica quantas vezes um átomo de um elemento é mais pesado que 1/12 do isótopo 12 do carbono. A massa atômica de um elemento é dada pela média ponderada das massas atômicas de seus isótopos. A massa molecular é o número que indica quantas vezes a massa de uma molécula de uma substância é mais pesada que 1/12 do carbono isótopo 12. Corresponde à soma das massas de todos os átomos que compõem a molécula. O mol é a quantidade de matéria de um sistema que contém tantas entidades elementares (átomos, moléculas, elétrons, íons, etc.) quantas as presentes em 0,012 kg do isótopo do carbono 12. Verifica-se que em 1 mol de qualquer espécie há  $6,02 \times 10^{23}$  partículas.

1 mol de átomos =  $6,02 \times 10^{23}$  átomos.

1 mol de moléculas =  $6,02 \times 10^{23}$  moléculas.

A **massa molar** é a massa de 1 mol de átomos de um elemento químico qualquer e corresponde à sua massa atômica em gramas.

O **Princípio de Avogadro** diz que "Volume iguais de gases diferentes, quando medidos nas mesmas condições de temperatura e pressão, abrigam o mesmo número de moléculas".

$n^\circ$  moléculas (A) =  $n^\circ$  moléculas (B)

$n^{\circ}$  moles (A) =  $n^{\circ}$  moles (B)

Equação de Clapeyron: 
$$\frac{MASSA(A)}{MOL(A)} = \frac{MASSA(B)}{MOL(B)}$$

O Volume Molar ( $V_m$ ) corresponde ao volume ocupado por um mol de um gás qualquer em determinadas condições de temperatura e pressão.

$$pV = n R T$$

onde: p = pressão (atm ou mmHg)

V = volume (L)

n = número de moles do gás

R = constante geral dos gases (0,082 L.atm/mol.K; 62,3 L. mmHg/mol.K)

T = temperatura absoluta (K)

Condições normais de temperatura e pressão – (CNTP ou TPN) – Situação em que a pressão é de 1 atm (ou 760 mmHg) e a temperatura de 273 K (ou 0°C).

Volume molar = 22,4 L.

$$V_m = \frac{RT}{p}$$

A energia cinética média translacional de um gás perfeito é dada por:

$$K_{méd} = \frac{3}{2} BT \quad \text{por molécula; } B = \text{constante de Boltzmann} = \frac{R}{N_A} = 1,38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

$$K_{méd} = \frac{3}{2} RT \quad \text{por mol; } R = \text{constante universal dos gases} = B N_A = 8,3145 \text{ J/mol.K}$$

O valor do calor específico para gases monoatômicos é obtido considerando que nesses gases as partículas encontram-se afastadas das demais, possuindo deslocamento sobre os eixos x, y e z, sem haver choques e sem movimento vibracional e rotacional de partículas, somente ocorrendo translação. Então, esse movimento dá-se com 3 graus de liberdade (3 dimensões) e daí origina-se o “3” da fração da fórmula a seguir. Estes valores se ajustam bem aos gases monoatômicos hélio e argônio. Os calores específicos dos gases poliatômicos são maiores do que o dos gases monoatômicos. Isto se deve ao fato de as moléculas dos gases poliatômicos poderem girar em torno dos centros de suas massas, bem como fazer translação. Então, os gases poliatômicos podem armazenar energia rotacional e translacional em suas partículas.

O “2” da fração provém da fórmula da energia cinética. Esse cálculo contempla a massa da partícula, o número total de partículas e o vetor momento das partículas, por partículas entendem-se átomos.

Para gases monoatômicos:  $c_v = \frac{3}{2} R$  e  $c_p = \frac{5}{2} R$

Portanto,  $\kappa = \frac{5}{3} R = 1,667$  (na ausência de vibrações internas)

onde: R = 8,3143 J/mol.K que é a constante do gás

Para os gases diatômicos, as moléculas só têm energia cinética significativa em relação a dois eixos, então os graus de liberdade (g.l.) são 5, ou seja, 3 de translação e 2 de rotação., então  $\kappa = 1,4$  (na ausência de vibrações internas).

Quanto maior for a temperatura, maior será o valor do calor específico, porque as moléculas ficam mais excitadas e iniciam-se os modos vibracionais. Com a vibração surge a energia potencial (de um átomo em relação ao outro – movimento harmônico), então considera-se o número de g.l. + 1 para computar a energia potencial. Então,  $c_p = 3,5 R$ , porque  $c_p = (1 + \text{g.l.}/2)R$ . Daí para altas

temperaturas os gases diatômicos possuem os 5 graus de liberdade mencionados acima e mais 2 referentes à vibração, totalizando 7 e o  $c_p = 4,5 R$ , para este caso.

Quanto maior a temperatura, mais complicados são os fenômenos, pois existirão efeitos de torção, variação da energia eletrônica, ionização, etc.

Uma molécula poliatômica pode ter energia cinética de rotação em relação a 3 eixos. Para gases poliatômicos: g.l. = 3 de translação + 3 de rotação = 6, então  $\kappa = 1,33$  (na ausência de vibrações internas). Os modos de energia vibracional começam a ocorrer em temperaturas relativamente baixas, mas quanto maior for o número de átomos na molécula, mais complexos são estes modos.

### 3.7 - Calor específico molar

O grama não é uma unidade adequada de massa na maior parte dos trabalhos calorimétricos. A maioria dos físicos e químicos prefere a molécula-grama ou mol, isto é, um número de gramas igual ao peso molecular. Nesses casos é conveniente o uso do calor específico referido a um mol de substância e a capacidade calorífica molar ou calor específico molar é medido em Joules por mol-grau ou por outra equivalente.

Um mol representa a massa de  $M$  kg, ou seja,  $M =$  massa molecular.

Ex.: o mol de  $O_2$  é sempre 32g.

O calor específico molar é:

$$CEM = M c$$

$$CEMp = M c_p ; \quad CEMv = M c_v$$

Unidades: kcal/mol.K ; J/mol.K ; J/mol.°C

### 3.8 - Calor específico variável

Em geral os calores específicos não são constantes, variam, principalmente com a temperatura e com a pressão. Mas, geralmente são usados valores médios para facilitar cálculos e são obtidos de gráficos e tabelas para diversas substâncias comuns.

$$c = \frac{\int c dT}{T_2 - T_1}$$

### 3.9 - Entropia

É a forma de energia expressa pela seguinte equação:

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

onde:  $dQ =$  quantidade de calor que entra ou sai do sistema e  
 $T =$  temperatura absoluta

Então:  $\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T}$  (kcal/K; J/K)

Utilizando a equação do calor específico

$$dQ = m \cdot c \cdot dT \quad , \text{então: } \Delta S = \int_1^2 m \cdot c \frac{dT}{T}$$

sendo:  $m = \text{cte}$  e  $c = \text{cte}$ ,

$$\Delta S = m \cdot c \int_1^2 \frac{dT}{T} \Rightarrow \Delta S = m \cdot c \ln \frac{T_2}{T_1}$$

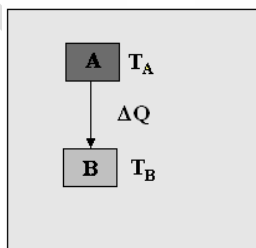
### 3.9.1 - Conceito Físico da Entropia

Originalmente, "entropia" (troca interior) surgiu como uma palavra cunhada do grego a partir de *en* (em, sobre, perto de) e *tropêe* (mudança, o voltar-se, alternativa, troca, evolução). O termo foi primeiramente usado em 1850 pelo físico alemão Rudolf Julius Emmanuel Clausius (1822-1888). A **entropia** (do grego **εντροπία**, *entropía*) é uma grandeza termodinâmica que aparece geralmente associada ao que se denomina, não em senso comum, de "grau de desordem" de um sistema termodinâmico.

Em geral, pode-se dizer que a entropia é a medida da desordem da Natureza, ou seja, as disposições de forças fora do seu estado de equilíbrio mecânico ou a colocação das diversas formas de energia em completo desalinho, de tal maneira que uma forma de energia esteja sempre ansiosa para se transformar em outra. A entropia é, em síntese, a medida do desequilíbrio energético. Pode também ser entendida como a tendência que a matéria tem de ocupar os espaços vazios ou a medida da dispersão da energia em um dado processo (a certa temperatura). A entropia é uma função de estado cujo valor (**sempre**) cresce durante processos naturais em sistemas isolados.

Supondo que no princípio dos tempos a Natureza tenha colocado de um lado objetos de potencial energético tão elevado quanto possível e do outro lado objetos de potencial nulo, segundo a Figura 3.4. Supondo ainda que a medida desse potencial seja dada em diferença de temperaturas ( $T_A - T_B$ ).

Se uma quantidade  $\Delta Q$  de energia desceu do potencial mais alto (A) para o mais baixo (B), a definição matemática de entropia permite dizer que em A houve um decréscimo de entropia dada por  $\Delta Q/T_A$  e em B houve um acréscimo  $\Delta Q/T_B$ .



$T_A > T_B$ , então, se  $Q = \text{cte.}$ ,  $S_A < S_B$

Figura 3.4 - Esquema dos potenciais de entropia

Considerando A e B como sendo o sistema, a variação de entropia do sistema será:

$$\Delta S_{sist} = -\frac{\Delta Q}{T_A} + \frac{\Delta Q}{T_B}$$

como  $T_B \rightarrow 0$  e  $T_A = \text{cte} \Rightarrow \Delta S_{sist} = \infty$  (ou é um número muito grande)  $\Rightarrow \Delta S_{sist} > 0$  (sempre)

Quanto maior o número que expressa o valor de  $\Delta S_{sist}$ , tanto maior a possibilidade de transformação; geralmente calor em trabalho mecânico.

Seguindo esse raciocínio, observa-se que aquela temperatura  $T_B$  que no princípio dos tempos era zero, com o correr dos anos vai-se aproximando de  $T_A$ . Logicamente, no fim dos tempos  $T_A = T_B$ , portanto,  $\Delta S_{sist} = 0$ ; o que significa que quando a variação da entropia do sistema (Universo) se tornar nula, isto é, quando a entropia do Universo se tornar constante e máxima, não será mais possível qualquer transformação energética. O fim do mundo seria a apoteose da ordem física, o império do equilíbrio energético total, a morte absoluta.

A ideia de entropia é utilizada em vários ramos da ciência, citando como exemplo o Prof. Signorini, em seu livro *Atividade Física e Radicais Livres*, ele diz que:

“Entre os seres vivos, o problema do dimensionamento estrutural do organismo e a eficiência de seu metabolismo constitui uma relação crucial para a viabilidade existencial dos mesmos, uma vez que estes precisam lidar constantemente com um delicado fator, de natureza físico-química, para prover a sua manutenção: a *entropia*. A entropia expressa o grau de desordem em um sistema, ou seja, quanto mais desorganizado for o sistema, tanto maior será a sua entropia.

Nos sistemas biológicos, a noção de entropia tem desdobramentos muito interessantes e implicações fundamentais para a manutenção da vida. A vida, em si, como fenômeno universal, constitui, na verdade, uma mobilização contínua de forças anti-entrópicas, que visam, em última análise, vencer a todo custo a tendência entrópica do sistema, isto é, a desorganização, o caos orgânico, expressados pelas doenças, o envelhecimento e o próprio *tanatos* (autodestruição intencional). Pode-se dizer que os seres vivos nutrem-se de “entropia negativa”, e essa condição só é mantida quando existe um perfeito equilíbrio entre as vias do catabolismo e do anabolismo.”

De acordo com o Segundo Princípio da Termodinâmica, trabalho pode ser completamente convertido em calor, mas calor não pode ser completamente convertido em trabalho. A entropia mede a parcela de energia que não pode mais ser transformada em trabalho em transformações termodinâmicas.

O Segundo Princípio obriga que uma máquina térmica (ou um refrigerador) opere necessariamente entre uma fonte quente e uma fonte fria. Um aumento da entropia representa, em tais sistemas, uma medida da energia que, oriunda da fonte quente, poderia ter sido aproveitada na forma de trabalho, mas, não o sendo, foi simplesmente “desperdiçada” como calor na fonte fria, tornado-se de agora em diante indisponível para produzir o citado trabalho. O calor entregue à fonte fria não pode mais ser convertido em trabalho.

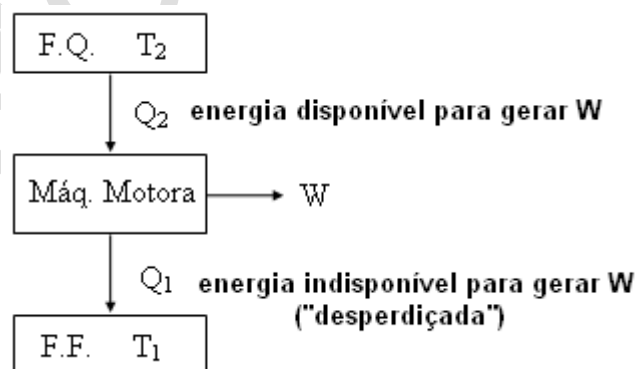


Figura 3.5 – Esquema representativo de uma máquina térmica motora

O Segundo Princípio indica que, com o tempo, dispomos de sempre menos energias utilizáveis.

Ou, resumindo: "a energia total do universo é constante e a entropia (a desordem) total está em contínuo aumento".

A entropia tem somente duas tendências: ficar constante ou aumentar. Se a entropia aumentar, o processo é irreversível; não se pode voltar ao estado anterior.

Por exemplo, na Figura 3.6 tem-se um sistema com uma fronteira adiabática e uma separação interna. O estado de equilíbrio termodinâmico de um sistema, satisfeitas as



restrições internas, corresponde ao estado onde a entropia é a máxima possível. Na parte inferior a separação é removida. O sistema passa por uma expansão livre e sua entropia aumenta.

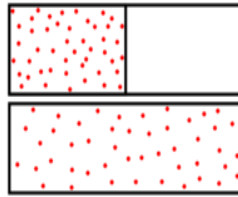


Figura 3.6 – Esquema demonstrativo do aumento da entropia

A entropia está relacionada com a quantidade de informação necessária para caracterizar um sistema. Dessa forma, quanto maior a entropia, mais informações são necessárias para descrevermos um sistema.

Considerando o sistema como sendo um baralho com as cartas organizadas de acordo com a sua sequência e naipes, contém certo grau de informação. Rapidamente descobre-se qual é a regra que está organizando as cartas.

Quando as cartas são embaralhadas, elas ficam desorganizadas. Para recolocá-las na ordem inicial, é necessária ter muito mais informações a respeito da posição da carta (teremos que descobrir onde está o 5 de copas para colocá-lo após o 4 de copas, por exemplo).

As cartas embaralhadas apresentam, então, uma entropia maior do que a das cartas organizadas.

Ao jogar um baralho para o ar as cartas cairão todas espalhadas pelo chão. Tem-se aí uma entropia que é a completa desordem das cartas pelo chão. E, por um processo natural, ou seja, espontâneo, não se tem todas as cartas novamente em nossas mãos do mesmo modo que antes (de modo organizado, ou seja, ordenado), a não ser que abaixemos e peguemos, o que deixa de ser um processo espontâneo e necessita da realização de um trabalho para tal. Essa energia que foi dissipada, “perdida”, é a entropia. Ela é considerada desordenada porque nunca mais se conseguirá reutilizá-la no processo inverso. Portanto, quanto maior a desordem, mais difícil voltar ao estado normal, então maior é a entropia do sistema.

Ludwig Boltzmann (1844-1906) estudou relações da entropia com a estatística. O Quadro 3.1 mostra um total de 16 possibilidades ou 16 microestados possíveis de ser obtidos ao jogar 4 moedas juntas. A situação ou microestado mais provável de ocorrer é o estado desorganizado (2 caras e 2 coroas); pois a chance de encontrá-lo nesta desorganização é de 6/16.

Quadro 3.1 – Entropia x Estatística

Macroestado	Números de estados possíveis	Nº de microestados
4 caras	CCCC	1
3 caras e 1 coroa	CCCK, CCKC, CKCC, KCCC	4
2 caras e 2 coroas	CCKK, CKCK, CKKC, KCCK, KCKC, KKCC	6
1 cara e 3 coroas	CKKK, KCKK, KKCK, KKKC	4
4 coroas	KKKK	1

### 3.10 - Diagramas pV e TS

#### 3.10.1 - Diagrama pV

$$dW = p \cdot dV \rightarrow \boxed{W = \int_1^2 p \, dV} \text{ para sistemas sem escoamento e}$$

$$\int_1^2 p \, dV = \Delta K + \Delta P + W_f + W \quad \text{para sistemas com escoamento}$$

Esse diagrama apresenta o trabalho mecânico realizado no processo, através da área sob a curva que liga os estados 1 e 2.

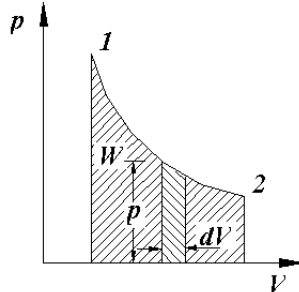


Figura 3.7 - Representação do trabalho no plano pV

### 3.10.2 - Diagrama TS

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \rightarrow \quad dQ = T \cdot dS$$

$$Q = \int_1^2 T \, ds \quad \text{para sistemas com ou sem escoamento}$$

Esse diagrama expressa a quantidade de calor envolvida no processo, através da área sob a curva que liga os estados 1 e 2.

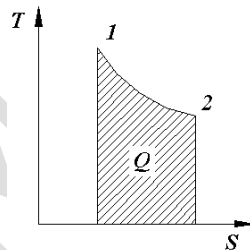


Figura 3.8 - Representação do calor no plano TS

### 3.11 - Significado da integral de $p \cdot dV$ para sistemas com escoamento permanente ou constante

Consideremos a equação de energia para sistemas sem escoamento:

$$Q = \Delta U + W$$

$$Q - \Delta U = \int p \, dV \quad (1)$$

Tomemos agora a equação da energia para sistemas com escoamento:

$$Q = \Delta U + \Delta K + \Delta P + W_f + W$$

$$Q - \Delta U = \Delta K + \Delta P + W_f + W \quad (2)$$

Substituindo (2) em (1):

$$\int p dV = \Delta K + \Delta P + W_f + W$$

Logo, a integral de  $p dV$ , para sistemas abertos com escoamento mede a variação total, em termos de energia mecânica, que ocorre no sistema durante o processo. A interpretação desta equação mostra que em sistemas com escoamento as energias mecânica, potencial e os trabalhos de fluxo e mecânico só podem ser realizados deduzindo a energia despendida da própria integral de  $p dV$ , ou ainda, estas energias serão despendidas às custas do próprio trabalho ou da diferença entre o calor e a energia interna.

## UNIDADE IV - O GÁS PERFEITO

### 4.1 - Introdução

A idealização é o que há de mais prático na Termodinâmica, pelo fato de tornar simples certos casos. É conveniente estudarmos em detalhes a mais simples das substâncias puras, que é o gás perfeito.

Não existe uma linha nítida de demarcação entre os gases perfeitos e os imperfeitos. Na verdade, não existe gás perfeito, apenas é usado como medida prática de estudo, porque gases reais têm comportamento semelhante, em baixas densidades; de modo que adotaremos como critério prático a definição de gases perfeitos. Quando as leis dos gases perfeitos ou ideais fornecem resultados suficientemente precisos, a substância em questão será considerada um gás perfeito, caso contrário, será um gás imperfeito.

### 4.2 - Definição

Gás perfeito é toda aquela substância que segue rigorosamente as Leis de Boyle-Mariotte, Gay-Lussac e Charles. Exemplos: oxigênio, hidrogênio, etc.

Entre as moléculas de um gás perfeito admite-se que não há qualquer interação, se não houver choques.

A principal característica do comportamento dos gases perfeitos é o fato de sua energia interna ( $\Delta U$ ) não variar. O  $\Delta U$  depende somente da temperatura.

### 4.3 - Experiência de Joule

Joule realizou sua experiência utilizando dois recipientes de cobre, imersos em água, dentro de um sistema isolado. Um dos recipientes continha ar a 22 atm e o outro foi evacuado. Os dois recipientes eram interligados e a ligação possuía uma válvula de comunicação (registro). O sistema era dotado de um termômetro. Após o equilíbrio térmico, a válvula de comunicação era aberta. Com isso, o ar entrou no recipiente evacuado e a massa total de ar entrou em repouso à pressão de 11 atm.

Joule observou que a temperatura da água não variou. Notou que houve um fluxo momentâneo, com suas energias características do escoamento. Como essa energia não saiu do sistema:  $W = 0$ . Como a temperatura ficou constante ( $t = \text{cte}$ ), então  $Q = 0$ .

$$Q = \Delta U + W \quad , \quad \text{mas} \quad \Delta U = Q - W = 0 \quad , \quad \text{porque} \quad Q = 0 \quad \text{e} \quad W = 0$$

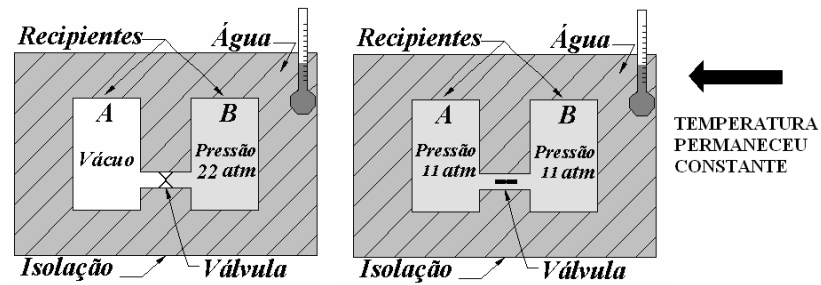


Figura 4.1 – Experiência de Joule

A temperatura do recipiente B deve ter diminuído devido ao trabalho do gás ao sair para A. A temperatura do gás em A deve ter aumentado, porque houve trabalho sobre ele. Se  $\Sigma W = 0$ , então, variaram a pressão e o volume, mas não a energia interna. Assim,  $\Delta U = f(\Delta\theta)$ , ou seja,  $\Delta U$  é função unicamente da temperatura.

#### 4.4 - Lei de Boyle-Mariotte

Esta Lei foi enunciada pelo físico inglês Robert Boyle (1661) e comprovada experimentalmente pelo físico francês Edme Mariotte (1676), razão pela qual leva o nome de ambos. Esta lei é a que considera o processo a temperatura constante ou isotérmico.

O enunciado diz que: "Os volumes ocupados pelos gases, a uma mesma temperatura, são inversamente proporcionais às pressões que esses suportam".

$$T = \text{cte} \quad \text{ou} \quad p V = \text{cte}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad \text{ou} \quad p_1 V_1 = p_2 V_2$$

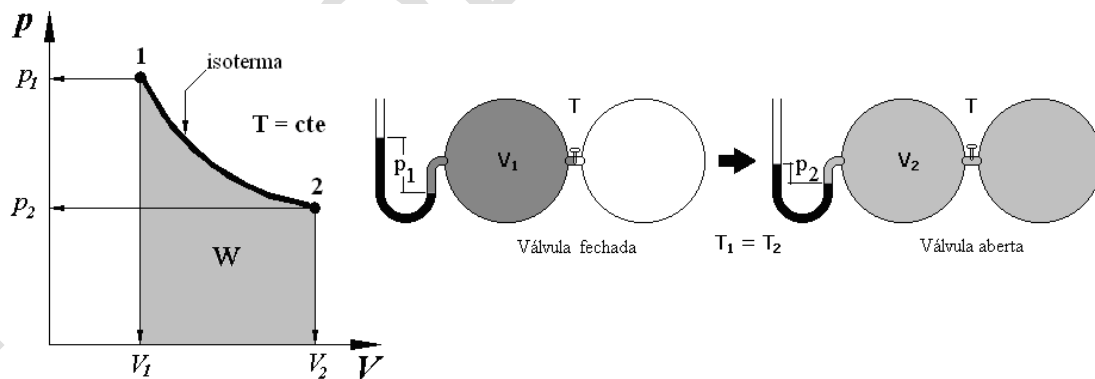


Figura 4.2 – Processo isotérmico no plano pV

#### 4.5 - Lei de Gay-Lussac

Cerca de 100 anos após a descoberta da lei de Boyle-Mariotte, o francês Joseph L. Gay-Lussac (1778-1850) formulou a lei, que muitas vezes é conhecida como primeira parte da Lei de Gay-Lussac e Charles, enunciada em duas partes. Esta lei é a que considera o processo a pressão constante ou isobárico.

O enunciado dessa Lei é: "Mantendo-se constante a pressão de certo gás, o volume deste varia diretamente proporcional à sua temperatura absoluta".

$$p = \text{cte} \quad \text{ou} \quad \frac{T}{V} = \text{cte}$$

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad \text{ou} \quad \boxed{\frac{T_2}{V_2} = \frac{T_1}{V_1}}$$

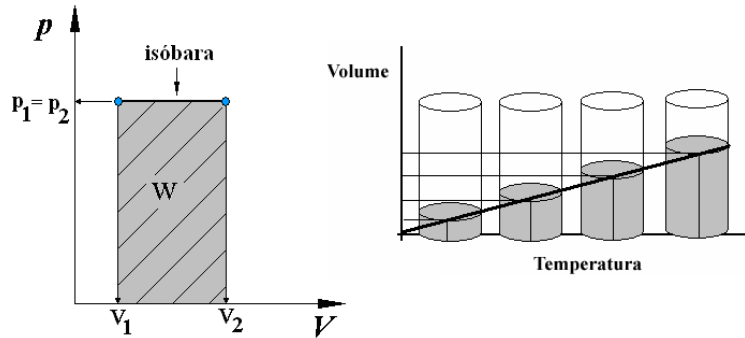


Figura 4.3 - Processo isobárico no plano pV

$$V = \beta T; V_1 = \beta T_1; V_2 = \beta T_2$$

$\beta$  é uma constante que depende da natureza, da massa e da pressão do gás.

#### 4.6 - Lei de Charles

O francês Jacques A. Charles (1746-1823) enunciou a lei que recebeu seu nome, mas também é conhecida como sendo a segunda parte da Lei de Gay-Lussac-Charles. Esta lei é a que considera o processo a volume constante ou isométrico, isovolumétrico ou isocórico.

O enunciado é: "Mantendo-se constante o volume de um gás, a pressão varia diretamente proporcional às temperaturas absolutas que esse suporta".

$$V = \text{cte} \quad \text{ou} \quad \frac{p}{T} = \text{cte}$$

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \quad \text{ou} \quad \boxed{\frac{T_1}{p_1} = \frac{T_2}{p_2}}$$

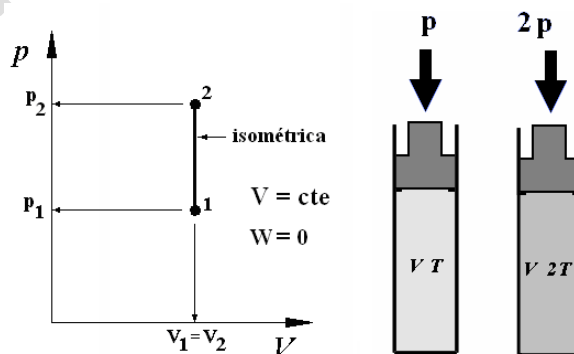


Figura 4.4 - Processo isométrico no plano pV

$$p = \alpha T; p_1 = \alpha T_1; p_2 = \alpha T_2$$

$\alpha$  é uma constante, que depende da natureza, da massa e do volume do gás.

Os coeficientes de dilatação “ $\beta$ ” e de tensão “ $\alpha$ ” dos gases são constantes, tendo sido determinados experimentalmente para diversos gases, sendo:

$$\alpha = \beta \cong \frac{1}{273}$$

Para um processo isotérmico  $pV = \text{cte}$ , então:

$$p = \frac{1}{V} = \text{cte}; \text{ se } p = \text{cte} \Rightarrow \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} = \beta \Rightarrow dV = \beta V d\theta \quad (\text{I})$$

$$V = \frac{1}{p} = \text{cte}; \text{ se } V = \text{cte} \Rightarrow \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} = \alpha \Rightarrow dp = \alpha p d\theta \quad (\text{II})$$

Trabalhando a equação (I):

$dV = \beta V d\theta$  ; adicionando  $V$  a ambos os membros:

$$V + dV = V + V \beta d\theta = V(1 + \beta d\theta)$$

Para  $V_1$  temos  $\theta_1$  e para  $V_0$  temos  $0^\circ\text{C}$ , então:

$$V_1 = V_0 + \Delta V = V_0(1 + \beta \theta_1)$$

Analogamente para  $V_2$  temos  $\theta_2$  e para  $V_0$  temos  $0^\circ\text{C}$ , então:

$$V_2 = V_0 + \Delta V = V_0(1 + \beta \theta_2)$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{V_0(1 + \beta \theta_1)}{V_0(1 + \beta \theta_2)} = \frac{1 + \frac{\theta_1}{273}}{1 + \frac{\theta_2}{273}}$$

Se  $\theta + 273 = T$ , então:

$$\boxed{\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}}$$

Agora, trabalhando com a equação (II):

$$dp = p \alpha d\theta$$

$$p + dp = p + \alpha p d\theta$$

$$p + dp = p(1 + \alpha d\theta)$$

Por analogia ao caso anterior:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_0(1 + \alpha \theta_1)}{V_0(1 + \alpha \theta_2)} = \frac{1 + \frac{\theta_1}{273}}{1 + \frac{\theta_2}{273}} = \frac{\theta_1 + 273}{\theta_2 + 273} = \frac{T_1}{T_2}$$

Então: 
$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

#### 4.7 - Equação de estado de um gás

Para determinar a equação geral de um gás devem-se combinar as leis de Boyle-Mariotte, Gay-Lussac e Charles numa única equação.

Seja um gás perfeito representado no plano pV, no estado 1, com massa igual a 1 kg. Mudamos o estado ao acaso, segundo a linha 1b2 até atingir o ponto 2. Traçamos duas retas paralelas aos planos cartesianos e a interseção deles será o ponto a.

Aplicando a Lei de Boyle-Mariotte teremos: (temperatura = constante)

$$\frac{V_a}{p_a} = \frac{V_2}{p_1}$$

- Considerando o processo isobárico (1 – a), teremos:

$$\frac{V_1}{V_a} = \frac{T_1}{T_a} \quad \therefore \quad T_a = \frac{V_a}{V_1} T_1 \quad (I)$$

- Considerando o processo isométrico (a – 2), teremos:

$$\frac{p_a}{T_a} = \frac{p_2}{T_2} \quad \therefore \quad T_a = \frac{p_a}{p_2} T_2 \quad (II)$$

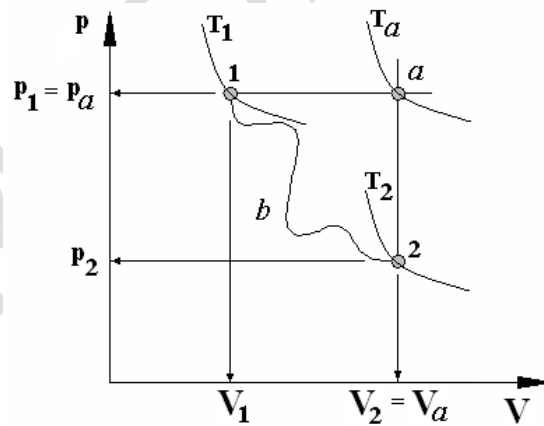


Figura 4.5 – Esquema dos processos 1b2 e 2a1.

Igualando as expressões (I) e (II), teremos:

$$\frac{V_a}{V_1} T_1 = \frac{p_a}{p_2} T_2, \text{ mas } V_a = V_2 \text{ e } p_a = p_1$$

Logo: 
$$\frac{V_2}{V_1} T_1 = \frac{p_1}{p_2} T_2$$

Então:  $\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n V_n}{T_n} = R$  ( $R$  = constante específica do gás perfeito)

$$\boxed{\frac{pV}{T} = R} \quad \text{Equação de estado de um gás}$$

onde:  $p$  = pressão do gás ( $\text{Pa} = \text{N/m}^2$ )  
 $V$  = volume do gás ( $\text{m}^3$ )  
 $m$  = massa do gás ( $\text{kg}$ )  
 $R$  = constante de proporcionalidade, característica específica de cada gás ( $\text{kcal/kg.K}$ )  
 $T$  = temperatura absoluta do gás (Kelvin)

Outras fórmulas em que pode-se aplicar “R”:

$$p V = m R T \quad (\text{quando } m \neq 1 \text{ kg})$$

$$p V = R T \quad (\text{quando } m = 1 \text{ kg})$$

$$p = \rho R T \quad \text{porque } \rho = \frac{m}{V}$$

#### 4.8 - Constante Geral dos Gases

Pelo princípio de Avogadro: “Todos os gases, sob mesmas condições de temperatura e pressão, apresentam, para volumes iguais, o mesmo número de moléculas”.

Esse número é  $N = 6,025 \times 10^{23}$ , conhecido como número de Avogadro.

O volume ocupado por uma molécula-grama (1 mol) de substância é chamado de volume molar. Considerando como unidade de massa o quilomol (kmol), a massa em quilogramas que é numericamente igual à massa molecular do gás, pode-se obter um valor para a constante geral (ou universal) dos gases como se segue.

$$p V_m = R_0 T$$

onde:  $V_m$  = volume molar em  $\text{m}^3$  de um kmol e é o mesmo para todos os gases que têm os mesmos valores de  $p$  e  $T$ .

Usando os valores  $p = 101325 \text{ Pa}$  ( $\text{N/m}^2$ ) e  $T = 273,15 \text{ K}$ , foi determinado experimentalmente que  $V_m$  é igual a  $22,4145 \text{ m}^3/\text{kmol}$ . Portanto, em CNTP todos os gases ocupam o mesmo volume molar, que é  $22,4$  litros.

$$R_0 = \frac{p V_m}{T} = \frac{101.325 \text{ N/m}^2 \cdot 22,4145 \text{ m}^3 / \text{kmol}}{273,15 \text{ K}} = 8314,66 \text{ J / kmol.K}$$

Se for usado  $p = 10.332 \text{ kgf/m}^2 \rightarrow R_0 = 847,84 \text{ kgfm/kmol.K}$ . Outras fórmulas são:

$$R_0 = \frac{R}{M}, \quad V_m = \frac{V}{n} \quad \text{e} \quad n = \frac{m}{M} \quad \text{sendo } n = \text{número de moles}$$

Dividindo ambos os lados da equação anterior pela massa molecular  $M$ , de qualquer gás em consideração, obtém-se o valor da constante do gás em questão,  $R$ . Isto pode ser então usado para uma massa de  $1 \text{ kg}$  na equação e pode-se escrever

$$p V = \frac{R_0 T}{M} = R T, \quad \text{logo} \quad R = \frac{8314,66}{M} \quad \text{onde } V \text{ é o volume de } 1 \text{ kg.}$$



Se uma massa maior, de “m” kg, for utilizada, esta expressão se transforma na equação geral

$$p V = m R T$$

onde: V é o volume de m kg e R tem unidades J/kg. K

Fazendo as devidas conversões, outras unidades de R podem ser: kcal/kg °C; kgfm/kg K; kgfm/kmol.K; etc.

$$\text{Considerando o ar seco: } R_{\text{ar}} = \frac{R_0}{M} = \frac{8314,66}{28,96} = 287 \text{ J/kg.K}$$

$$\text{Considerando o vapor d'água: } R_{\text{água}} = \frac{8314,66}{18,02} = 461 \text{ J/kg.K}$$

$$\text{Considerando o oxigênio: } R_{\text{oxig}} = \frac{8314,66}{32} = 259,8 \text{ J/kg.K}$$

$$\text{Considerando o nitrogênio: } R_{\text{nitrog}} = \frac{8314,66}{28,016} = 296,78 \text{ J/kg.K}$$

Pode-se considerar o cálculo de R para outro sistema de unidades como se segue.

Se  $m = 1$ ,  $p V = R T$

$$\text{Se } V = v \text{ (m}^3\text{/kgf)} = \frac{1}{\gamma} \text{ (kgf/m}^3\text{)} = \frac{V}{P} \text{ Então: } p = \gamma R T$$

$$p V = \bar{P} R T$$

$$R = \frac{pV}{PT} = \frac{p}{\gamma T}$$

Usando o ST, por exemplo, para ar em CNTP:

$$t_0 = 0^\circ\text{C} \rightarrow T_0 = 273 \text{ K}$$

$$p_0 = 10.332 \text{ kgf/m}^2$$

$$\gamma_0 = 1,293 \text{ kgf/m}^3$$

$$\text{Então: } R = \frac{p}{\gamma T} = \frac{p_0}{\gamma_0 T_0}$$

$$R = \frac{10332 \text{ kgf/m}^2}{1,293 \text{ kgf/m}^3 \cdot 273 \text{ K}} = 29,27 \text{ kgfm/kg.K ou m/K}$$

R é a constante específica do ar.

$$\text{Ou ainda: } R_{\text{ar}} = \frac{R_0}{M} = \frac{847,84 \text{ kgfm/kmol.K}}{28,96} = 29,27 \text{ kgfm/kg.K}, \text{ como mostra a Tabela 1.1.}$$

Outros valores são:  $R = 8,31451 \text{ J/mol.K}$ , quando a pressão for expressa em pascal; V em  $\text{m}^3$ ; n em mol; T em Kelvin ou  $R = 0,082056 \text{ atm.litro/mol.K}$ , quando a pressão for expressa em atm; V em litros ou  $\text{dm}^3$ ; n em mol e T em Kelvin.

#### 4.9 – Energia interna de um gás perfeito

Considerando a Experiência de Joule, citada anteriormente, na qual o gás não realiza trabalho nem troca calor, há uma *expansão livre*. De acordo com o Primeiro Princípio, como Q e W são nulos, segue-se que a energia interna permanece invariável durante uma expansão livre. A questão de a temperatura variar ou não durante uma expansão livre e qual seria o valor dessa variação, no caso dela existir, vem sendo estudada há mais de 100 anos. A partir de Joule (1843) vêm sendo feitas tentativas de medir a grandeza da relação entre a temperatura e o volume (coeficiente de Joule), bem como outras grandezas relacionadas ao efeito de uma expansão livre (efeito Joule).

Se em uma expansão livre ( $dU=0$ ) não ocorre nenhuma variação de temperatura ( $dT=0$ ). Não havendo variação de temperatura, U é independente de p e de V, e, em conseqüência, é função unicamente da temperatura.

A energia interna de um gás perfeito independe da pressão e do volume do gás, só é função da sua temperatura.

$$\begin{aligned} \Delta U &= c_v (t_2 - t_1) && \text{(específica)} && \text{(kcal/kg; kgfm/kg; J/kg; etc.)} \\ \Delta U &= m c_v (t_2 - t_1) && \text{(total)} && \text{(kcal; kgfm; J, etc.)} \end{aligned}$$

Em estudos mais atuais está-se confirmando que a energia interna de um gás real depende da temperatura e da pressão, mas ainda é necessária uma medição mais precisa para comprovação.

Para pressões inferiores a 2 atm um gás real pode ser considerado um gás perfeito sem que o erro seja superior a poucas unidades por cento. Mesmo no caso de um vapor saturado em equilíbrio com seu líquido será possível utilizar a equação dos gases perfeitos com pequeno erro, se a pressão de vapor for baixa.

#### 4.10 - Entalpia de um gás perfeito

$$\begin{aligned} \Delta H &= c_p (t_2 - t_1) && \text{(específica)} && \text{(kcal/kg; kgfm/kg; J/kg; etc.)} \\ \Delta H &= m c_p (t_2 - t_1) && \text{(total)} && \text{(kcal; kgfm; J, etc.)} \end{aligned}$$

#### 4.11 - Relações entre $c_p$ e $c_v$ para os gases perfeitos

- Primeira Relação:

$$\begin{aligned} H &= U + pV \\ dH &= dU + d(pV) \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} dH &= c_p dt \\ dU &= c_v dt \\ d(pV) &= R dt \end{aligned} \right. \quad \text{mas: } pV = RT$$

$$\begin{aligned} c_p dt &= c_v dt + R dt \\ c_p &= c_v + R \quad \text{ou} \quad \boxed{R = c_p - c_v} \end{aligned}$$

ou de outra forma:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \Delta U + W_f \\ m c_p \Delta t &= m c_v \Delta t + (p_2 V_2 - p_1 V_1) \\ m c_p (t_2 - t_1) &= m c_v (t_2 - t_1) + m R (t_2 - t_1) \\ c_p &= c_v + R \end{aligned}$$

$$\boxed{R = c_p - c_v}$$

- Segunda Relação

$$c_p = c_v + R$$

$$c_p / c_v = \kappa \quad \therefore c_p = \kappa c_v$$

$$\kappa c_v = c_v + R \quad \therefore \kappa c_v - c_v = R$$

- Terceira Relação

$$c_p = c_v + R$$

$$\frac{c_p}{c_v} = \kappa \quad \therefore c_v = \frac{c_p}{\kappa}$$

$$c_p = \frac{c_p}{\kappa} + R \quad \therefore \kappa c_p = c_p + \kappa R$$

$$c_v (\kappa - 1) = R$$

$$c_v = \frac{R}{\kappa - 1}$$

$$\kappa c_p - c_p = \kappa R$$

$$c_p (\kappa - 1) = \kappa R$$

$$c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}$$

O calor específico dos gases depende da pressão e do volume em que se verificam as variações de temperatura.

Os gases podem ser: monoatômicos, biatômicos ou poliatômicos. Para os mono e biatômicos vale dizer: "Para o aquecimento de volume iguais de gases, com mesmo número de átomos, nas mesmas condições de pressão e temperatura, são necessárias quantidades de calor iguais".

A diferença entre os calores moleculares a pressão constante e a volume constante é um valor fixo R.

A razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante é designada por  $\kappa$ , que depende da temperatura; mas para temperaturas inferiores a 200°C,  $\kappa$  pode ser aproximado a 1,4 sem grande erro.

Na Unidade I é apresentada a Tabela 1.1 com os referidos valores.

TERMODINÂMICA

## NOTAÇÕES

$a$	– aceleração; coeficiente de absorção
$A$	– área
$\bar{c}$	– calor específico variável
$c$	– calor específico
$C$	– constante qualquer
$CC$	– capacidade calorífica
$CDD$	– coeficiente de desempenho
$CEM$	– calor específico molar
$c_m$	– calor específico médio
$c_o$	– velocidade da luz no vácuo
$c_p$	– calor específico a pressão constante
$c_{p\text{ méd}}$	– calor específico médio a pressão constante
$c_{pol}$	– calor específico politrópico
$c_v$	– calor específico a volume constante
$D$	– diâmetro
$E$	– energia
$E_n$	– energia emitida por um corpo negro
$F$	– força
$f$	– frequência da onda
$F_A$	– fator de forma
$F_E$	– fator de emissividade
$g$	– aceleração da gravidade
$G$	– descarga de massa ou fluxo de massa
$G_p$	– descarga de peso
$H$	– entalpia
$H_g$	– entalpia do vapor saturado
$H_L$	– entalpia latente
$H_s$	– entalpia sensível
$i$	– calor latente de vaporização
$I$	– intensidade de corrente elétrica
$k$	– coeficiente de transmissão de calor por condução
$K$	– energia cinética
$l$	– espessura
$L$	– comprimento de tubulação
$\mathcal{L}$	– calor latente
$m$	– massa
$M$	– massa molecular
$n$	– número de moles
$n$	– expoente da função politrópica
$Nu$	– número de Nusselt
$P$	– energia potencial
$p$	– pressão
$\bar{p}$	– composição gravimétrica de uma mistura
$\bar{P}$	– peso
$\mathcal{P}$	– descarga de peso ou fluxo de peso
$P_c$	– ponto crítico
$p_{me}$	– pressão média efetiva
$p_o$	– pressão atmosférica
$Pr$	– número de Prandtl

$p_s$	– pressão de saturação
$p_v$	– pressão de vapor
$p_t$	– pressão total
$Q$	– calor, fluxo térmico
$q$	– quantidade de calor na fase de aquecimento de um vapor
$r$	– raio; coeficiente de reflexão
$R$	– constante específica dos gases
$R_C$	– taxa ou razão de compressão
$Re$	– número de Reynolds
$R_{el}$	– resistência elétrica
$R_E$	– taxa ou razão de expansão
$RM$	– razão de mistura
$R_o$	– constante geral dos gases
$R_p$	– razão de pressões
$R_t$	– resistência térmica
$S$	– entropia
$t$	– temperatura centígrada; coeficiente de transmissão
$t$	– tempo
$T$	– temperatura absoluta
$t_{bs}$	– temperatura de bulbo seco
$t_{bu}$	– temperatura de bulbo úmido
$T_C$	– temperatura crítica
$t_{po}$	– temperatura do ponto de orvalho
$T_s$	– temperatura de saturação (absoluta)
$t_s$	– temperatura de saturação ou de vaporização (centígrada)
$U$	– energia interna
$u$	– variação de volume de um vapor durante a vaporização
$u_v$	– calor latente interno de vaporização
$U_L$	– energia interna do líquido
$UR$	– umidade relativa
$U_v$	– energia interna do vapor, calor latente interno do vapor
$v$	– velocidade
$V$	– volume
$v$	– volume específico
$V_{desl}$	– volume deslocado
$V_{el}$	– diferença de potencial elétrico
$v_s$	– volume específico do vapor saturado seco
$W$	– trabalho
$\overline{W}$	– potência
$W_f$	– trabalho de fluxo
$x$	– título de um vapor
$x_1, x_2, dx$	– deslocamento
$z$	– altura, cota
$\alpha$	– coeficiente de condutividade externa; coeficiente médio de dilatação; coeficiente de tensão
$\alpha_c$	– coeficiente de película, coeficiente de transmissão de calor por convecção
$\alpha_i$	– coeficiente de transmissão de calor por radiação
$\beta$	– coeficiente de dilatação
$\delta$	– distância vertical, espessura da camada limite térmica
$\varepsilon$	– emissividade
$\phi$	– ângulo

$\nu$	– viscosidade cinemática
$\gamma$	– peso específico
$\eta$	– rendimento
$\varphi$	– coeficiente geral de transmissão de calor
$\kappa$	– constante da relação $c_p/c_v$
$\lambda$	– comprimento de onda
$\mu$	– coeficiente de fluxo
$\theta$	– fator de temperatura
$\rho$	– massa específica
$\sigma_n$	– constante de radiação de um corpo negro
$\sigma_o$	– volume específico de um vapor a 0°C
$\sigma_s$	– volume específico de um vapor saturado
$\tau$	– tensões de cisalhamento
$\psi$	– coeficiente de correção para gases reais

TERMODINÂMICA

# TERMODINÂMICA

## ALGUMAS CONVERSÕES ÚTEIS

1 g = 6,852 x 10 <sup>-5</sup> slugs	1 L = 1.000 mL = 1 dm <sup>3</sup> = 10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup>
1 g = 6,024 x 10 <sup>-23</sup> u.m.a.	1 cm <sup>3</sup> = 10 <sup>-6</sup> m <sup>3</sup> = 1mL
1 g = 3,527 x 10 <sup>-2</sup> onças	1 cm <sup>2</sup> = 10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup>
1 g = 2,205 x 10 <sup>-3</sup> lb (libras)	1 yd (jarda) = 3 ft
1 g/cm <sup>3</sup> = 62,43 lb/ft <sup>3</sup> (ft = pé) = 1000 kg/m <sup>3</sup>	1 mi (milha) = 5.280 ft
1 in = 2,54 cm (in = inch = polegada)	
1 pé = 1 ft = 30,48 cm = 0,3048 m	
1 pé = 12 pol ou 1 ft = 12 in	
1 galão = 3,8 litros americanos = 4,5 litros ingleses	
1 lb = 453,5924 g = 0,031081 slugs (lb = libra = pound)	
1 slug = 32,17 lb = 14,5938 kg	
1 kg = 0,068522 slugs = 1.000 g	
1 g/cm <sup>3</sup> = 3,613 x 10 <sup>-2</sup> lb/pol <sup>3</sup>	
1 pé/s = 0,3048 m/s	
1 ft-lbf = 1,355 J	
1 N = 0,2248 lbf = 0,1020 kgf	
1 lbf = 4,448 N	
1 kgf = 9,807 N = 2,205 lbf	
1 kgfm = 9,807 J	
1 atm = 1,013 x 10 <sup>5</sup> Pa (N/m <sup>2</sup> ) = 14,70 lbf/pol <sup>2</sup> (psia) = 1 kgf/cm <sup>2</sup> = 2116 lbf/pé <sup>2</sup>	
1 atm = 10 <sup>4</sup> kgf/m <sup>2</sup> = 760 mmHg = 0,98 bar	
1 lbf/in <sup>2</sup> (psia) = 6894,757 Pa [psia = pound per square inch absolut = lbf/in <sup>2</sup> ]	
1 bar = 100.000 Pa	
1 Btu/h = 12,97 pé/lb = 7,0 x 10 <sup>-2</sup> cal/s = 2,930 x 10 <sup>-4</sup> kW	
1 HP = 25,45 Btu/h = 746 Watts	
1 Watt = 1,341 x 10 <sup>-3</sup> HP = 0,2389 cal/s	
1 Wh = 3600 J	
1 J = 3,725 x 10 <sup>-7</sup> CV-h = 0,2388 cal = 2,778 x 10 <sup>-7</sup> kWh	
1 kJ = 1000 J	
1 Btu = 1055 J = 0,25198 kcal = 252 cal = 2,930 x 10 <sup>-4</sup> kWh = 778,16 lbf-ft	
1 kcal = 427 kgfm = 1,163 Wh = 4186,8 J	
1 J = 0,1020 kgfm = 0,2388459 cal	
1 cv = 75 kgfm/s = 736 Watts = 0,736 kW = 632,12 kcal/h = 2579,6 Btu/h	
1 kgfm/s = 9,807 W	
1 cvh = 632 kcal	
1 kWh = 860 kcal = 3.600 kJ	
1 Wh = 3600 J	
1 lbf/in <sup>2</sup> = 6894,757 Pa	
1 ft-lbf = 1,355 J	
1 bushel (USA) = 0,035239 m <sup>3</sup> = 1,244 ft <sup>3</sup> = 35,23907 litros	
1 acre ≅ 0,4046863 ha	
1 litro = 0,02837759 bushel = 0,001 m <sup>3</sup>	
1 cfm = 1 cubic feet/minute = 1 pé <sup>3</sup> /min	
1 m H <sub>2</sub> O = 73,5559 mm Hg = 9,80665 kPa	
1 HP = 641,76 kcal/h	



## ALGUMAS FÓRMULAS E CÁLCULOS ÚTEIS

**Transformação de unidade de pressão:**  $\frac{kgf}{cm^2} \rightarrow \frac{kgf}{m^2} \Rightarrow \frac{kgf}{cm^2} * \frac{10^4 cm^2}{m^2} = \frac{kgf}{m^2} * 10^4$

**Cálculos de volumes:**

$$V_{cilindro} = \frac{\pi D^2}{4} L \quad \text{ou} \quad \pi r^2 L$$

$$V_{esfera} = \frac{4}{3} \pi r^3$$

$$A_{casca esfera} = 4 \pi r^2$$

$$A_{sup.cilindro} = 2 \pi r L$$

**Solução de integrais:**

$$\int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln V_2 - \ln V_1$$

$$\int_1^2 (3V + 5,4) dV = \left[ 3 \frac{V^2}{2} + 5,4V \right]_1^2$$

$$\int (0,3x + 100x^2) dx = \frac{0,3x^2}{2} + \frac{100x^3}{3}$$

**Interpolação:**

$$15,6 \text{ -----} 21,84$$

$$17,8 \text{ -----} x$$

$$26,7 \text{ -----} 22,59$$

$$\frac{15,6 - 17,8}{21,84 - x} = \frac{17,8 - 26,7}{x - 22,59} \Rightarrow \frac{-2,2}{21,84 - x} = \frac{-8,9}{x - 22,59} \Rightarrow -2,2(x - 22,59) = -8,9(21,84 - x)$$

$$-2,2x + 49,698 = -194,376 + 8,9x \Rightarrow 11,1x = 244,074 \Rightarrow x = 21,9889$$

**Cálculos úteis:**

$$\frac{200}{500} = \left( \frac{p_c}{15} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \Rightarrow 0,4 = \left( \frac{p_c}{15} \right)^{0,29} \Rightarrow {}^{0,29}\sqrt{0,4} = \frac{p_c}{15} \Rightarrow 0,04244 = \frac{p_c}{15} \Rightarrow p_c = 0,64 atm$$

**Na calculadora:**  $x^y = 0,4^{\left(\frac{1}{0,29}\right)}$  e  ${}^{0,29}\sqrt{0,4}$  é calculado pelo inverso de  $x^y$  ou direto  $\sqrt[y]{x}$

$$p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa \Rightarrow 1,2(0,35)^{1,4} = 5(V_2)^{1,4} \Rightarrow V_2 = \sqrt[1,4]{\frac{0,276}{5}} \Rightarrow V_2 = \sqrt[1,4]{0,055} = 0,1263 m^3$$

## BIBLIOGRAFIA CONSULTADA

- ABBOT, Michael M.; VAN NESS, Hendrick C. **Thermodynamics: theory and problems**. 2.ed. New York: McGraw-Hill, 1989. 362p.
- BAYLEY, F.J. et al. **Heat transfer**. New York: Barnes & Noble, 1972. 438p.
- BURGHARDT, M. David. **Engineering thermodynamics with applications**. New York: Harper & Row Publishers, 1978. 502p.
- BURLANGER, P.; ADAM, B. **Motores Diesel**. HEMUS, [s.d.]. 660p,
- CIMBLERIS, Borisas. **Termodinâmica: problemas**. Rio de Janeiro: Ao Livro Técnico, 1966. 206p.
- COSTA, Ennio Cruz da. **Física aplicada à construção: conforto térmico**. 2.ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1974. 260p.
- COSTA, Ennio Cruz da. **Física industrial: refrigeração.v.1**. Porto Alegre: Emma-PUC, 1975. 193p.
- COSTA, Ennio Cruz da. **Física industrial: termodinâmica - Parte I. Tomo I**. Porto Alegre: Globo, 1971. 249p.
- COSTA, Ennio Cruz da. **Física industrial: termodinâmica - Parte II. Tomo I**. Porto Alegre: Globo, 1971. 237p.
- COSTA, Ennio Cruz da. **Transmissão de calor**. Tomo V. Porto Alegre: Globo, 1967. 408p.
- DOSSAT, Roy J. **Princípios de refrigeração**. São Paulo: Hemus, [s.d.]. 884p.
- FAIRES, Virgil Moring; SIMMANG, Clifford Max. **Termodinâmica**. 6.ed. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1983. 603p.
- FAIRES, Virgil M. **Termodinâmica**. 4.ed. Rio de Janeiro: Ao Livro Técnico, 1966. 879p.
- FINN, C.B.P. **Thermal physics: physics and its application**. 2.ed. United Kindom: Stanley Thornes, 1998. 256p.
- HALL, Newman A.; IBELE, Warren E. **Engineering thermodynamics**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1960. 643p.
- INCROPERA, Frank P.; WITT, David P.de. **Fundamentos de transferência de calor e massa**. 3.ed. Rio de Janeiro: Guanabara Koogan, 1992, 455p.
- JONES, W.P. **Engenharia de ar condicionado**. Rio de Janeiro: Campus, 1983. 506p.
- KEENAN, Joseph H. **Thermodynamics**. Cambridge: M.I.T., 1970. 507p.
- KERN, Donald Q. **Process heat transfer**. New York: McGraw-Hill, 1990. 871p.
- KREITH, Frank. **Princípios da transmissão de calor**. São Paulo: Edgard Blücher, 1969. 641p.
- LEE, John F.; SEARS, Francis Weston. **Termodinâmica**. São Paulo: Ao Livro Técnico, 1969. 667p.
- MACEDO, H.; LUIZ, A.M. **Problemas de termodinâmica básica: física e química**. São Paulo: Edgard Blücher, 1978. 323p.
- MORAN, Michael J.; SHAPIRO, Howard N. **Princípios de termodinâmica para engenharia**. 4.ed. Rio de Janeiro: LTC, 2002. 681p.
- MIALHE, Luiz Geraldo. **Máquinas motoras na agricultura**. v.1. São Paulo: Pedagógica e Universitária-EDUSP, 1980. 289p.
- OBERT, Edward Frederic; GAGGIOLI, Richard A. **Thermodynamics**. 2.ed. New York: McGraw-Hill, 1963. 595p.
- OJEA, E. A. **Tratado general de refrigeración**. Argentina: Editorial Bell, 1973. 318p.
- PUZZI, Domingos. **Abastecimento e armazenamento de grãos**. São Paulo: ICES, 1986. 603p.
- RESNICK, Robert; HALLIDAY, David. **Física I**. v.1. 2.ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 1973. 396p.
- RESNICK, Robert; HALLIDAY, David. **Física I**. v.2. 2.ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e

- Científicos, 1973. 396p.
- SAAD, Michael A. **Thermodynamics for engineers**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1966. 642p.
- SEARS, Francis Weston; ZEMANSKY, Mark W. **Física: calor, ondas, ótica**. v.2. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 1977. 440p.
- SCHMIDT, Frank W.; HENDERSON, Robert E.; WOLGEMUTH, Carl H. **Introduction to thermal sciences**. 2.ed. New York: John Wiley & Sons, 1993. 476p.
- SILVA, Marcelo Barbosa da. **Termodinâmica**. v.1. Rio de Janeiro: McGraw-Hill do Brasil, 1972. 244p.
- SILVA, Marcelo Barbosa da. **Termodinâmica**. v.2. Rio de Janeiro: McGraw-Hill do Brasil, 1972. 224p.
- SILVA, Remi Benedito da. **Instalações frigoríficas**. São Paulo: PUCSP, 1973. 411p.
- STOECKER, Wilbert F.; JONES, Jerold W. **Refrigeração e ar condicionado**. São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1985. 481p.
- TADDEI, R.F. **Propriedades termodinâmicas da água e do vapor d'água**. Curitiba: Universidade Federal do Paraná, 1982. 130p.
- VAN WYLEN, Gordon J.; SONNTAG, Richard E. **Fundamentos da termodinâmica clássica**. São Paulo: Edgard Blücher-MEC, 1973. 616p.
- ZEMANSKY, Mark W. **Calor e termodinâmica**. 5.ed. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1978. 593p.