

Universidade de São Paulo
Escola de Engenharia de São Carlos
Departamento de Engenharia Mecânica

SEM 360
FUNDAMENTOS TERMODINÂMICOS

Prof. Dr. Reginaldo Teixeira Coelho
Prof. Dr. Antônio Moreira dos Santos

Maio de 1997

Universidade de São Paulo
Escola de Engenharia de São Carlos
Departamento de Engenharia Mecânica

SEM 360
FUNDAMENTOS TERMODINÂMICOS

Prof. Dr. Reginaldo Teixeira Coelho
Prof. Dr. Antônio Moreira dos Santos

Maio de 1997

ÍNDICE

PREFÁCIO.....	4
1 - CONCEITOS E DEFINIÇÕES.....	5
1.1 <i>Termodinâmica Clássica.....</i>	5
1.2 <i>Sistemas Termodinâmicos.....</i>	5
1.3 <i>Propriedades Termodinâmicas.....</i>	6
1.4 <i>Pressão, Volume e Temperatura como Propriedades Termodinâmicas.....</i>	7
1.5 <i>Mudanças de Estado.....</i>	8
1.6 <i>Equilíbrio Termodinâmico.....</i>	9
1.7 <i>Processos Reversíveis.....</i>	9
REFERÊNCIAS.....	10
PROBLEMAS PROPOSTOS.....	10
2 - PROPRIEDADES DE UMA SUBSTÂNCIA PURA.....	11
2.1 - DEFINIÇÕES.....	11
2.2 - EQUILÍBRIO DE FASES.....	12
2.2.1 - <i>Diagrama Temperatura-Volume.....</i>	13
2.2.2 - <i>Título de uma Mistura Líquido-Vapor Saturado.....</i>	14
EXEMPLO 2-1.....	15
2.2.3 - <i>Diagrama Pressão-Temperatura.....</i>	15
2.2.4 - <i>Diagrama Pressão-Volume Específico.....</i>	17
2.2.5 - <i>Superfícies Pressão-Volume Específico-Temperatura.....</i>	18
2.3 - PROPRIEDADES TABELADAS.....	19
EXEMPLO 2.2.....	20
EXEMPLO 2.3.....	21
EXEMPLO 2.4.....	21
EXEMPLO 2.5.....	21
EXEMPLO 2.6.....	22
EXEMPLO 2.7.....	22
2.4 - EQUAÇÃO DE ESTADO PARA O GÁS IDEAL.....	23
2.5 - OUTRAS EQUAÇÕES DE ESTADO.....	24
EXEMPLO 2.8.....	24
2.6 - PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS DE UMA SUBSTÂNCIA COMPRESSÍVEL SIMPLES ALÉM DE P-V-T.....	25
2.7 - RELACIONAMENTO ENTRE PROPRIEDADES PARA GASES IDEAIS.....	27
2.7.1 - <i>O Caso Especial de um Processo Adiabático Reversível para um Sistema Estacionário.....</i>	28
2.7.2 - <i>Processos Politrópicos.....</i>	30
EXEMPLO 2.9.....	30
REFERÊNCIAS.....	32
PROBLEMAS PROPOSTOS.....	32
3 - CALOR.....	34
3.1 - <i>Calor - Definição.....</i>	34

4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR	36
4.1 - CONDUÇÃO.....	37
EXEMPLO 4.1	39
4.2 - CONVECÇÃO	39
4.3 - RADIAÇÃO	42
EXEMPLO 4.2.....	44
EXERCÍCIOS PROPOSTOS	45
5 - INTRODUÇÃO À CONDUÇÃO DE CALOR.....	47
5.1 - A EQUAÇÃO DA TAXA DE CONDUÇÃO	47
5.2 - AS PROPRIEDADES TÉRMICAS DA MATÉRIA	50
5.2.1 - <i>Condutividade Térmica</i>	50
5.2.2 - <i>Outras Propriedades Relevantes</i>	53
5.3 - A EQUAÇÃO DA DIFUSÃO DO CALOR	54
6 - CONDUÇÃO UNIDIMENSIONAL EM REGIME PERMANENTE.....	59
6.1 - PAREDE PLANA	59
6.1.1 - <i>Distribuição de temperatura</i>	60
6.1.2 - <i>Resistência Térmica</i>	61
6.1.3 - <i>A Parede Composta</i>	63
6.1.4 - <i>Resistência de Contato</i>	65
REFERÊNCIAS	70
PROBLEMAS PROPOSTOS	70

ÍNDICE

7 - TRABALHO	77
7.1 - TRABALHO	77
7.1.1 - Trabalho Mecânico	77
Exemplo 7-1	79
7.1.2 - Outras Formas de Trabalho	80
7.1.3 - Trabalho Irreversível	81
Exemplo 7-2	82
8 - PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA APLICADO A SISTEMAS E VOLUMES DE CONTROLE	82
8.1 - PRIMEIRO PRINCÍPIO APLICADO A UM SISTEMA PERCORRENDO UM CICLO	82
8.2 - PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA PARA MUDANÇA DE ESTADO DE UM SISTEMA	83
8.3 - ENERGIA INTERNA - UMA PROPRIEDADE TERMODINÂMICA	87
8.4 - A PROPRIEDADE TERMODINÂMICA ENTALPIA	89
8.5 - CONSERVAÇÃO DA MASSA E O VOLUME DE CONTROLE	92
8.6 - PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA PARA UM VOLUME DE CONTROLE	94
8.7 - O PROCESSO EM REGIME PERMANENTE	97
BIBLIOGRAFIA	100
PROBLEMAS PROPOSTOS.....	100
9 - SEGUNDO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA.....	102
9.1 - MOTORES TÉRMICOS E REFRIGERADORES.....	102
9.2 - SEGUNDO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA.....	106
9.3 - O PROCESSO REVERSÍVEL.....	107
9.4 - O CICLO DE CARNOT	108
9.5 - DOIS TEOREMAS RELATIVOS AO RENDIMENTO DO CICLO DE CARNOT.....	110
9.6 - A ESCALA TERMODINÂMICA DE TEMPERATURA.....	111
9.7 - PRODUÇÃO DE POTÊNCIA E O CICLO DE CARNOT	113
BIBLIOGRAFIA.....	114
EXERCÍCIOS PROPOSTOS	114
10 - ENTROPIA.....	116
10-1 - ENTROPIA - UMA PROPRIEDADE DE UM SISTEMA	117
10.2 - A ENTROPIA PARA UM SUBSTÂNCIA PURA.....	118
10.3 - VARIAÇÃO DE ENTROPIA EM PROCESSOS REVERSÍVEIS	119

11 - CICLOS DE USINAS TERMELÉTRICAS	120
11.1 - O CICLO DE RANKINE	120
11.3 - BIBLIOGRAFIA.....	123

PREFÁCIO

O presente texto foi elaborado com o objetivo de servir como apoio à disciplina *SEM360 - Fundamentos Termodinâmicos*, a qual procura fornecer ao aluno noções básicas de termodinâmica, e transmissão de calor. Dentro da área de termodinâmica dá-se ênfase principalmente à análise de ciclos termodinâmicos, em particular ao Ciclo de Rankine, os quais são fundamentais para o entendimento do funcionamento de usinas termoeletricas, estudadas no curso de Engenharia Eletrotécnica. Na parte referente à transmissão de calor o texto trata principalmente da condução de calor visando análise de dissipadores, o que pode ser diretamente aplicado à dissipação de calor em circuitos elétricos/eletrônicos (transformadores, placas de circuito impresso, etc.), ou ainda a trocadores de calor (caldeiras, condensadores, etc.). Embora em nenhum momento o texto trate em profundidade de nenhum destes tópicos, a intenção é proporcionar ao estudante um texto básico que o capacite a entender outros mais avançados que possam ser necessários no decorrer do curso de Engenharia ou mais tarde na sua vida profissional. Neste texto foram utilizados vários livros que tratam dos diversos assuntos requeridos na ementa da disciplina, uma vez que não foi possível encontrá-los reunidos apenas em um único livro-texto. Todos os livros utilizados referenciados ao longo do texto. Críticas e sugestões serão sempre bem vindas de modo que possamos sempre aperfeiçoar a disciplina a cada nova edição deste trabalho.

1 - CONCEITOS E DEFINIÇÕES

1.1 Termodinâmica Clássica

A termodinâmica clássica usa o enfoque macroscópico para o estudo da transformação da energia contrariamente à termodinâmica estatística, na qual o enfoque é microscópico. O enfoque macroscópico trabalha com um grande número de moléculas de modo a poder definir e usar um valor médio das propriedades para descrever o comportamento de uma substância. Por outro lado o enfoque microscópico usa uma quantidade pequena de moléculas de uma substância para estudar e tentar descrever o comportamento de cada molécula. A análise microscópica é extensivamente empregada em textos de teoria cinemática e mecânica estatística. O enfoque a ser empregado ao longo deste texto será o *macroscópico*, embora o microscópico possa ser mencionado ocasionalmente para auxiliar no entendimento particular de algum fenômeno. Do ponto de vista macroscópico, fluidos são tratados como contínuos ao invés de composto por partículas individuais. Este conceito tem uma maior variedade de aplicações e pode ser usado para explicar muitas questões no estudo da termodinâmica; contudo ele não é válido em determinadas situações onde muito poucas moléculas estão envolvidas ou onde o comportamento das moléculas individuais se torna significativo.

1.2 - Sistemas Termodinâmicos

Um *sistema termodinâmico* é definido como uma porção de massa do universo escolhido para uma análise termodinâmica. O sistema é então separado das sua vizinhança por uma fronteira. Portanto, um sistema é uma quantidade fixa de massa, de identidade única, e toda matéria está dentro ou na vizinhança do sistema. Uma palavra muito importante na definição de um sistema é “escolhido”. O indivíduo fazendo a análise pode colocar a fronteira do sistema em qualquer lugar desejado. A única restrição é que a fronteira do sistema deve incluir uma quantidade de massa grande o suficiente para ser considerada do ponto de vista macroscópico. Em muitos casos é óbvio o melhor lugar para se colocar a fronteira, mas em outros é necessária uma certa experiência para que se faça uma boa escolha. Frequentemente a análise pode ser facilitada pela escolha da fronteira do sistema. Até certo ponto a escolha da fronteira do sistema em termodinâmica é similar à escolha do diagrama de corpo livre na mecânica, onde se exclui ou se inclui certas forças a fim de se simplificar o problema. Na termodinâmica a fronteira do sistema é escolhida para incluir, ou incluir, certas transferências de energia que podem simplificar a análise. Na mecânica o objetivo da análise é determinar as forças que agem no corpo livre e por consequência seu movimento. Na termodinâmica o objetivo é determinar as transferências ou transformações de energia e por consequência as mudanças de estado de um sistema. É importante notar que somente energia cruza as fronteiras do sistema e estas podem ser fixas ou se moverem no espaço. Massa não cruza a fronteira, como será visto com mais detalhes à frente, somente duas formas de energia cruzam as fronteiras do sistema, *calor ou trabalho*. Um esquema ilustrativo na Figura 1.1 mostra este conceito.

Frequentemente é necessário analisar um aparelho onde um fluido está escoando e a aplicação do conceito de quantidade fixa de massa de um sistema termodinâmico pode se tornar difícil. Nestes casos, é vantajoso aplicar a análise termodinâmica em certa região do espaço. Esta região é então chamada *volume de controle*, o que é mostrado na Figura 1.2.

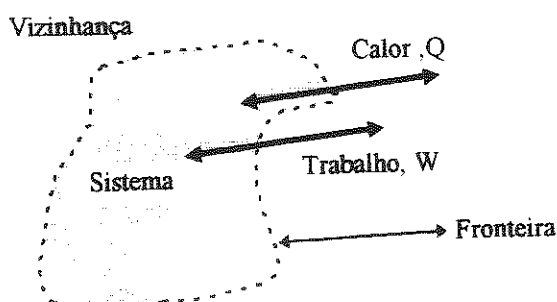


Figura 1.1 - O sistema termodinâmico

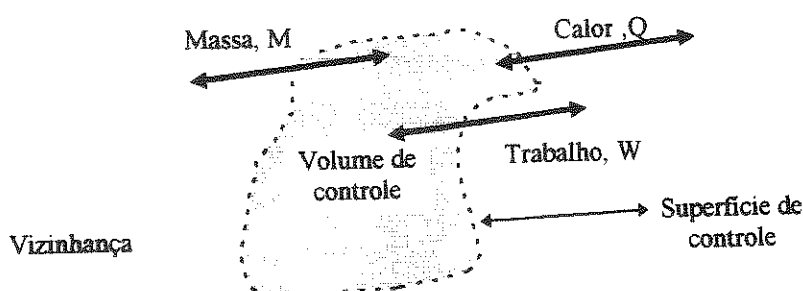


Figura 1.2 - O volume de controle

O volume de controle é separado da vizinhança pela *superfície de controle*, a qual é análoga à *fronteira* do sistema. No entanto, a transferência de massa pode ocorrer através da superfície de controle. O volume de controle pode mover-se no espaço e seu volume pode alterar-se, com o tempo. Embora não existam restrições, o volume de controle pode, em certos casos, ser estacionário e ter volume constante.

Como visto até este ponto, um sistema é uma quantidade fixa de matéria e não apresenta transferência de massa através de sua *fronteira*, somente energia pode fluir através desta. Por outro lado, energia e massa podem fluir através de uma *superfície de controle* num volume de controle.

Em muitos casos a *fronteira* de um sistema pode ser escolhida de forma que a energia não cruze as fronteiras, o que se caracteriza como um *sistema isolado*. Em outros casos há uma distribuição uniforme de massa através do sistema, o que é chamado de *sistema homogêneo*, caso contrário se constituirá num *sistema heterogêneo*.

1.3 - Propriedades Termodinâmicas

Uma propriedade termodinâmica pode ser uma característica observável de uma substância. Propriedades são geralmente divididas em duas categorias: *extensivas* e *intensivas*. As propriedades extensivas são aquelas que dependem da quantidade de massa no sistema e intensivas, ao contrário, são independentes. Pressão e temperatura, por exemplo são propriedades intensivas, enquanto volume é um exemplo de propriedade extensiva. Se 5g de hélio num balão constitui um sistema A, e um sistema B é formado de 1 mg de hélio no centro do balão, a pressão e a temperatura dos sistemas A e B são idênticas, enquanto que o volume deste difere.

O estado termodinâmico de um sistema é a sua condição como descrito pelas suas características físicas, isto é, pelas suas propriedades termodinâmicas. O estado de um sistema pode ser especificado, ou fixado, uma vez que as propriedades independentes para aquele determinado sistema tenham sido especificadas. Mais à frente poder-se-á determinar o número de propriedades independentes para um sistema. Especificar o comprimento do lado de uma cubo fixa todas as suas propriedades geométricas, da mesma forma que especificar pressão, temperatura e massa de hélio num balão pode ser suficiente para determinar seu volume.

1.4 - Pressão, Volume e Temperatura como Propriedades Termodinâmicas

Qualquer sistema submetido a forças externas perceberá esforços em suas fronteiras. Num sistema fluido a força por unidade de área exercida na direção normal à área da fronteira é chamada *pressão*, P , a qual é definida como sendo positiva se dirigida para fora do sistema (em sistemas sólidos é normalmente chamada *tensão*). A pressão em qualquer ponto num sistema fluido em equilíbrio, tem o mesmo módulo em qualquer direção. A propriedade termodinâmica pressão é uma pressão absoluta. Muitos medidores de pressão medem a diferença entre a pressão do sistema e a do ambiente. Esta é no entanto, chamada pressão manométrica. Neste caso para converter a pressão manométrica em absoluta deve-se adicionar a pressão ambiente (pressão atmosférica). Portanto,

$$P = P_G + P_{\text{ambiente}} \quad (1.1)$$

Neste contexto a palavra pressão será sempre empregada como pressão absoluta e quando houver necessidade de se usar a pressão manométrica esta será evidenciada. Quando, entretanto, um manômetro medir a pressão de vácuo esta será uma pressão manométrica negativa (a pressão do sistema menos a ambiente).

O volume, V , de um sistema é uma propriedade termodinâmica extensiva e, portanto tem-se o volume específico (volume por unidade de massa) $v = V/M$ que é uma propriedade termodinâmica intensiva muito mais útil. O recíproco do volume específico, a densidade, será também muito utilizada.

$$\rho = 1/v \quad (1.2)$$

Em termodinâmica o volume específico é uma propriedade mais comumente utilizada, enquanto em mecânica dos fluidos e transferência de calor, densidade é muito mais utilizada.

Uma escala absoluta de temperatura em termodinâmica será estabelecida com a ajuda da segunda lei da termodinâmica, assim como uma definição de temperatura. A medição desta propriedade pode ser feita através do uso de um termômetro e da lei zero da termodinâmica. Esta lei declara: "*Quando dois corpos quaisquer estão em equilíbrio térmico com um terceiro, estes estão em equilíbrio entre si*". Portanto, colocando-se um termômetro (corpo A) dentro de um sistema (corpo B) e esperando-se até que alguma propriedade do corpo A se torne constante, por exemplo, o comprimento (a propriedade poderia ser volume, resistência elétrica, etc.) pode-se concluir que os corpos A e B estão em equilíbrio térmico. Se o termômetro for então colocado dentro de um terceiro sistema (corpo C) e o comprimento medido for o mesmo, pode-se concluir que os corpos B e C estão em equilíbrio termodinâmico, portanto à mesma temperatura.

Embora a lei zero da termodinâmica possa parecer óbvia e desnecessária, ela não pode ser derivada de nenhuma outra lei e para certos tipos de equilíbrio, que não o termodinâmico, não se pode aplicar relação equivalente. Por exemplo, "quando uma barra de zinco e uma de cobre são mergulhadas numa solução de sulfato de zinco, ambas entram em equilíbrio elétrico com a solução. Se ambas são conectadas por um fio, descobre-se que elas não estão em equilíbrio elétrico entre si, uma vez que uma corrente elétrica passa a circular pelo fio."

O termômetro usado na ilustração da lei zero da termodinâmica pode ser gravado com qualquer escala conveniente de temperatura. As escalas *Fahrenheit* e *Celsius* são duas das mais comuns. A escala termodinâmica absoluta de temperatura no sistema internacional de unidades (SI) é a *Kelvin* (sem o símbolo de grau). A escala Celsius ($^{\circ}\text{C}$) tem a seguinte relação com a absoluta:

$$K = ^{\circ}\text{C} + 273.15^{\circ}$$

Na escala Celsius o ponto triplo para a água (onde sólido, líquido e as fases de vapor co-existem juntas em equilíbrio) é 0.01°C e o ponto normal de fervura da água é 100°C . Note porém que o "tamanho" do grau na escala Celsius é o mesmo que o do Kelvin, portanto, uma diferença de temperatura em ambas as escalas é numericamente equivalente. Para maiores detalhes sobre as escalas de temperatura, consulte *Fundamentos da termodinâmica Clássica* - Gordon Van Whaley e Richard E. Sonntag.

1.5 - Mudanças de Estado

Um sistema termodinâmico passa por um *processo* quando muda de um estado para outro. A série de estados pelos quais o sistema passa quando vai do estado original para o final constitui o *caminho* para aquele processo. Suponha, por exemplo, que o ar escape do pneu de uma bicicleta, bem lentamente, de uma pressão de 0.4 para 0.1 MPa enquanto a temperatura permanece constante (veja Figura 1.3). Escolhendo a massa de ar dentro do pneu no estado final como o sistema, pode-se dizer que o sistema passou por um processo à temperatura constante (isotérmico). O processo é também mostrado na Figura 1.3 num diagrama pressão por volume específico.

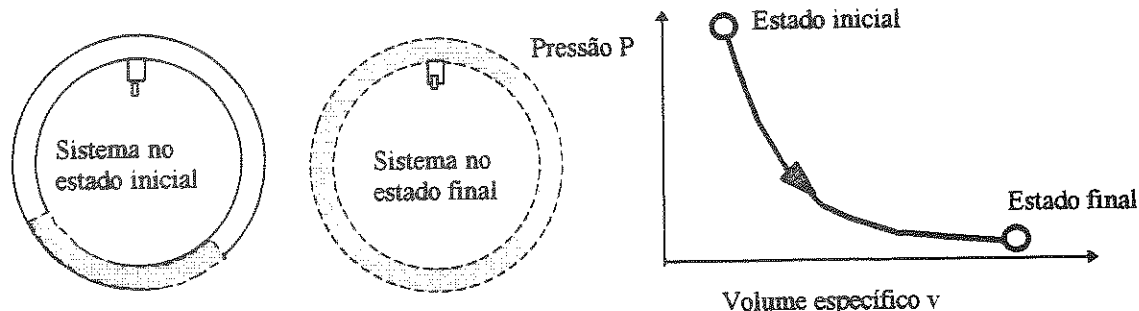


Figura 1.3 - Ilustração de um processo termodinâmico

Uma série de processos podem ser arranjados sequencialmente de modo que o sistema retorna ao seu estado inicial. Esta série de processos é chamada de *ciclo termodinâmico*. A Figura 1.4 mostra dois ciclos termodinâmicos típicos.

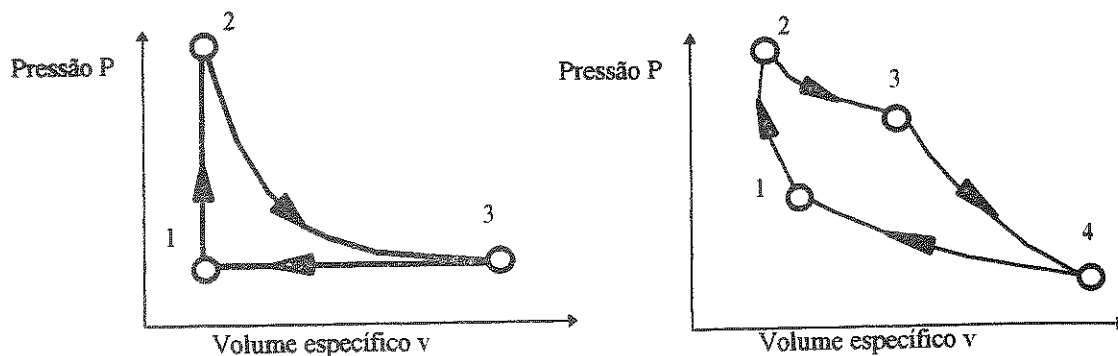


Figura 1.4 - Exemplos de ciclos

1.6 - Equilíbrio Termodinâmico

Um sistema está em equilíbrio termodinâmico quando é incapaz de mudanças espontâneas, mesmo que seja por ação de um catalisador ou uma perturbação mínima. Uma mistura estequiométrica de hidrogênio e oxigênio pode constituir um sistema, mas este sistema não está em equilíbrio termodinâmico porque ele é capaz de mudanças espontâneas quando sujeito à ação de um catalisador ou pequena centelha.

O equilíbrio termodinâmico requer que o sistema esteja em equilíbrio térmico, mecânico, e químico. O equilíbrio térmico requer que a temperatura do sistema seja uniforme, equilíbrio mecânico requer que a pressão através do sistema seja uniforme e equilíbrio químico requer que o sistema seja incapaz de mudança espontânea em composição.

Para que o sistema passe por um processo pode ser necessário uma perturbação para conduzi-lo na direção desejada. Desta forma a temperatura pode não ser completamente uniforme se energia deve ser transferida através da fronteira do sistema na forma de calor. A pressão pode não ser completamente uniforme se a fronteira se move para dar origem a um processo com mudança de volume. Quando os desvios do equilíbrio são infinitesimais, o processo é chamado de quase-equilíbrio e assume-se que o sistema está em equilíbrio termodinâmico completo. Portanto o caminho pelo qual o processo aconteceu pode ser mostrado em qualquer diagrama de propriedades termodinâmicas, uma vez que o sistema está em equilíbrio e suas propriedades são definidas. Processos que ocorrem lentamente, podem ser assumidos como em quase-equilíbrio, enquanto aqueles que ocorrem relativamente rápidos podem se desviar significativamente do equilíbrio. Neste último caso o sistema pode estar ainda em equilíbrio nos estado inicial e final, mas o caminho exato pelo qual o processo passou, não pode ser mostrado através de um diagrama de propriedades termodinâmicas porque estas não podem ser definidas para um sistema que não esteja em equilíbrio.

1.7 - Processos Reversíveis

Se um processo pode ser revertido por si só completamente em todos os seus detalhes seguindo exatamente o mesmo caminho inicial, este é chamado *reversível*. Da mesma forma, se um processo reversível ocorre seguido por uma volta também reversível ao mesmo estado inicial, não haverá evidências no sistema, ou vizinhanças, de que este(s) processo(s) ocorreu(ram). Há uma condição necessária, mas não suficiente, para que um processo seja reversível: este deve-se passar por estados de quase-equilíbrio. Se um processo ocorre muito rapidamente o sistema pode não passar por estados de equilíbrio ao longo do caminho, portanto não caracterizando um processo reversível. Um exemplo simples serve para ilustrar este caso: quando um pistão sem atrito, montado na posição horizontal, se move dentro de um cilindro contendo um gás. Se o pistão se move para fora com uma velocidade igual à média do movimento das moléculas do gás, a força exercida no pistão pelo gás será desprezivelmente pequena, uma vez que pouquíssimas moléculas estarão em contato com o pistão e aquelas que estão em contato com o pistão terão velocidade muito baixa, relativa a este. Muito menos trabalho é obtido nesta expansão rápida do que numa situação de expansão lenta. Se em seguida o pistão se move para dentro do cilindro á uma velocidade novamente igual à média daquela das moléculas do gás, numa compressão, mais moléculas irão se chocar com o pistão e a velocidade relativa entre as moléculas e o pistão será muito maior, surgindo, desta forma, uma força muito maior e muito mais trabalho será necessário do que numa compressão lenta. Fica claro, portanto que muito mais trabalho foi necessário na compressão do que na expansão, caracterizando um processo irreversível, por causa da rapidez com que os processo foi realizado.

Outro fator que predetermina a irreversibilidade do processo é o atrito. Se esta estiver presente de alguma forma isto irá se caracterizar como um processo irreversível. Para ser reversível o processo deve reunir ambas as condições de sem atrito e de quase-equilíbrio. Deve-se, portanto, notar que no mundo real não há um processo reversível, porém este é um conceito muito útil em termodinâmica como um caso limite. Em determinados casos existem processos que se aproximam razoavelmente da reversibilidade e uma comparação direta entre o real e o ideal (reversível) fornece uma medida de eficiência do aparelho. Há outros processos que são inerentemente irreversíveis, isto é, não existe uma idealização concebível onde se possa enxergar o processo como reversível (exemplos são correntes elétricas fluindo através de resistores e fluidos passando através de meios porosos). Uma generalização deste conceito pode ser que qualquer processo onde haja um fluxo através de uma diferença finita num dado potencial e onde menos do que o máximo trabalho teórico é produzido, é irreversível.

Existem outros fatores além dos dois mencionados (rápida taxa de mudança e atrito), os quais podem causar irreversibilidades e mais será apresentado a seguir, durante a apresentação da segunda lei da termodinâmica.

REFERÊNCIAS

- [1]- LEE, J.F., SEARS, F.W. "Thermodynamics" Addison-Wesley, Cambridge, Massachusetts, (1955).
- [2]- Van WHYLEY, G.J., SONNTAG, R.E. "Fundamentals of Classical Thermodynamics", 2nd Ed., Revised Printed, SI Version, Wiley, New York, (1978)
- [3]- ZEMANSKY, M.W. "Heat and Thermodynamics" 4th Ed., MacGraw-Hill, New York, (1957)
- [4]- WARK, K., "Thermodynamics" MacGraw-Hill, New York, (1966)
- [5]- HATSOPOULOS, G.N., KEENAN, J.H. "Principles of General Thermodynamics", Wiley, New York, (1965).

PROBLEMAS PROPOSTOS

1.1 - Um medidor de pressão atuando num cilindro de gás indica uma pressão de 1.05 MPa quando o barômetro indica a pressão atmosférica local de 95.3 kPa. Qual é a pressão absoluta do gás?

1.2 - Um bloco de gelo a -10°C é colocado dentro da água a 25°C . Qual a temperatura absoluta do gelo e da água? Qual a diferença de temperatura inicial entre o gelo e a água em graus Celsius e em Kelvin?

1.3 - As propriedades de um certo gás podem ser relacionadas usando-se a equação de estado para gás ideal, $PV = MRT$. A constante específica dos gases para este gás, $R = 0.297 \text{ kJ/kg.K}$.

- (a) Quantas propriedades independentes são necessárias para especificar o estado de uma massa fixa deste gás?
- (b) Quais as propriedades intensivas, e extensivas, da equação de estado?
- (c) Reescreva a equação de estado em termos das propriedades intensivas.
- (d) Mostre, esquematicamente num diagrama pressão-volume específico, o caminho seguido por vários processos isotérmicos (temperatura constante).
- (e) Qual a densidade do gás quando este está a 20°C e a pressão manométrica indica 1.0 MPa, enquanto a pressão ambiente é de 0.1 MPa?

1.4 - Um pistão de massa 2.5 kg está encaixado, sem vazamentos, num cilindro de diâmetro 0.080 m. A aceleração da gravidade local é de 9.80 m/s^2 e a pressão barométrica é de 0.100 MPa. Um certa massa M é colocada sobre o pistão, na forma mostrada na Figura P1.4, e a pressão indicada pelo manômetro é 12.0 kPa. Calcule o valor da massa M e a pressão absoluta do gás.

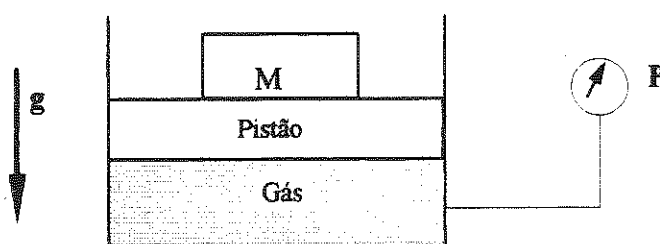


Figura P2.4 - Arranjo pistão-cilindro

1.5 - Um aquecedor elétrico é instalado num tanque isolado contendo água. Quando uma corrente elétrica flui através do aquecedor e sua temperatura excede a da água, existe alguma transferência de calor para ou do sistema se este se constitui de:

- Somente a água?
- O tanque (incluindo a água, o aquecedor e as paredes do tanque)?

1.6 - Um arame de cobre com 1 m de comprimento e 0.01 cm^2 de seção transversal tem aplicado sobre si uma tensão de 0.1 kN. Se a tensão é aumentada para 0.2 kN, durante um processo isotérmico reversível, calcule o trabalho realizado por este processo. Assuma o módulo de Young para o cobre igual a $110 \times 10^6 \text{ kPa}$.

2 - PROPRIEDADES DE UMA SUBSTÂNCIA PURA

2.1 - DEFINIÇÕES

Os sistemas a serem considerados conterão substâncias para as quais certas relações entre propriedades devem ser conhecidas. Desejando-se descrever o estado ou mudanças de estado de um sistema deve-se conhecer algo sobre as características da substância que compõe o sistema. O sistema mais simples é aquele que consiste de uma *substância pura*. A substância pura é uniforme e invariante em sua composição química. Enquanto uma substância pura pode existir nas fases sólida, líquida ou vapor, a sua composição química é idêntica em cada uma das fases. Elementos e compostos estáveis são exemplos de substância pura, enquanto misturas como ligas, soluções líquidas e misturas de gases não são substâncias puras. Neste texto a mistura de gases será assumida como substância pura sempre que todos os componentes se mantenham na fase gasosa. Portanto, ar será considerado como substância pura se a temperatura for alta o suficiente para que não haja condensação de nenhum de seus componentes.

Neste ponto há interesse em descrever-se o sistema com o número mínimo de propriedades necessárias. Obviamente há um grande número de propriedades que podem mudar quando o sistema sofre uma mudança de estado mas muitas destas podem não ser relevantes para descrever o comportamento que se deseja estudar. Por exemplo, pode-se estar interessado em determinar a mudança de pressão de um gás quando seu volume é modificado. Propriedades deste gás tais como a condutibilidade elétrica, a condutibilidade térmica e a viscosidade não são relevantes neste processo. Para ajudar a fechar o objeto de estudo define-se uma *substância pura compressível* como qualquer substância pura onde as tensões superficial, magnética, gravitacional e efeitos de movimento não são significativos. O resultado final desta definição é que o único modo de trabalho reversível é a mudança de volume (PdV); nenhum outro modo de trabalho reversível é possível para uma substância pura compressível.

O princípio de estado é dado por: *O número de propriedades independentes requerido para especificar o estado termodinâmico de um sistema é igual ao número de modos possíveis deste realizar trabalho reversível, mais um.* Este enunciado mostra que especificando-se duas propriedades independentes, especifica-se o estado de uma

substância pura compressível. Um ponto importante que diz respeito a este princípio é que as duas propriedades devem ser independentes, significando que uma não pode ser determinada isoladamente a partir do conhecimento da outra. Em certos processos de mudanças de fase, por exemplo, a pressão e temperatura não são independentes. Desde que um sistema é definido como uma quantidade fixa de matéria, especificando-se a massa não se constitui na especificação de uma das duas propriedades independentes desde que massa não pode ser independentemente modificada.

2.2 - EQUILÍBRIO DE FASES

Para ilustrar a mudança de fases para uma substância pura simples, considera-se um sólido num cilindro vertical, Figura 2.1. Este sólido, definido como o sistema, tem sobre si um pistão flutuante de modo que a pressão seja constante sobre o sistema. Calor é então fornecido ao sistema de modo que este sofra uma adição de calor num processo à pressão constante.

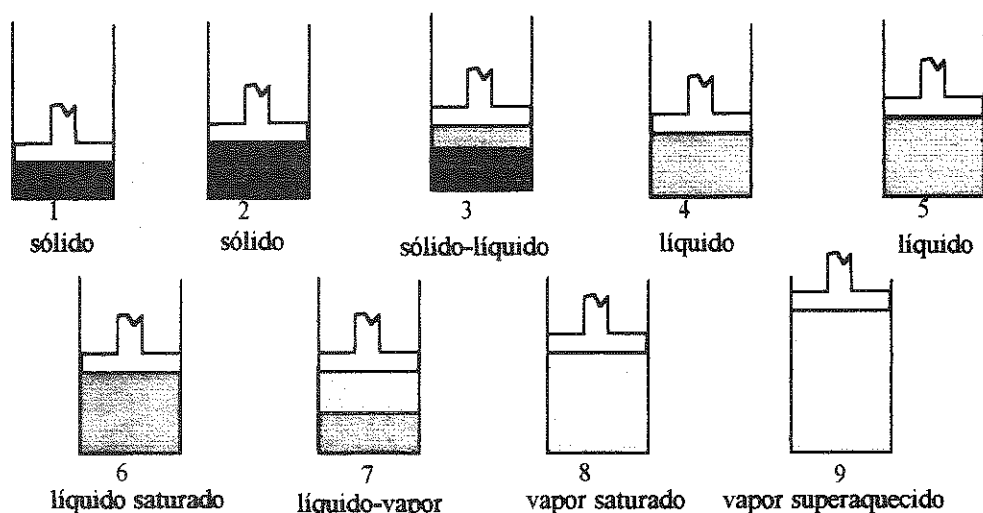


Figura 2.1 - Adição de calor num processo de Pressão constante.

Segue-se o caminho deste processo num diagrama temperatura-volume conforme mostrado na Figura 2.2.

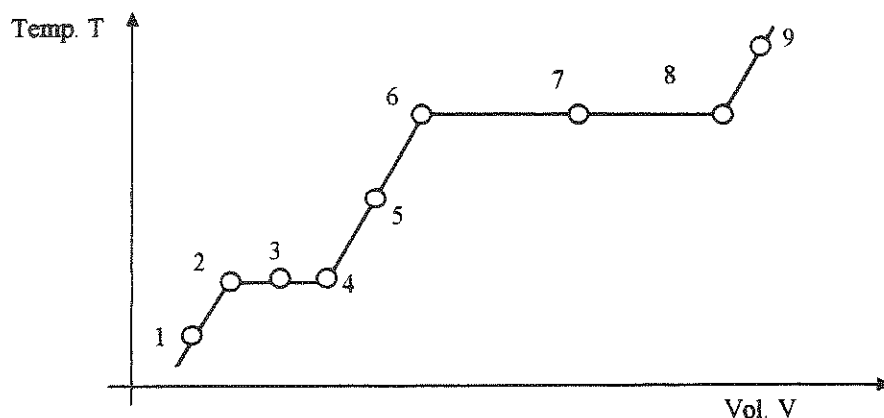


Figura 2.2 - Diagrama Temperatura-Volume correspondendo ao processo de adição de calor.

Quando calor é adicionado, ambos volume e temperatura do sólido aumentam, como mostrado pelo caminho 1-2 no diagrama da Figura 2.2. Este caminho é naturalmente curto uma vez que está-se assumindo que a expansão é muito pequena e o volume pode ser considerado quase que constante. No estado 3, o sólido está na sua temperatura de fusão para aquela pressão e uma adição de calor causa uma transformação de parte deste para a fase líquida, como mostrado na Figura 2.1. Nota-se que o líquido flutua no sólido por ser menos denso, portanto esta é uma substância que se expande na fusão (contrai-se na solidificação). Enquanto muitas substâncias se comportam desta maneira, água tem comportamento contrário. Conclui-se, portanto, que a substância pura do exemplo não pode ser água.

Conforme mais calor é adicionado o sólido restante continua a se fundir até que todo o sistema seja líquido, no estado 4. Nesta região onde o sólido e líquido coexistem em equilíbrio (2-4) ambas pressão e temperatura permanecem constantes. Portanto, P e T não são propriedades independentes nesta região, e se um deles é conhecido, o outro também o será.

Continuando-se a acrescentar calor ao líquido, causa-se um aumento de volume e temperatura passando-se pelo estado 5, até atingir-se uma temperatura tal que a substância começa a mudar da fase líquida para vapor, estado 6. O líquido neste estado é chamado *líquido saturado* porque qualquer adição de calor converterá parte do líquido em vapor. A temperatura e pressão na qual ocorre esta mudança de fase líquido-vapor (evaporação ou condensação) são chamadas *temperatura de condensação* e *pressão de condensação* respectivamente. No estado 7 o líquido e vapor existem em equilíbrio e ao longo desta linha (6-7-8), a pressão e temperatura são novamente propriedades dependentes. Quando adiciona-se então uma quantidade de calor suficiente para vaporizar todo o líquido, mas o sistema está ainda na temperatura de saturação para a pressão dada, o sistema está no estado 8 onde o vapor é chamado *vapor saturado* (uma pequena retirada de calor do vapor causaria condensação, portanto o vapor é saturado).

Se novamente calor fosse adicionado, a temperatura e o volume do vapor aumentariam como mostrado no caminho 8-9 e o vapor seria chamado *vapor superaquecido*, porque este está a uma temperatura maior do que a temperatura de saturação para aquela pressão.

2.2.1 - Diagrama Temperatura-Volume

O diagrama temperatura-volume (Figura 2.2) usado para ilustrar o caminho do processo de aquecimento descrito acima é uma valiosa ferramenta para visualizar o processo, assim como para auxiliar na determinação dos estados do sistema. Um diagrama mais completo pode ser, então, mais útil. Concentrando a atenção nas regiões de líquido, líquido-vapor e vapor, repete-se o processo de adição de calor anteriormente descrito, agora para diferentes valores de pressão no sistema. Obtém-se então diversos caminhos similares ao 5-6-7-8-9, como mostrado na Figura 2.3

Quando a pressão atinge um valor de P_c , uma mudança distinta de fase entre o líquido e o vapor não mais ocorre. O estado, referenciado como c na Figura 2.3, é o ponto crítico para esta substância e a pressão crítica e temperatura crítica são referenciadas como P_c e T_c respectivamente. A linha grossa 6-10-13-C é o local dos estados de líquido saturado, chamada de linha de líquido saturado e a linha grossa 8-12-14-C é a linha de vapor saturado. Estas duas linhas se encontram no ponto crítico. A região do lado direito da linha de vapor saturado é a região de vapor superaquecido, e a região do lado esquerdo da linha de líquido saturado é a região de líquido sub-resfriado líquido comprimido. Esta região é chamada de sub-resfriada porque a temperatura está abaixo da temperatura de saturação

para qualquer pressão dada e é também chamada comprimida porque a pressão está acima da pressão de saturação para qualquer temperatura dada.

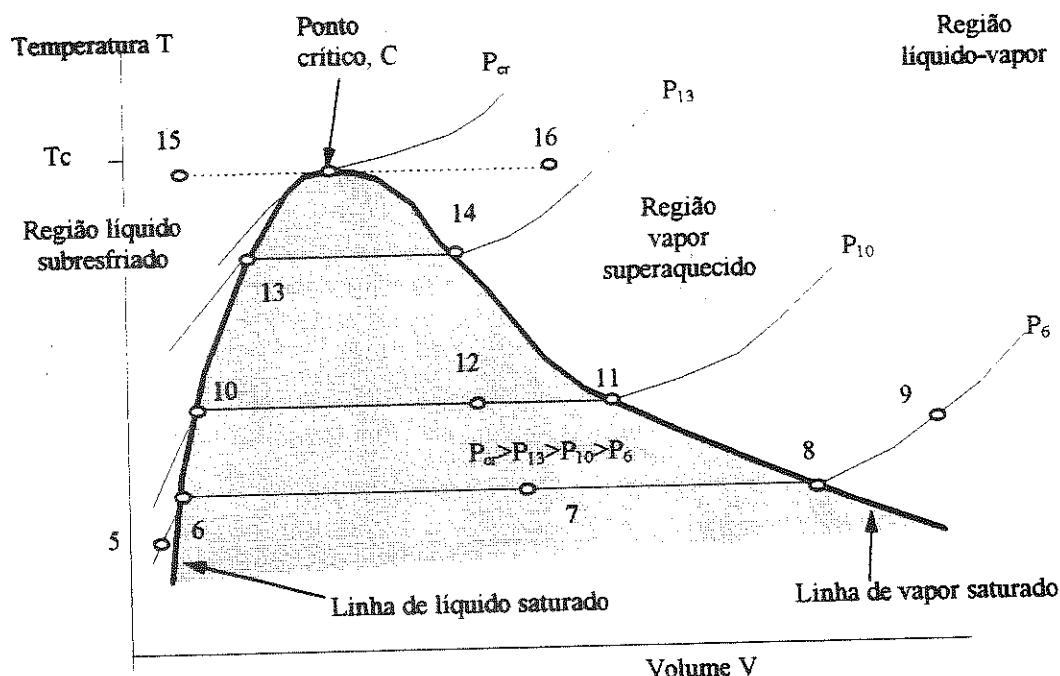


Figura 2.3 - Diagrama temperatura-volume para as regiões de líquido e vapor.

Em temperaturas acima da crítica, o fluido pode passar de uma região onde suas propriedades são como aquelas de um líquido (ponto 15 na Figura 2.3) para uma região onde suas propriedades são como aquelas de um vapor (ponto 16 na Figura 2.3) sem passar por uma mudança distinta de fase. A mudança é gradual e contínua. O problema de se decidir entre chamar a substância de líquido ou vapor na região acima, mas próxima do ponto crítico pode ser resolvido simplesmente se referindo a ele como fluido.

A abscissa mostrada nas Figuras 2.2 e 2.3 é volume, mas com um sistema (quantidade fixa de massa) o volume específico também poderia ser empregado. Desde que nenhum valor numérico foi mostrado, a abscissa pode também ser referida como volume específico.

2.2.2 - Título de uma Mistura Líquido-Vapor Saturated

Uma propriedade que será largamente utilizada para misturas em equilíbrio de líquido e vapor saturados é o título. Título é a fração de massa de vapor saturado numa mistura líquido-vapor. Um valor igual a zero indica que somente líquido saturado está presente e um valor igual a 1 indica que somente vapor saturado está presente. O título, representado pela letra x , pode ser escrita como:

$$x = \frac{\text{massa de vapor saturado}}{\text{massa de vapor saturado} + \text{massa de líquido saturado}} \quad (2.1)$$

O título é uma propriedade muito útil no cômputo de outras propriedades na região líquido-vapor. Considere um sistema contendo uma massa total M de uma mistura líquido-vapor, ocupando um volume V . O volume específico

de líquido saturado é representado por v_f , e o volume específico de vapor saturado é representado por v_g , (os subscritos f e g são usados na maioria das tabelas de propriedades termodinâmicas para representar líquido saturado e vapor saturado respectivamente). Desta definição de título tem-se:

$$M_g = xM \quad (2.2)$$

e

$$M_f = (1-x)M \quad (2.3)$$

Usando as equações (2.2) e (2.3) na definição de volume específico pode-se obter:

$$\begin{aligned} v &= \frac{V}{M} = \frac{(V_f + V_g)}{M} = \frac{(M_f v_f + M_g v_g)}{M} = \\ &= \frac{(1-x)v_f M + xM v_g}{M} \\ v &= (1-x)v_f + x v_g \end{aligned} \quad (2.4)$$

O volume específico da mistura, v , pode ser prontamente computado da equação (2.4) se título e o volume específico do líquido saturado e do vapor saturado são conhecidos. Tipicamente os valores das propriedades ao longo das linhas de líquido saturado e de vapor saturado (v_f e v_g neste caso) são obtidos das tabelas de saturação, como a Tabela A-1.1 e A-1.2 no Apêndice.

EXEMPLO 2-1

Encontre o título de uma mistura líquido-vapor onde $v_f = 0.00101 \text{ m}^3/\text{kg}$, $v_g = 0.00526 \text{ m}^3/\text{kg}$, e a massa total é de 2.0 kg ocupando um volume de 0.01 m^3

SOLUÇÃO:

Usando a equação (2.4) e resolvendo para x tem-se:

$$x = (v - v_f)/(v_g - v_f)$$

onde

$$v = V/M = 0.01/2 = 0.005 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$x = (0.005 - 0.00101)/(0.00526 - 0.00101) = 0.9388$$

Comentário: No estado particular dado, a mistura consiste de 93.88% vapor saturado e 6.12% líquido saturado. Valores em massa.

2.2.3 - Diagrama Pressão-Temperatura

Outro diagrama de propriedades muito útil é o diagrama pressão-temperatura. A Figura 2.4 mostra tal diagrama para uma substância que se contrai quando congela. Um diagrama para uma substância que se expande ao congelar é similar exceto que a linha de fusão é ligeiramente inclinada para a esquerda, em relação à vertical, quando a pressão aumenta, ao invés de se inclinar para a direita, como mostrado na Figura 2.4.

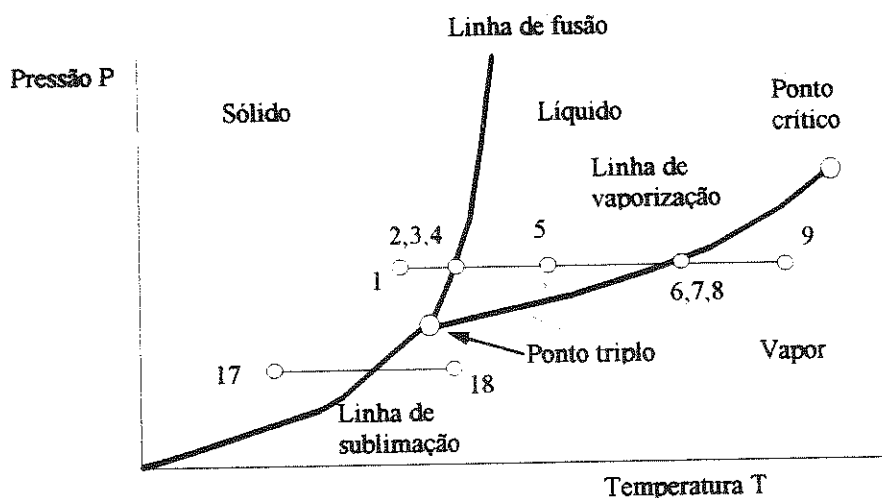


Figura 2.4 - Diagrama pressão-temperatura para uma substância que se contrai ao congelar.

Os estados para o processo de aquecimento à pressão constante, mostrados nas Figuras 2.1 e 2.2 também, são mostrados na Figura 2.4. A região de dupla fase (líquido-vapor) mostrada na Figura 2.3 aparece em 2.4 como a linha de vaporização.

O *ponto triplo*, demarca os valores de temperatura e pressão nos quais as três fases líquido, sólido e vapor coexistem em equilíbrio. Este é somente um ponto no diagrama P - T . Nos diagramas temperatura-volume e pressão-volume as três fases podem coexistir em equilíbrio em um certo número de estados representados por uma linha (chamada linha tripla). Em outros diagramas tridimensionais de propriedades os estados triplos caem numa superfície fechada. De qualquer modo, a pressão e temperatura em qualquer estado triplo tem sempre valores únicos e são os mesmos do ponto triplo. Obviamente, pressão e temperatura não são propriedades independentes quando as três fases coexistem ao mesmo em equilíbrio.

É possível ir diretamente da região de sólido para a de vapor cruzando a linha de sublimação, como ilustrado pelo caminho 17-18 na Figura 2.4. Dióxido de carbono sólido (gelo seco) na pressão atmosférica ilustra este processo. Esta substância possui um ponto triplo de pressão aproximadamente igual a 0.52 MPa, o qual está bem abaixo da pressão atmosférica, de modo que a 1 atm de pressão dióxido de carbono sublima a cerca de -77°C . A Figura 2.4 é esquemática, enquanto a Figura 2.5 mostra as linhas de vaporização real para algumas substâncias puras.

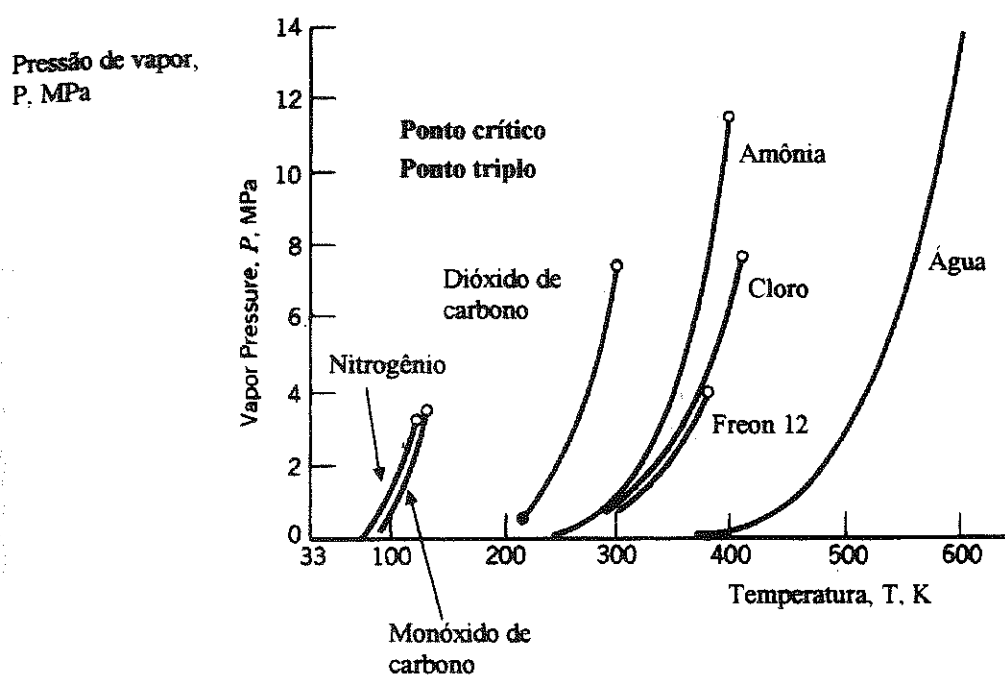


Figura 2.5 - Relacionamento pressão-temperatura na região de líquido-vapor para fluidos reais.

2.2.4 - Diagrama Pressão-Volume Específico

As informações contidas na Figura 2.3 podem ser marcadas num gráfico pressão-volume específico de modo que um diagrama como o mostrado na Figura 2.6 possa ser obtido.

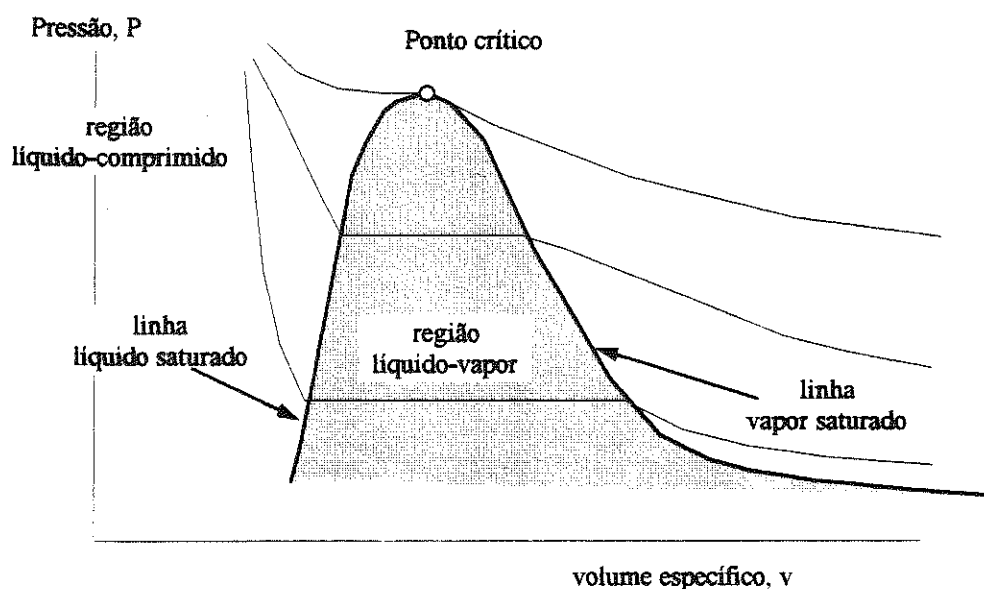


Figura 2.6 - Diagrama pressão-volume específico para as regiões de líquido e vapor.

As linhas de líquido saturado e vapor saturado são desenhadas com linha mais espessa e se encontram no ponto crítico. A isoterma crítica $T = T_c$ tem um ponto de inflexão no ponto crítico. Outras linhas de temperatura constante são também mostradas na Figura 2.6.

2.2.5 - Superfícies Pressão-Volume Específico-Temperatura

O princípio dos estados declara que para uma substância simples compressível, duas propriedades independentes são necessárias para especificar completamente um estado. Três propriedades tem sido discutidas até o presente ponto, pressão, volume específico e temperatura e em geral somente duas delas são independentes de modo que a terceira pode ser escrita como função das outras duas, por exemplo $T = f(P, v)$. Uma vez que isto define uma superfície no espaço, espera-se obter uma superfície colocando-se estas variáveis num gráfico 3-D. Isto é, todos os estados de equilíbrio para uma substância simples compressível cai sobre uma superfície $P-v-T$. A superfície $P-v-T$ é extremamente útil na visualização das mudanças de propriedades para certos processos, particularmente processos de mudança de fase.

A Figura 2.7 mostra tal representação para uma substância que se contrai quando congelada.

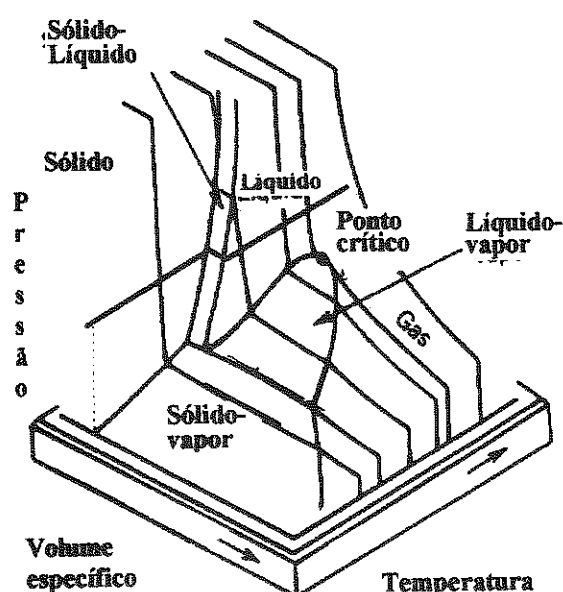


Figura 2.7 - Superfície $P-v-T$ para uma substância que se contrai no congelamento

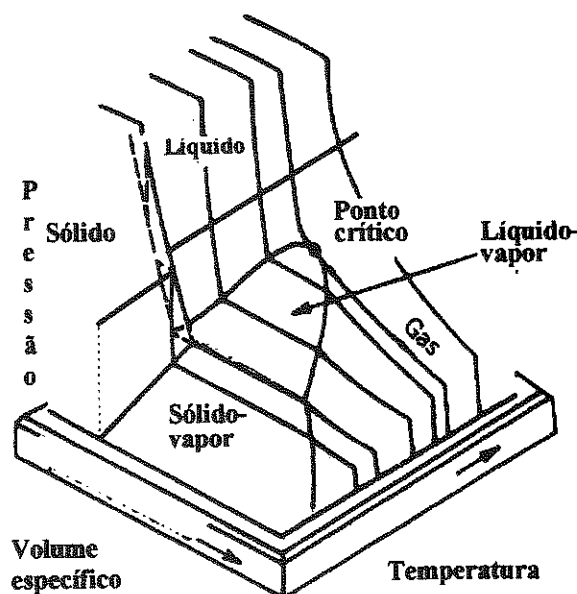


Figura 2.8 - Superfície $P-v-T$ para uma substância que se expande no congelamento

Diferentes vistas destas superfícies das direções paralelas ao eixo do volume e da temperatura estão mostradas na Figura 2.9

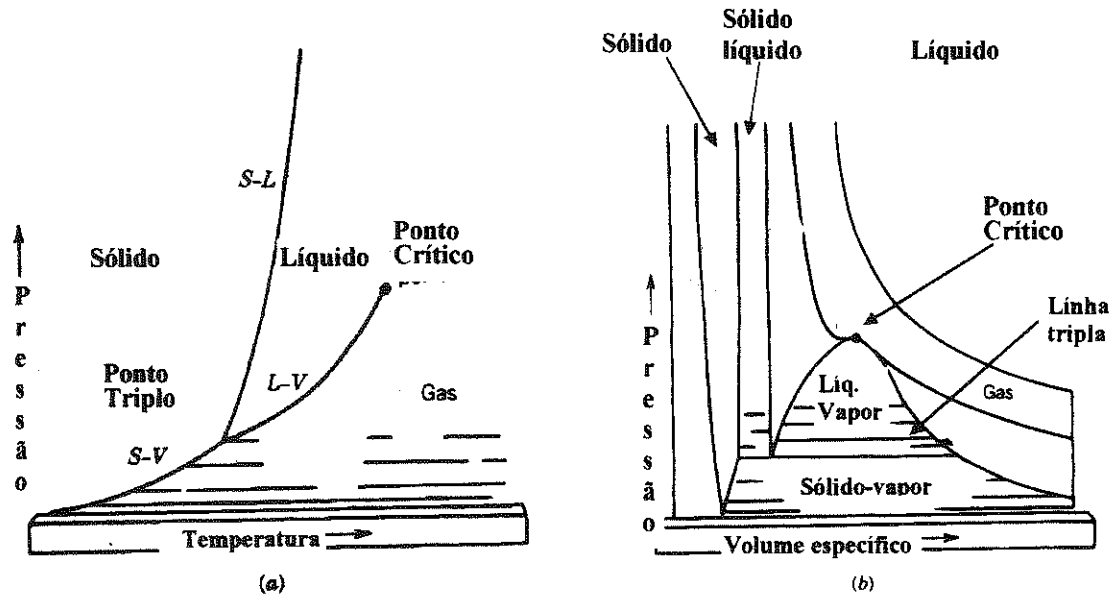


Figura 2.9 - Projeções da superfície da Figura 2.7 nos planos P-T e P-v

A superfície P-v-T para uma substância que se expande no congelamento é mostrada na Figura 3.8. Esta superfície é ligeiramente mais difícil de mostrar uma vez que o sólido congelado aumenta de volume e mascara parte das regiões de líquido e líquido-vapor, quando vistos no plano P-v (veja Figura 2.10b).

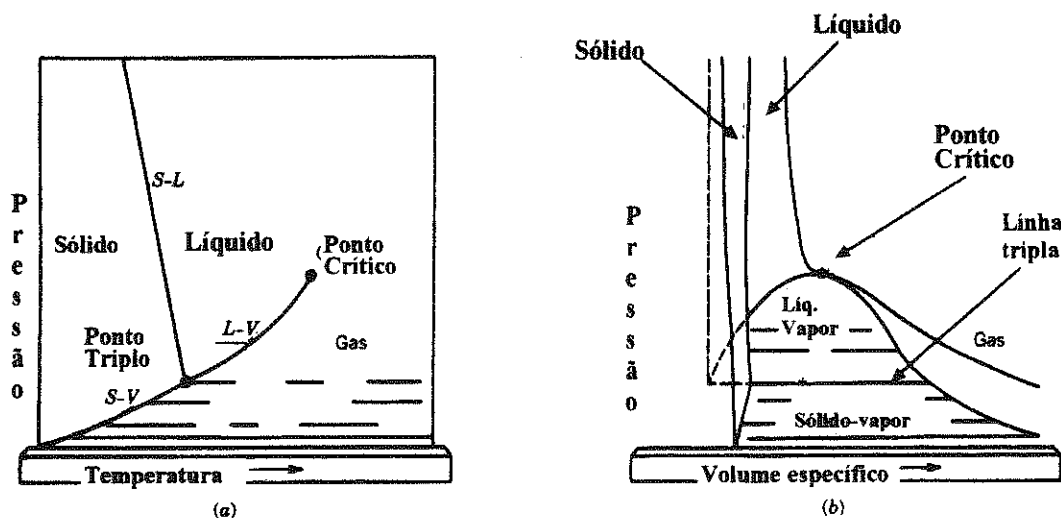


Figura 2.10 - Projeções da superfície da Figura 2.8 nos planos P-T e P-v.

2.3 - Propriedades Tabeladas

As propriedades termodinâmicas para muitas substâncias comuns tem sido medidas e tabeladas em livros de propriedades termodinâmicas⁽¹⁻³⁾. Esta apostila inclui valores tabelados das propriedades da água e Freon12 no Apêndice. A Tabela A-1.1 contém dados de saturação para água com temperatura como dado de entrada (variável independente) e a Tabela A-1.2 contém basicamente as mesmas informações, porém, com pressão como dado de entrada. A água neste texto é entendida como sendo H_2O independentemente da fase. A fase de vapor pode ser referida como vapor, a fase sólida como gelo e a fase líquida comumente chamada água; contudo para se ter certeza de que está-se tratando da fase líquida deve-se chamá-la *água líquida*.

Os valores tabelados no Apêndice serão usados para a solução de problemas para ilustrar a teoria e o comportamento da substância. Note que somente propriedades intensivas são tabeladas. Quando o uso frequente destas propriedades é necessário, os dados podem ser armazenados num computador, na forma de equação ou de tabelas, e rotinas muito simples podem ser escritas para encontrar os valores requeridos.

Os subscritos f e g usados nestas tabelas se referem ao líquido saturado e ao vapor saturado, respectivamente. Da equação (2.4), a expressão geral para v como uma função dos dados do título e da saturação é dada por:

$$v = (1-x)v_f + xv_g \quad (2.5)$$

onde v

destas tabelas e os estados dados nestes exemplos estão mostrados no diagrama T - v na Figura 3.11.

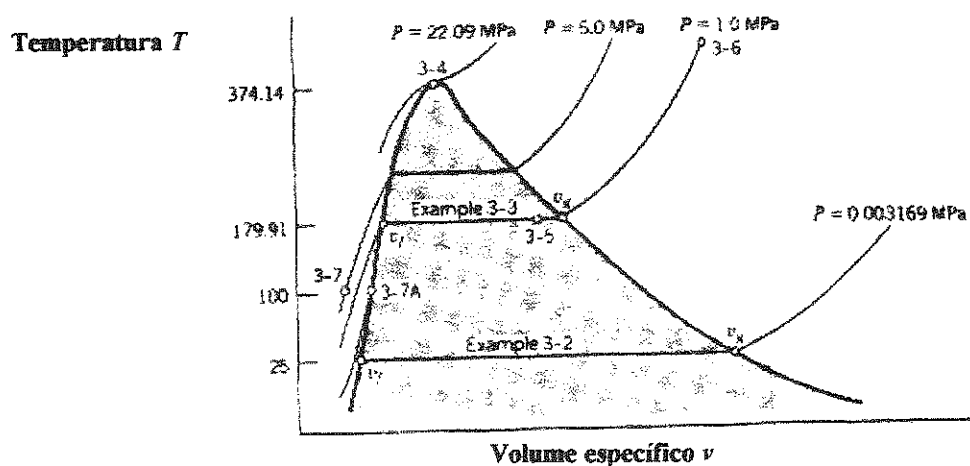


Figura 2.11 - Diagrama temperatura-volume específico para os exemplos 2.2 a 2.7 (sem escala)

EXEMPLO 2.2

Encontre a pressão v_f e v_g para água saturada a 25°C

Solução

Da Tabela A-1.1 tem-se (à $T = 25^\circ\text{C}$)

$$P = 3.169 \text{ kPa}, v_f = 0.001003 \text{ m}^3/\text{kg}, v_g = 43.36 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Comentário:

Ambos v_f e v_g estão ilustrados na Figura 2.11.

EXEMPLO 2.3

Encontre a temperatura, v_f e v_g para água saturada à $P = 1.0$ MPa

Solução:

Da Tabela A-1.2 tem-se (à $P = 1.0$ MPa)

$$T = 179.91\text{ }^{\circ}\text{C}, \quad v_f = 0.001127\text{ m}^3/\text{kg}, \quad v_g = 0.19444\text{ m}^3/\text{kg}$$

Comentário:

Ambos v_f e v_g estão mostrados na Figura 2.11.

EXEMPLO 2.4

Encontre a temperatura, v_f e v_g para água saturada à $P = 22.09$ MPa

Solução:

Da Tabela A-1.2 tem-se (à $P = 22.09$ MPa)

$$T = 374.14\text{ }^{\circ}\text{C}, \quad v_f = 0.003155\text{ m}^3/\text{kg} = v_g$$

Comentário:

Este é o ponto crítico para água e é mostrado como estado 3-4 na Figura 2.11.

EXEMPLO 2.5

Encontre a temperatura e volume específico para água à $P = 1.0$ MPa e $x = 0.95$.

Solução:

Da Tabela A-1.2 tem-se (à $P = 1.0$ MPa)

$$T = 179.91\text{ }^{\circ}\text{C}, \quad v_f = 0.001127\text{ m}^3/\text{kg}, \quad v_g = 0.19444\text{ m}^3/\text{kg}$$

da equação 3.4

$$v = (1-x)v_f + xv_g$$

$$v = (0.05)(0.001127) + (0.95)(0.19444) = 0.18477\text{ m}^3/\text{kg}$$

Comentário:

Este estado é mostrado na Figura 2.11 como 3-5. O fato de que o título foi dado no enunciado do problema é uma indicação clara de que está na região de líquido-vapor.

EXEMPLO 2.6

Encontre o volume específico da água à $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $P = 1.0\text{ MPa}$

Solução:

Da Tabela A-1.3 tem-se que (à $P = 1.0\text{ MPa}$) e $T = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$)

$$v = 0.3066\text{ m}^3/\text{kg}$$

Comentário:

Este estado está na região de vapor superaquecido onde T e P são propriedades independentes. Este estado é referenciado como 3-6 na Figura 2.11.

Os exemplos 2.2 até 2.6 não incluem qualquer estado na região de líquido comprimido. Os dados tabelados para a região de líquido comprimido existem para umas poucas substâncias comuns; contudo não são apresentadas neste texto. Quando for necessária uma propriedade para uma substância na região de líquido comprimido, um valor aproximado para aquela propriedade pode ser obtido usando-se o valor de líquido saturado na *mesma temperatura* como um líquido comprimido. Esta aproximação é razoavelmente exata, uma vez que o estado não esteja próximo do ponto crítico.

EXEMPLO 2.7

Encontre o volume específico da água à $T = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $P = 5.0\text{ MPa}$ (um estado na região de líquido comprimido)

Solução:

$$v_{100^{\circ}\text{C}, 5\text{MPa}} \sim v_{f, 100^{\circ}\text{C}}$$

Da Tabela A-1.1 tem-se (à 100°C) $v_f = 0.001044\text{ m}^3/\text{kg}$, $v \sim 0.001044\text{ m}^3/\text{kg}$

Comentário:

O valor correto para v neste caso é $0.001041\text{ m}^3/\text{kg}$. Esta aproximação está dentro de 0.3% do valor correto. O valor aproximado é mostrado na Figura 2.11 como estado 3-7A, enquanto o verdadeiro estado é mostrado como estado 3-7. A Figura 2.11 indica que estes estados são significativamente diferentes. Como pode-se notar, os estados 3-7 e 3-7A são realmente próximos entre si, mas o diagrama da Figura 2.11 foi propositadamente distorcido para que estes estado pudessem ser visto de forma distinta. Se o diagrama tivesse sido desenhado na escala a linha de líquido saturado nas proximidades de 100°C apareceria quase que na vertical e as linhas de pressão constante de 5 e 1 MPa cairiam na região de líquido comprimido menos de uma linha de largura da linha de líquido saturado. As distorções são feitas para que se possa distinguir claramente linhas e estados nesta região.

Deve-se também verificar que este estado está na região de líquido comprimido. Usando a temperatura de 100°C a pressão de saturação pode ser encontrada na Tabela A-1.1 como sendo 0.10135 MPa. Uma vez que a pressão verdadeira de 1.0 MPa é maior do que a de saturação de 0.10135 MPa, o líquido está no estado de líquido comprimido.

Alternativamente, a pressão de 5.0 MPa pode ser usada para encontrar da Tabela A-1.2 que a temperatura de saturação é 263.99 °C. Uma vez que a verdadeira temperatura (100°C) é menor do que a de saturação, pode-se dizer que o líquido está no estado de líquido sub-resfriado. Lembrando-se de que o termo líquido sub-resfriado e líquido comprimido se referem à mesma região.

2.4 - EQUAÇÃO DE ESTADO PARA O GÁS IDEAL

A equação de estado para um gás ideal é válida para substâncias na fase de vapor superaquecido numa densidade muito baixa. A forma comum desta equação é:

$$PV = MRT \quad (2.6)$$

onde R é a constante do gás ideal dada por:

$$R = R_0/\mathcal{R} \quad (2.7)$$

$\mathcal{R}$ é o peso molecular da substância e R_0 é a constante universal dos gases, 8.31434 J/mol.K (ou 8.31434 kJ/kmol.K).

Ambos valores de pressão e temperatura devem ser *valores absolutos* nesta equação. A equação pode também ser escrita em termos de volume específico ou densidade como:

$$P = \frac{RT}{v} = \rho RT \quad (2.8)$$

Uma vez que esta é uma equação de estado muito simples, é muito conveniente para se usar e a questão que comumente surge é sobre sua validade para várias substâncias na fase de vapor. Como notado ela é válida à baixas densidades, mas o que se constitui realmente em baixa densidade? Certamente próximo do ponto crítico a densidade não poderia ser considerada baixa. A baixa densidade ocorreria em altas temperaturas e baixas pressões mas o que, na verdade se constitui uma alta temperatura ou uma baixa pressão e poderiam estes valores ser diferentes para diferentes substâncias? Uma igualmente apropriada questão é que tipo de precisão é vista no valor de uma propriedade dada por esta equação? Certas regras podem ser fornecidas mas elas não tratam da questão da precisão. Para propósitos deste texto adotar-se-ão as seguintes regras:

- Se $T/T_c > 2$ ou se $P/P_c < 0.1$ e a substância está na fase de vapor considera-se válida a equação de estado do gás ideal.

Os valores de T_c e P_c para algumas substâncias comuns são dados pela Tabela A-7. Esta regra permite o uso da equação de estado para um gás ideal até a linha de vapor saturado se a pressão está abaixo de um décimo da pressão crítica. Na linha de vapor saturado pode haver um erro. Por exemplo, vapor d'água à pressão de 2.0 MPa tem um valor P/P_c abaixo de 0.1 e a temperatura de vapor saturado nesta pressão é 212.42 °C. A equação do gás ideal, para v daria:

$$v = \frac{RT}{P} = \frac{8.31434(485.67)}{18(2000)} = 0.11217 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Enquanto Tabela A-1.2 indica o valor correto como sendo 0.09963 m³/kg. Um erro considerável de 12% resulta no uso da equação neste caso. Evidentemente, em baixas pressões a exatidão da equação melhora.

2.5 - OUTRAS EQUAÇÕES DE ESTADO

Qualquer relacionamento entre P - v - T de uma substância é chamada uma equação de estado. Nas regiões onde a equação de estado do gás ideal não é suficientemente exata, estão disponíveis uma variedade de outras equações que podem ser aplicadas para a substância em estudo numa faixa de interesse. O fator de compressibilidade generalizado, Z , definido por:

$$Z = \frac{Pv}{RT} \quad (2.9)$$

pode ser encontrado de um gráfico generalizado de compressibilidade, como aquele mostrado na Figura A-3. As coordenadas reduzidas $P_r = P/P_c$ e $T_r = T/T_c$ são usadas para encontrar-se valores de Z e estes valores fornecerão uma equação de estado ligeiramente mais exata, desde que o valor de Z para a substância no ponto crítico, Z_c , esteja próximo de 0.27.

A Figura A-3 serve também para identificar o estado onde a equação (2.6) pode ser aplicada. Conhecidos P_r e T_r da substância em questão, a Figura A-3 fornece o valor de Z . Se este valor for igual a 1 a substância que estiver na fase gasosa comporta-se como um gás ideal.

Outras equações de estado como a de Van Der Waals, a de Beattie-Bridgman, a equação "Virial" (Virial Equation) e a equação de Redlich-Kwong estão disponíveis e tem sido usadas com sucesso em certas situações. Estas equações, listadas na Tabela A-4, são discutidas em maiores detalhes no livro escrito por Wark⁴.

Tabelas com dados de propriedades podem ser usadas ao invés das equações. As tabelas com os valores das propriedades termodinâmicas para vapor superaquecido fornecem dados precisos para a relação P - v - T (equações de estado) para algumas substâncias comuns tais como vapor d'água, refrigerantes R-12 e R-22, dióxido de carbono, amônia, hidrogênio, oxigênio e mercúrio. Embora os valores tabelados sejam muito úteis, eles não são tão convenientes para se trabalhar quanto uma expressão analítica. Se um cálculo preciso da propriedade deve ser realizado pode-se usar um computador empregando-se os dados tabelados ou uma outra equação de estado mais complexa, se for o caso.

Nesta apostila as propriedades estão tabeladas para água na região de vapor superaquecido e os problemas que requerem o uso deste tipo de tabela são retirados da Tabela A-1.3. Na região de vapor superaquecido duas propriedades independentes são necessárias para definir o estado e a maioria das tabelas usam pressão ou temperatura como variáveis de entrada. Uma vez que as entradas nestas tabelas são pontos discretos, interpolações em uma ou duas direções freqüentemente são requeridas. Para evitar estas operações que consomem tempo trabalhando com números, a maioria dos problemas nesta apostila foram escolhidos para que o mínimo de interpolação seja necessário.

EXEMPLO 2.8

Encontre a massa de água num tanque de 0.1 m^3 de volume para os três sistemas abaixo. Cada sistema está a uma temperatura de 200°C .

- (a) Sistema A: $P = 0.5 \text{ MPa}$
- (b) Sistema B: Vapor saturado
- (c) Sistema C: $x = 0.9$

Solução:

(a) Da Tabela A-1.2, obtém-se o volume específico à 200°C e 0.5 MPa como $v_A = 0.4249 \text{ m}^3/\text{kg}$. Então:

$$M_A = V/v_A = 0.1/0.4249 = 0.2353 \text{ kg}$$

(b) Da Tabela A-1.2 obtém-se o volume específico do vapor saturado à 200°C como $v_B = v_g = 0.12736 \text{ m}^3/\text{kg}$. Então:

$$M_B = V/v_B = 0.1/0.12736 = 0.7852 \text{ kg}$$

(c) Da Tabela A-1.2 também se obtém que a 200°C, $v_f = 0.001157 \text{ m}^3/\text{kg}$. Então:

$$v_C = (1-x)v_f + xv_g$$

$$v_C = 0.1(0.001157) + 0.9(0.12736) = 0.11474 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$M_C = V/v_C = 0.1/0.11474 = 0.8715 \text{ kg}$$

2.6 - PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS DE UMA SUBSTÂNCIA COMPRESSÍVEL SIMPLES ALÉM DE P - v - T

Existe um grande número de propriedades termodinâmicas de uma substância pura as quais serão empregadas neste texto e ainda um número maior que podem ser de interesse em outras situações onde efeitos magnéticos, dielétricos ou ópticos estão presentes. Um fabricante de composto enxofre hexafluorídico relaciona valores de mais de 17 propriedades num boletim de dados onde algumas destas propriedades estão tabeladas como função da temperatura e pressão. Algumas destas outras propriedades serão brevemente discutidas nesta seção.

O coeficiente de expansão volumétrico, β , também chamado de compressibilidade isobárica (pressão constante) é definido como:

$$\beta \equiv \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (2.10)$$

Esta propriedade representa a mudança de volume fracional por unidade de mudança em temperatura para um processo de pressão constante. A compressibilidade isotérmica, κ , é definida com:

$$\kappa \equiv - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (2.11)$$

Esta propriedade representa a mudança de volume fracional por unidade de mudança na pressão quando a temperatura é mantida constante. Como pode ser visto da definição nas equações, ambos β e κ são funções da relação P - v - T para a substância, isto é, dada a equação de estado valores numéricos para β e κ podem ser obtidos em qualquer estado definido. Estas propriedades são particularmente úteis quando se lida com substâncias na fase líquida ou sólida.

A *energia interna*, U , não pode ser precisamente definida até que a primeira lei da termodinâmica seja apresentada; contudo, neste ponto pode-se dizer que ela é uma medida da energia armazenada em, ou processada pelo sistema devido à energia cinética e potencial das moléculas da substância no sistema. A energia interna específica u será também amplamente usada, onde:

$$u = \frac{U}{M} \quad (2.12)$$

A *entalpia*, H , do sistema é definida por:

$$H = U + PV \quad (2.13)$$

Esta propriedade é introduzida porque ela é uma propriedade extremamente útil quando trabalha-se com volumes de controle. A *entalpia específica*, h é dada por:

$$h = H/M = u + Pv \quad (2.14)$$

O *calor específico à volume constante*, c_v , é definido como:

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (2.15)$$

e o *calor específico à pressão constante* c_p é definido como:

$$c_p \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (2.16)$$

Estas são propriedades muito úteis, embora historicamente elas sejam incorretamente nomeadas. Elas são propriedades intensivas de um sistema e não estão em geral relacionadas com qualquer processo de transferência de calor. A Figura 2.12 mostra que c_v é a inclinação da linha de volume num diagrama u vs. T , enquanto c_p é a inclinação numa linha de pressão constante em um diagrama h vs. T .

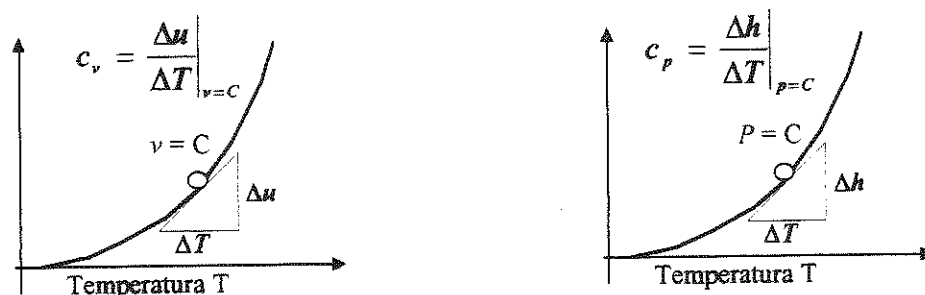


Figura 2.12 - c_v e c_p como inclinação nas linhas de volume específico e pressão constante.

A definição acima indica que eles são úteis em determinar mudanças em energia interna e entalpia. A razão de calor específico, γ , é determinada por:

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \quad (2.17)$$

A propriedade relacionada ao transporte de energia numa substância é a condutibilidade térmica k . Esta propriedade é definida como o fluxo de calor por unidade de potencial estimulador de condução de calor. Sendo assim as unidades para esta propriedade são watt/metro.Kelvin. Maiores detalhes sobre esta propriedade serão dados à frente.

A propriedade relacionada ao transporte de momento em fluido é a viscosidade dinâmica ou coeficiente de viscosidade, μ . Esta é a constante de proporcionalidade entre a tensão de cisalhamento e o gradiente de velocidade normal ao fluxo e para um fluido Newtoniano é uma propriedade termodinâmica que varia com a pressão e temperatura.

Entropia S é a medida do grau de desordem das moléculas de uma substância. O grau de desordem está relacionado com os movimentos de translação, rotação e vibração dos átomos e moléculas.

Em geral a fase sólida é a mais ordenada que a fase líquida e está mais ordenada que a fase gasosa, então:

$$S_{\text{gás}} > S_{\text{líquido}} > S_{\text{sólido}}$$

Quanto maior a temperatura de um corpo, maior o grau de desordem molecular:

$$S_{\text{quente}} > S_{\text{frio}}$$

Quanto maior o número de átomos em uma molécula, maior a desordem:

$$S_{C_2H_6} > S_{C_2H_5O} > S_{H_2O}$$

A variação de entropia ΔS em uma transformação química ou física, é a relação entre o calor envolvido e a temperatura absoluta em que se verifica a transformação:

$$\Delta S = S_{\text{final}} - S_{\text{inicial}} = Q/T$$

2.7 - RELACIONAMENTO ENTRE PROPRIEDADES PARA GASES IDEAIS

Um gás ideal é aquele cujo comportamento obedece a equação dos gases ideais. Medições experimentais mostram que a energia interna específica de um gás ideal é uma função somente da temperatura. Este fato pode também ser provado analiticamente após a segunda lei da termodinâmica ter sido apresentada. Se a temperatura de uma gás ideal é conhecida, a energia interna pode ser determinada independentemente da pressão ou do volume específico.

Em geral u é uma função de duas propriedades independentes $u = f(T, v)$; portanto:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (2.18)$$

Para um gás ideal u é uma função de T somente; portanto:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0 \quad (2.19)$$

e

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT = c_v dT \quad (2.20)$$

A variação da energia interna entre dois estados podem ser estimados pela integração desta equação para obter-se:

$$\int_1^2 du = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT \quad (2.21)$$

Do fato de que u é uma função da temperatura somente, esta última equação diz que c_v é uma função somente da temperatura e se esta relação funcional é conhecida a integral pode ser calculada.

A entalpia específica para um gás ideal pode ser escrita como:

$$h = u + Pv = u + RT \quad (2.22)$$

Desde que u é uma função somente de T e R é uma constante, é óbvio que h é uma função da temperatura somente. Repetindo-se o procedimento usado para u pode-se escrever:

$$h = f(T, P) \quad (2.23)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad (2.24)$$

mas

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T = 0 \quad (2.25)$$

desta forma:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P dT = c_p dT \quad (2.26)$$

e

$$\int_1^2 dh = h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dT \quad (2.27)$$

Novamente sabe-se que c_p é uma função da temperatura somente (porque h é uma função somente da temperatura) e a integral pode ser calculada se a relação é conhecida. A Tabela A-5 lista algumas das equações para c_p como função da temperatura para diversas substâncias. Deve-se ter o cuidado para que as relações não devem ser empregadas quando o comportamento da substância se encontra longe das condições onde esta pode ser considerado como um gás ideal.

Da equação $h = u + RT$ obtém-se:

$$du = dh + RT \quad (2.28)$$

ou

$$c_p dT = c_v dT + R dT \quad (2.29)$$

Portanto

$$c_p - c_v = R \quad (2.30)$$

para gases ideais.

2.7.1 - O Caso Especial de um Processo Adiabático Reversível para um Sistema Estacionário.

A relação entre P e V pode ser determinada para um gás ideal com calor específico constante sofrendo um processo adiabático reversível num sistema estacionário. Um sistema estacionário é aquele onde os movimentos do sistema podem ser desprezados, portanto não há variação da energia potencial ou cinética.

Processo reversível significa que:

$$\delta W = PdV$$

Processo adiabático significa que:

$$\delta Q = 0$$

Gás ideal significa que:

$$PV = MRT$$

e

$$du = c_v dT, \quad dh = c_p dT, \quad c_p - c_v = R$$

Na apresentação da primeira lei da termodinâmica à frente, será mostrado que num sistema estacionário tem-se:

$$\delta Q - \delta W = dU$$

o que, para este caso em especial, se reduz a:

$$0 - PdV = dU \quad (2.31)$$

$$-PdV = dU = Mdu = Mc_v dT = \frac{PV}{RT} c_v dT$$

ou

$$-\frac{dV}{V} = \frac{c_v dT}{RT} \quad (2.32)$$

Uma vez que $c_p - c_v = R$ e $\gamma = c_p/c_v$, pode-se mostrar que $c_v/R = 1/(\gamma - 1)$, portanto:

$$-\frac{dV}{V} = \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) \frac{dT}{T} \quad (2.33)$$

A equação (2.33) pode ser integrada, desde que γ seja assumida como constante, para determinar-se a relação entre T e V para este processo. Contudo, se o relacionamento entre P e V é procurado, a temperatura deve ser eliminada desta equação e substituída pela pressão. A equação de estado para um gás ideal fornece este relacionamento. Aplicando-se logaritmo nos dois lados da equação de estado dos gases e derivando-se a forma desejada é obtida:

$$\ln M + \ln R + \ln T = \ln P + \ln V \quad (2.34)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{dP}{P} + \frac{dV}{V} \quad (2.35)$$

Este resultado pode então ser substituído na equação (2.33) para obter-se:

$$\begin{aligned} -\frac{dV}{V} &= \frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{dP}{P} + \frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{dV}{V} \\ -\frac{dV}{V} \left(1 + \frac{1}{\gamma - 1} \right) &= \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{dV}{V} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dP}{P} \\ \gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} &= 0 \end{aligned} \quad (2.36)$$

A integração desta equação resulta em:

$$\gamma \ln V + \ln P = \ln(\text{const}) = \ln(PV^\gamma) \quad (2.37)$$

desta forma:

$$PV^\gamma = \text{const} = P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma \quad (2.38)$$

ou

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma \quad (2.39)$$

A equação (2.37) é uma importante e útil relação entre propriedades para um gás ideal com calor específico constante sofrendo um processo adiabático reversível onde os efeitos macroscópicos de energia cinética e potencial podem ser desprezados.

2.7.2 - Processos Politrópicos

Em processos reais envolvendo gases ideais, a transferência de calor e irreversibilidades são pequenas e podem ser assumidas desprezíveis, de modo que a Equação (2.38) pode ser usada. Contudo, em muitos processos reais a transferência de calor não é pequena e a equação $PV^n = \text{const}$ descreve mais exatamente a relação pressão-volume. Tal processo é chamado *processo politrópico*, e n , chamado *expoente politrópico*, é frequentemente determinado experimentalmente. No caso de um processo politrópico reversível, n pode ser relacionado com a razão entre a transferência de calor e o trabalho reversível (veja referência 4 para maiores detalhes). A expressão para trabalho reversível em um processo politrópico pode ser obtida substituindo-se $PV^n = \text{const}$ e integrando-se PdV para obter-se:

$${}_1W_2 = \int_1^2 PdV = \text{const} \int_1^2 \frac{dV}{V^n} = \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{1 - n} \quad (2.40)$$

Esta expressão não é válida para $n = 1$, mas quando $n = 1$ tem-se um processo isotérmico e a integral de PdV neste caso é dada por:

$${}_1W_2 = \int_1^2 PdV = MRT \int_1^2 \frac{dV}{V} = MRT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = P_1V_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \quad (2.41)$$

Usando-se $PV^n = \text{const}$ e a equação de estado para o gás ideal pode-se mostrar que para gases ideais:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{n/(n-1)} \quad (2.42)$$

Estas relações são válidas para qualquer valor de n (exceto $n = 1$) e são usadas muito frequentemente para $n = \gamma$. Os caminhos para os processos onde $PV^n = \text{const}$ estão mostrados na Figura 2.13 para vários valores de n .

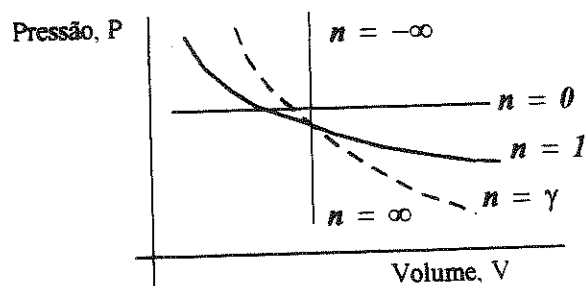


Figura 2.13 - Processos politrópicos para um gás ideal.

EXEMPLO 2.9

Um pneumático de uma bicicleta contendo ar a 0.5 MPa e 25°C (na temperatura ambiente) vaza rapidamente de modo que em um segundo a pressão é reduzida para a ambiente, 0.1 MPa. O volume do pneu é de 0.001 m³.

Admitindo-se que o ar seja um gás ideal com calor específico constante, encontre a temperatura do que permanece no pneu após 1 segundo e encontre o trabalho realizado sobre ou pelo ar que permanece no pneu.

Solução:

Escolha como sistema o ar que permanece no pneu. Inicialmente ele ocupará somente uma porção do volume total do pneu. A Figura E2-9 mostra um esquema do sistema juntamente com o diagrama P-V para o processo. Pode-se assumir que este sistema passa por um processo adiabático reversível. Desta forma a equação (2.41) fornece:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

usando-se $\gamma = 1.4$ da Tabela A-7 tem-se:

$$T_2 = 298.2 \left(\frac{0.1}{0.5} \right)^{0.4/1.4} = 188.3 \text{ K}$$

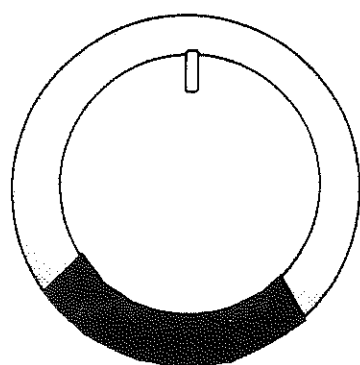
Uma vez que a fronteira do sistema se move, e há uma força na fronteira em movimento, haverá trabalho mecânico envolvido neste processo.

O trabalho pode então ser calculado pela equação (2.39) (com $n = \gamma$) ou pela primeira lei da termodinâmica, equação (2.31). Escolhendo a equação (2.39)

$${}_1W_2 = \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{1 - \gamma} = \frac{MR(T_2 - T_1)}{1 - \gamma}$$

$${}_1W_2 = \frac{P_2V_2}{T_2} \frac{(T_2 - T_1)}{(1 - \gamma)}$$

$${}_1W_2 = \frac{100(0.001)(188.3 - 298.2)}{188.3(1 - 1.4)} = 0.1459 \text{ kJ}$$



sistema inicial

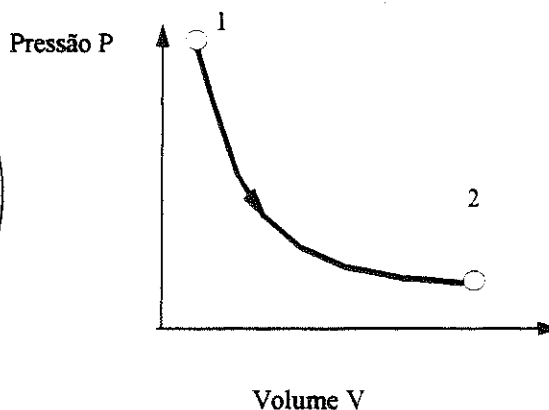


Figura E2-9 - Pneumático de uma bicicleta

Comentário:

O trabalho é positivo indicando que este sistema trabalha expelindo ar do pneu. A fronteira do sistema se move e a força está agindo na fronteira. Uma vez que o trabalho é realizado pelo sistema (energia deixa o sistema) e o sistema é adiabático, a energia interna, portanto a temperatura, do sistema diminui. Esta diminui para um valor muito baixo mas um confronto com a temperatura e pressão críticas para o oxigênio e nitrogênio indica que pela regra estabelecida e equação de estado para um gás ideal é válida. O valor de g muda ligeiramente acima desta faixa de temperatura mas considera-se este valor de temperatura calculado ainda satisfatório.

A justificativa para a hipótese de processo adiabático reversível é a que se segue. O processo é lento o suficiente para que o equilíbrio de pressão seja mantido (as ondas de pressão viajam à velocidade do som no ar e o equilíbrio de pressão pôde ser mantido da ordem de milissegundos) e a hipótese de quase-equilíbrio é válida. Não há forças de fricção apreciáveis agindo no sistema. Portanto, a hipótese de reversibilidade é válida. A hipótese de processo adiabático é também válida desde que o tempo disponível para a transferência de calor seja pequeno. (Se o vazamento tivesse ocorrido num período de uma hora, então um hipótese de processo isotérmico teria sido mais realista)

REFERÊNCIAS

- [1]- Properties of commonly-Used Refrigerants, published by Air Conditioning & Refrigerating Machinery Association, Washington, DC.
- [2]- Steam and Air Tables in SI Units, edited by Thomas F. Irvine, Jr. And James P. Hartnet, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1976
- [3]- KEENAN, J.H. and KEYES, F.G. Thermodynamics Properties of Steam, Wiley, New York, 1976
- [4]- WARK, K. Thermodynamics, McGraw-Hill, New York, 1966.
- [5]- IVEHMI, V., "Química - Físico-química". V2, Ed. Ática, SP, (1993).

PROBLEMAS PROPOSTOS

2.1 - Usando a Tabela A-1.1 ou A-1.2, determine se os seguintes estados da água estão na região de líquido comprimido, líquido-vapor ou vapor saturado ou ainda nas linhas de líquido saturado ou vapor saturado:

- | | | |
|-----------------------------|---------------------------|--------------------------|
| (a) $P = 1.0 \text{ MPa}$ | $T = 207^\circ\text{C}$ | |
| (b) $P = 1.0 \text{ MPa}$ | $T = 107.5^\circ\text{C}$ | |
| (c) $P = 1.0 \text{ MPa}$ | $T = 179.91,$ | $x = 0.0^\circ\text{C}$ |
| (d) $P = 1.0 \text{ MPa}$ | $T = 179.91,$ | $x = 0.45^\circ\text{C}$ |
| (e) $T = 340^\circ\text{C}$ | $P = 21.0 \text{ MPa}$ | |
| (f) $T = 340^\circ\text{C}$ | $P = 2.1 \text{ MPa}$ | |
| (g) $T = 340^\circ\text{C}$ | $P = 14.586 \text{ MPa},$ | $x = 1.0$ |
| (h) $T = 340^\circ\text{C}$ | $P = 25.0 \text{ MPa}$ | |
| (i) $P = 50 \text{ MPa}$ | $T = 25^\circ\text{C}$ | |

2.2 - Encontre o volume específico nos estados b , d e h do problema 2.1.

2.3 - Um tanque rígido contém vapor saturado à pressão de 0.1 MPa . Calor é então adicionado ao vapor para aumentar sua pressão para 3.0 MPa . Qual a temperatura final do vapor?

2.4 - Um tanque rígido com volume de 1 m^3 contém uma mistura de H_2O na região líquido-vapor a 20°C . A massa da mistura é de 943.4 kg .

(a) Se calor é adicionado à mistura neste tanque, qual a temperatura na qual todo o tanque conterá apenas líquido?

- (b) O que acontecerá se o processo de aquecimento continuar após este ponto?
- (c) Se a massa de água no tanque fosse de 100 kg (ao invés de 943.4 kg) o estado de líquido total seria atingido?

2.5 - De acordo com o critério estabelecido e pela Tabela A-7, a equação dos gases ideais seria válida para as seguintes substâncias, nos estados abaixo indicados?

- (a) Dióxido de carbono $P = 0.1 \text{ MPa}$, $T = 20^\circ\text{C}$
- (b) Dióxido de carbono $P = 8.0 \text{ MPa}$, $T = 40^\circ\text{C}$
- (c) Butano $P = 1.0 \text{ MPa}$, $T = 20^\circ\text{C}$
- (d) Nitrogênio, $P = 3.0 \text{ MPa}$, $T = 20^\circ\text{C}$
- (e) Hidrogênio, $P = 10 \text{ MPa}$, $T = 0^\circ\text{C}$

2.6 - Ar é comprimido adiabaticamente e reversivelmente de uma pressão de 0.1 MPa e a uma temperatura de 20°C para uma pressão de 1.0 MPa.

- (a) Qual é a temperatura do ar após a compressão?
- (b) Qual a taxa de densidade, após a compressão em relação a antes?
- (c) Qual o trabalho realizado na compressão de 2 kg de gás?
- (d) Qual a potência requerida para comprimir 2.0 kg/s?

2.7 - Ar é comprimido politropicamente de uma pressão inicial de 100 kPa, temperatura inicial de 200°C e volume de 10 m³ para um volume final de 1.5 m³. Determine a temperatura e pressão finais se o expoente politrópico for de:

- (a) $n = 0$
- (b) $n = 1.0$
- (c) $n = 1.33$

Desenhe os três processos num diagrama P-V.

3 - CALOR

3.1 - Calor - Definição

Calor é definido como energia em transição não associada com transferência de massa e devido a uma diferença de temperatura. Esta é uma definição específica e precisa que pode ser, alguma forma, diferente das definições anteriores que tratavam de calorimetria, portanto, seu aspecto principal será discutido.

O primeiro ponto nesta definição é que calor é energia em transição. É energia cruzando a fronteira do sistema ou a superfície de um volume de controle. Não é possuído por nenhum sistema ou volume de controle, mas é energia identificada como calor somente quando está cruzando a fronteira ou superfície de controle. Calor não pode ser armazenado e deve ser convertido em outra forma qualquer de energia depois de ter cruzado a fronteira do sistema ou superfície de controle. Note que o termo energia não é definido. Esta é uma quantidade derivada assim como o é força e o termo é mais completamente entendido quando suas formas e transformações são entendidas, tipicamente de um estudo de termodinâmica.

O segundo ponto na definição de calor é que este não é acompanhado de transferência de massa. Se uma transferência de energia ocorre através da superfície de controle devido à transferência de massa (massa fluindo para dentro ou para fora do volume de controle carregando alguma forma de energia), esta energia transferida não é calor.

O terceiro ponto é que a razão para a transferência de calor deve ser uma diferença de temperatura. Se a razão para o fluxo de energia através da fronteira não for uma diferença de temperatura entre o sistema e a vizinhança, esta não pode ser chamada calor. Como a experiência indicará e a segunda lei demandará, calor fluirá da região de alta temperatura para a de baixa.

A exigência de que calor não pode ser armazenado pelo sistema ou volume de controle, significa que este não é uma propriedade (deve-se recordar que uma propriedade foi definida como qualquer característica observável de um sistema). Portanto, não se pode falar em calor de um sistema ou em um sistema, o que não tem sentido segundo a definição adotada. O calor transferido para ou de um sistema necessita sim de mudança no estado do sistema e a magnitude da transferência de calor é uma função do caminho seguido durante o processo que causa a mudança de estado. Desta forma, pode-se dizer que calor é uma função do caminho (em termos matemáticos é uma diferencial inexata) e usa o símbolo δQ para indicar um infinitésimo de calor transferido. Isto ajuda a distingui-lo de uma propriedade que é função do ponto (matematicamente uma diferencial exata) sendo neste caso representada por dY , onde Y é uma propriedade qualquer.

Quando a diferencial inexata é integrada para que se encontre o calor transferido para ou de um sistema sofrendo um processo qualquer de um estado 1 para um estado 2, escreve-se:

$$\int_1^2 \delta Q = {}_1Q_2 \quad (3.1)$$

onde ${}_1Q_2$ representa a quantidade total de calor transferido quando o sistema muda do estado 1 para o 2. Note que não se escreve o valor desta integral como $Q_2 - Q_1$ uma vez que Q_1 e Q_2 não tem significado já que o sistema não pode possuir a quantidade de calor Q no estado 1 ou no 2.

O conceito de variáveis que são função do caminho percorrido, não é empregado somente em termodinâmica. Um exemplo simples de geometria em duas dimensões pode servir para ilustrar o fato. As coordenadas x e y na Figura 3.1 são coordenadas espaciais. A distância percorrida quando se vai do ponto 1 para o 2 na superfície é claramente uma função do caminho escolhido, e é diferente pelos caminhos A, B e C na figura. A distância percorrida, S , é encontrada integrando-se δS , que pode ser dada por:

$$\int_1^2 \delta S = S_2 \quad (3.2)$$

$$\int_1^2 \delta S = S_2 - S_1 \quad (3.3)$$

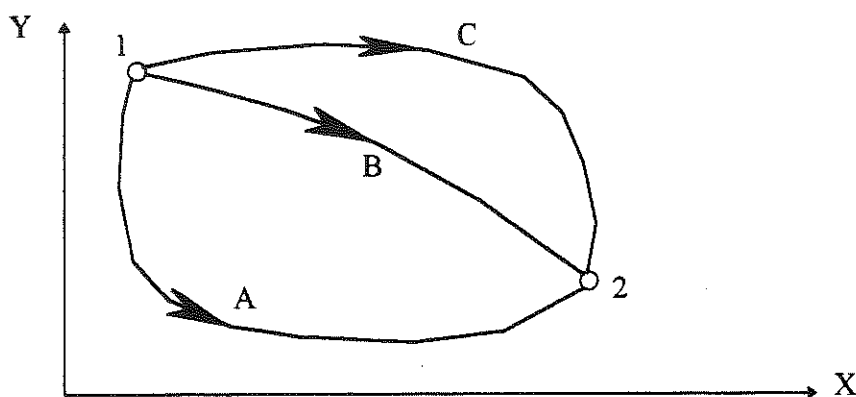


Figura 3.1 - Exemplo geométrico ilustrando que a distância percorrida entre os pontos 1 e 2 é uma função do caminho percorrido

Não se usou S_1 ou S_2 uma vez que a distância percorrida no ponto 1 ou 2 não tem significado. Por outro lado, a mudança de coordenadas em x entre os dois pontos é independente do caminho escolhido e

$$\int_1^2 dx = x_2 - x_1 \quad (3.4)$$

Portanto, nota-se que algumas funções dependem do caminho (são funções do caminho ou diferenciais inexatas) enquanto que outras não (diferenciais exatas).

Segundo a convenção de sinais o calor transferido para o sistema, ou volume de controle, é positivo e aquele transferido do sistema ou volume de controle, é negativo. Desta forma ${}_1Q_2 = -100 \text{ kJ}$ indica que quando o sistema muda do estado 1 para o 2, são transferidos 100 kJ de energia para fora do sistema, na forma de calor. Num processo em que nenhum calor é transferido (${}_1Q_2 = 0$) é chamado *processo adiabático*.

Freqüentemente necessita-se computar a taxa de calor transferido, a qual é representada por $\bar{Q}$, dada por:

$$\bar{Q} = \frac{\delta Q}{dt} \quad (3.5)$$

A unidade para a taxa de transferência de calor é Joules por segundo ou Watts. É também comum computar a taxa de calor transferido por unidade de massa, dada por:

$$q_2 = \frac{Q_2}{M} \quad (3.6)$$

Neste ponto deve-se notar que a transferência de calor pode acontecer por condução, convecção e por radiação. Enquanto a transferência de calor por convecção envolve o fluxo de um fluido, este não cruza a superfície de controle onde a transferência de calor ocorre, mas normalmente flui paralelo a esta. Em qualquer caso a transferência de calor por convecção através de uma superfície de controle é independente de qualquer transferência de massa através daquela superfície de controle.

4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A transferência de calor (ou simplesmente calor) é o trânsito de energia provocado por uma diferença de temperatura.

Conforme mostrado na Figura 4.1 a transferência de calor pode ocorrer de diferentes modos. Quando existe um gradiente de temperatura num meio estacionário, que pode ser um sólido ou um fluido (gás ou líquido), a condução de calor se denomina *condução*. Em contraste, a *convecção* se refere à transferência de calor que ocorre entre uma superfície e um fluido em movimento quando estes estiverem em temperaturas diferentes. O terceiro modo de transferência de calor é a *radiação térmica*. Todas as superfícies num temperatura finita emitem energia na forma de ondas eletromagnéticas. Desta forma, na ausência de um meio interveniente, haverá uma transferência líquida de calor pela radiação entre duas superfícies em temperaturas diferentes.

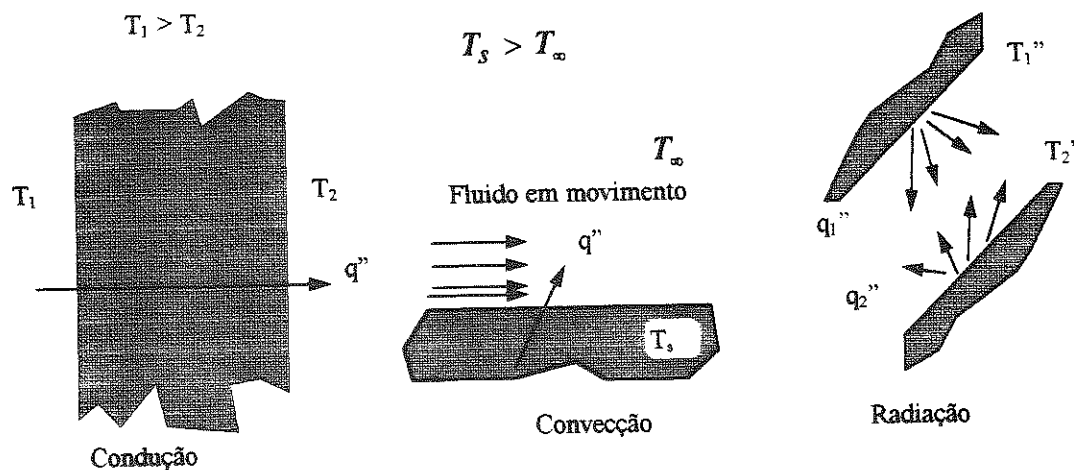


Figura 4.1 - Modos de transferência de calor pela condução, convecção e radiação

Como engenheiros, é importante compreender os mecanismos físicos que fundamentam os modos de transferência de calor e que sejamos capazes de utilizar as equações das taxas que quantificam a energia transferida por unidade de tempo.

4.1 - Condução

Ao mencionar a palavra condução deve-se imediatamente evocar os conceitos de atividade atômica e atividade molecular, pois são processos nestes níveis que proporcionam esse modo de transferência de calor. A condução pode ser considerada como a transferência de energia das partículas mais energéticas de uma substância para as menos energéticas, graças às interações das partículas.

O mecanismo físico da condução de calor explica-se com a maior facilidade pela consideração de um gás e com a adoção das idéias que são familiares à termodinâmica. Consideremos um gás no qual existe um gradiente de temperatura e admitamos que não há movimento de massa. O gás pode ocupar o espaço entre duas superfícies que se mantêm em temperaturas diferentes, conforme Figura 4.2.

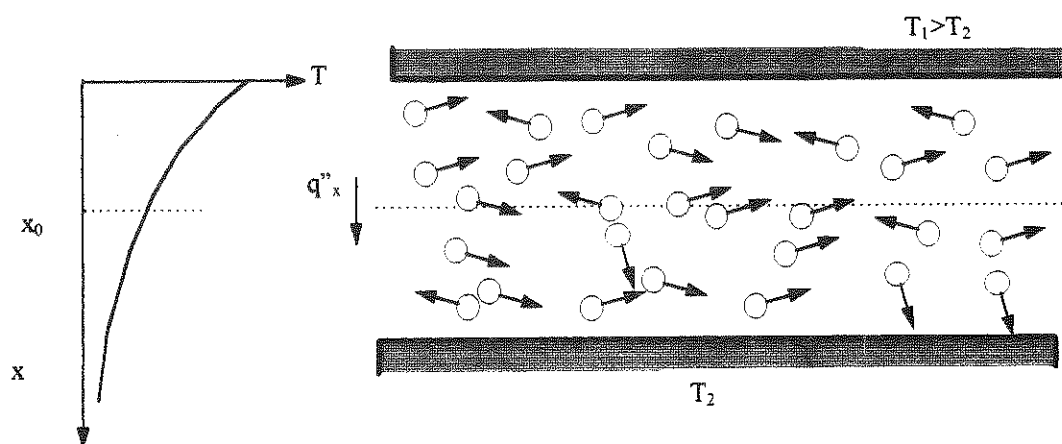


Figura 4.2 - Associação da transferência de calor por condução à difusão da energia provocada pela atividade molecular.

A temperatura, em qualquer ponto, está associada à energia das moléculas do gás nas vizinhanças deste ponto. A energia se relaciona ao movimento de translação aleatório das moléculas e também aos movimentos de rotação e de vibração das mesmas. Além disso, as temperaturas mais elevadas estão associadas às energias moleculares mais altas; quando moléculas vizinhas colidem, como fazem-no constantemente, pode ocorrer a transferência de energia da molécula mais energética para a menos energética. Na presença de um gradiente de temperatura, a transferência de energia pela condução deve ocorrer na direção da diminuição de temperatura. Esta transferência fica evidente na Figura 4.2. O plano hipotético em x_0 está sendo constantemente cruzado por moléculas que vêm de cima e que vêm de baixo, em virtude do movimento aleatório das mesmas. No entanto, às moléculas que vêm de cima do plano estão associadas temperaturas mais elevadas do que às daquelas das moléculas que vêm de baixo; neste caso, deve haver uma transferência líquida de energia na direção dos x positivos. Pode-se dizer que a transferência líquida de energia provocada pelo movimento molecular aleatório é uma *difusão* de energia.

São inúmeros os exemplos de transmissão de calor por condução. O cabo de uma colherinha de metal imersa numa xícara de café fica quente em virtude da condução de energia através do metal da colher. Num dia de inverno, há perda significativa de calor de um aposento aquecido para a atmosfera externa. Esta perda se deve principalmente à condução de calor através da parede que separa a atmosfera interna do aposento da atmosfera externa.

É possível quantificar o processo de transferência de calor em termos da *equação de transferência de calor*. Esta pode ser usada para calcular a quantidade de energia transferida por unidade de tempo. Na condução de calor, a equação da taxa é conhecida como *Lei de Fourier*. No caso da parede plana unidimensional que aparece na Figura 4.3, com a distribuição de temperatura $T(x)$, a equação da taxa exprime-se como:

$$q''_x = -k \frac{dT}{dx} \quad (4.1)$$

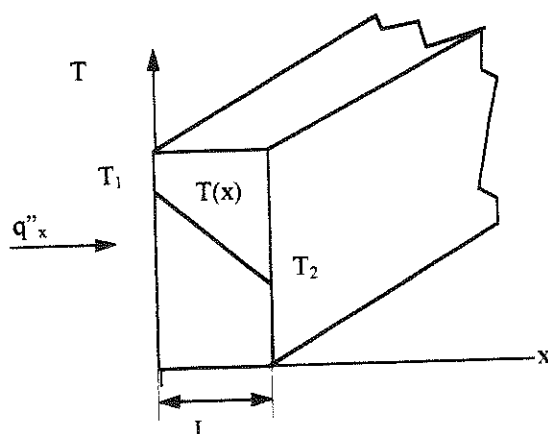


Figura 4.3 - Transferência de calor por condução unidimensional (difusão de energia)

O *fluxo de calor* q''_x (W/m^2) é a taxa de transferência de calor x por unidade de área perpendicular à direção de transferência, e é proporcional ao gradiente de temperatura, dT/dx , nesta direção. A constante de proporcionalidade k é uma propriedade de *transporte* conhecida como *condutividade térmica* (W/m.K) e é característica de o calor se transferir na direção da temperatura decrescente. Nas condições de estado permanente da Figura 4.3, quando a distribuição de temperatura for linear, o gradiente de temperatura pode ser expresso como:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_2 - T_1}{L}$$

e o fluxo de calor é então:

$$q''_x = -k \frac{T_2 - T_1}{L}$$

ou

$$q''_x = k \frac{T_1 - T_2}{L} = k \frac{\Delta T}{L} \quad (4.2)$$

Observa-se que esta equação calcula o *fluxo de calor*, isto é a taxa de transferência de calor por *unidade de área*. A taxa de condução de calor q_x (W) através de uma parede plana de área A é então o produto do fluxo pela área,

$$q_x = q''_x \cdot A.$$

Exemplo 4.1

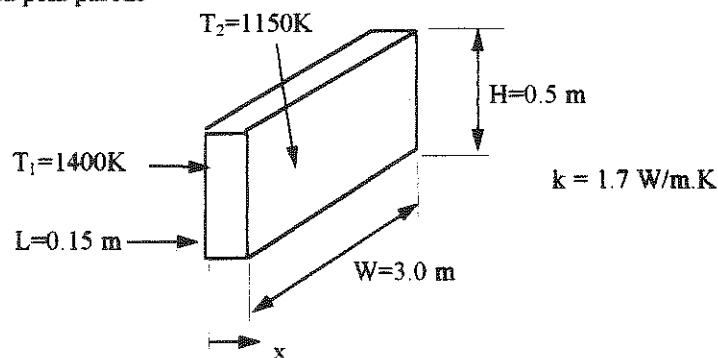
A parede de um forno industrial é construída de tijolo refratário com 0.15 m de espessura e condutividade térmica de 1.7 W/m.K. As medidas realizadas em condições de operação permanentes mostram que as temperaturas nas superfícies interna e externa são 1400 e 1150K. Qual é a taxa de perda de calor através de uma parede de 0.5 m por 3 m?

Solução

Dados: Condições permanentes, espessura da parede, área da parede e condutividade térmica da parede, temperaturas superficiais.

Incógnita: Perda térmica pela parede

Esquema



Hipóteses

- 1 - Condições de estado permanente.
- 2 - Condução unidimensional através da parede.
- 3 - Propriedades constantes.

Análise: Em virtude de a transferência de calor através da parede ocorrer por condução, o fluxo de calor pode ser determinado pela lei de Fourier. Com a equação (4.2)

$$q''_x = k \frac{\Delta T}{L} = 1.7 \text{ W/m.K} \times \frac{250 \text{ K}}{0.15 \text{ m}} = 2833 \text{ W/m}^2$$

o fluxo de calor representa a taxa de transferência de calor através de uma secção de área unitária. A perda de calor pela parede é então:

$$q_x = (HW)q''_x = (0.5 \text{ m} \times 3.0 \text{ m})2833 \text{ W/m}^2 = 4250 \text{ W}$$

Comentários:

- 1 - Observa-se que a direção do fluxo de calor é na direção decrescente da temperatura.
- 2 - Observa-se que há uma relação entre o fluxo de calor e a taxa de condução de calor.

4.2 - Convecção

O modo de transferência de calor pela convecção compreende dois mecanismos. Além da transferência de energia provocada pelo movimento molecular aleatório (difusão), a energia também se transfere pelo movimento de massa, ou macroscópico, do fluido. Esse movimento do fluido está associado ao fato de, em qualquer instante, um

grande número de moléculas estar se movendo coletivamente ou em agregados. Esse movimento, na presença de um gradiente de temperatura, provoca a transferência de calor. Em virtude de as moléculas nos agregados continuarem a ter os respectivos movimentos aleatórios, a transferência total de calor se deve à superposição do transporte de energia pelo movimento aleatório das moléculas ao transporte de energia provocado pelo movimento de massa do fluido. É habitual utilizar o termo *convecção* para identificar esse transporte acumulado e o termo *advecção* para identificar o transporte devido ao movimento de massa do fluido.

O objetivo principal, neste texto, é a transferência de calor por convecção entre o fluido em movimento e uma superfície limitante, quando os dois estão em temperaturas diferentes. Considere o escoamento de um fluido sobre uma superfície aquecida, como na Figura 4.4.

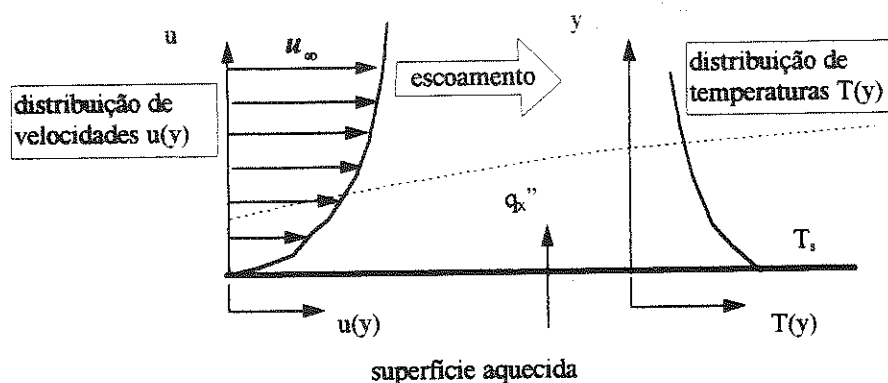


Figura 4.4 - Desenvolvimento de uma camada limite na transferência convectiva de calor

Uma consequência da interação do fluido com a superfície é o desenvolvimento de uma região no fluido na qual a velocidade varia desde zero, na superfície, até um valor finito u_∞ , associado ao escoamento. Essa região do fluido é conhecida como a *camada hidrodinâmica* ou a *camada limite*. Além disso, se a superfície e o fluido escoante tiverem temperaturas diferentes haverá uma região no fluido através da qual a temperatura varia desde T_s , em $y = 0$, até T_∞ , na região externa. Esta região denominada *camada térmica*, pode ser menor ou maior que a camada através da qual a velocidade varia, ou ter o mesmo tamanho que esta. Em qualquer caso, se $T_s > T_\infty$, a transferência convectiva de calor ocorrerá da superfície para o escoamento externo.

O modo de transferência convectiva de calor é sustentado pelo movimento molecular aleatório e pelo movimento macroscópico do fluido no interior da camada limite. A contribuição devida ao movimento molecular aleatório (difusão) domina nas vizinhanças da superfície, onde a velocidade do fluido é baixa. Na realidade, na interface entre a superfície e o fluido ($y = 0$), a velocidade do fluido é nula e o calor é transferido exclusivamente pelo movimento molecular. A contribuição devida ao movimento macroscópico do fluido se deve ao fato de a camada limite crescer à medida que o escoamento avança na direção x . Na realidade, o calor conduzido para essa camada é arrastado pela corrente do fluido e se transfere, ao cabo, para o fluido externo à camada limite. É esta a razão do papel importante da disciplina da mecânica dos fluidos na análise que se faz da convecção.

A transferência convectiva de calor pode ser classificada de acordo com a natureza do escoamento. Fala-se da *convecção forçada* quando o escoamento for provocado por meios externos, como por exemplo, um ventilador ou uma

bomba, ou por ventos na atmosfera. Um exemplo é o da utilização de um ventilador para provocar a convecção forçada do ar de resfriamento dos componentes elétricos numa montagem de placas de circuito impresso (Figura 4.5a). Em contraste, na convecção livre (ou natural) o escoamento é provocado pelas forças do empuxo que se originam das diferenças de densidade devidas às variações de temperaturas no fluido. Um exemplo é o da transferência convectiva de calor que ocorre dos componentes quentes de uma montagem vertical de placas de circuito para o ar quente ascendente (Figura 4.5b). O ar que entra em contato com os componentes sofre elevação de temperatura e por isso a sua densidade se reduz. Então, uma vez que fica mais leve que o ar circundante, o empuxo provoca um movimento vertical no qual o ar quente ascendente pelas placas é substituído por um fluxo de ar mais frio, que vem do ambiente. É útil observar que, embora tenhamos imaginado uma convecção forçada *pura* na Figura 4.5a e uma convecção natural *pura* na Figura 4.5b, podem existir condições que correspondam à *convecção forçada* e à *convecção natural combinadas*. Por exemplo, se as velocidades associadas ao escoamento da Figura 4.5a forem pequenas e/ou se as forças de empuxo forem grandes, será possível induzir um escoamento secundário comparável ao escoamento forçado imposto pelo ar. O escoamento induzido pelo empuxo seria normal ao escoamento forçado e teria efeito significativo sobre a transferência convectiva de calor dos componentes. Na Figura 4.5b, a convecção mista seria provocada se fosse utilizado um ventilador para forçar o ar a circular para cima, através das placas de circuito, com o que ficaria reforçado o escoamento do empuxo, ou, então, se o ventilador forçasse o ar para baixo, seria contrariado o escoamento do empuxo.

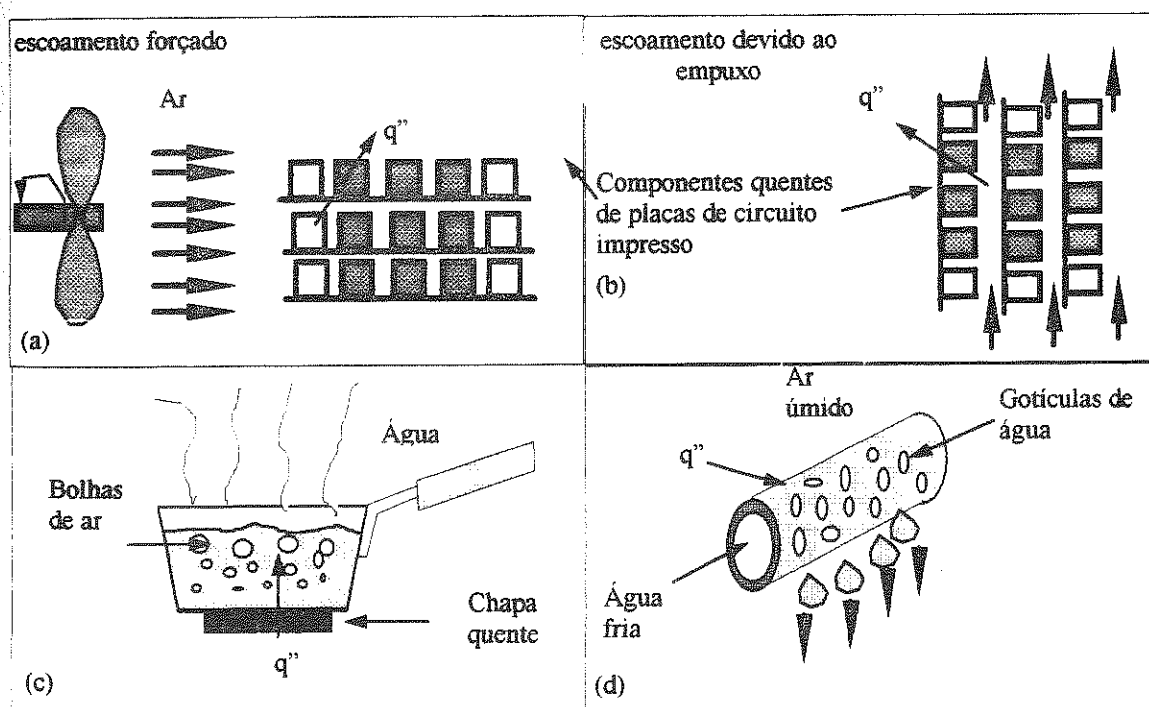


Figura 4.5 - Processo de transferência convectiva de calor (a) Convecção forçada, (b) Convecção natural (c) Ebulição (d) Condensação.

Descreve-se o modo de transferência convectiva de calor como a transferência de energia que ocorre no interior de um fluido em virtude dos efeitos combinados da condução e do movimento macroscópico do fluido.

Tipicamente, a energia que se transfere é aquela sensível, ou energia térmica interna do fluido. Há processos convectivos, no entanto, nos quais há também troca de calor latente. Esta troca está, em geral, associada à mudança de fase entre os estados líquido e vapor de um fluido. Dois casos especiais de interesse para este texto são os da ebulição e o da condensação. Por exemplo, a transferência convectiva de calor provocada pelas bolhas de vapor que se formam no fundo de uma panela com água fervente (Figura 4.5c), ou pela condensação de vapor de água na superfície externa de um tubo de água fria (Figura 4.5d).

Independentemente da natureza particular do processo de transferência de calor por convecção, a equação da taxa apropriada tem a forma:

$$q'' = h(T_s - T_\infty) \quad (4.3a)$$

onde q'' , o fluxo de calor convectivo (W/m^2), é proporcional à diferença entre as temperaturas da superfície e do fluido, T_s e T_∞ , respectivamente. Esta expressão é conhecida como a lei de Newton do resfriamento e a constante de proporcionalidade h ($\text{W/m}^2\cdot\text{K}$) é o *coeficiente de transferência convectiva de calor*, a *condutância da película* ou o *coeficiente de película*. Nele estão incluídos todos os parâmetros que influenciam a transferência convectiva de calor. Em particular, depende das condições na camada limite, que são influenciadas pela geometria da superfície, pela natureza do movimento do fluido e por um conjunto de propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido. Além disso, qualquer investigação sobre convecção se reduza, essencialmente, à investigação sobre os métodos de determinação de h . Na solução de problemas admite-se, no entanto, que h seja conhecido e seu valores de acordo com a Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Valores típicos do coeficiente de transferência convectiva de calor.

PROCESSO	h ($\text{W/m}^2\cdot\text{K}$)
Convecção livre	
Gases	2-25
Líquidos	50-1000
Convecção forçada	
Gases	25-250
Líquidos	50-20000
Convecção com mudança de fase	
Ebulição ou condensação	2500-100000

Quando se usa a Equação (4.3a), o fluxo convectivo de calor é *positivo* se o calor for transferido *da* superfície ($T_s > T_\infty$), e *negativo* se o calor for transferido *para* a superfície ($T_\infty > T_s$). No entanto, se ($T_\infty > T_s$), nada impede que se escreva a lei de Newton do resfriamento na forma:

$$q'' = h(T_\infty - T_s) \quad (4.3b)$$

e neste caso, a transferência de calor será positiva se ocorrer para a superfície.

4.3 - Radiação

A radiação térmica é a energia *emitida* pela matéria que estiver numa temperatura finita. Embora este texto se concentre principalmente na radiação de superfícies sólidas, a emissão pode também ocorrer de líquidos e de gases. Independentemente do estado da matéria, a emissão pode ser atribuída às modificações das configurações eletrônicas dos átomos ou das moléculas que a constituem. A energia do campo de radiação é transportada pelas ondas eletromagnéticas (ou por fótons, numa outra linguagem). Enquanto a transferência de calor por condução ou por convecção exige a presença de um meio material, a radiação não precisa de qualquer meio. Na realidade, a transferência pela radiação ocorre com maior eficiência no vácuo.

O fluxo máximo (W/m^2) que pode ser emitido por uma superfície é dado pela *lei de Stefan-Boltzmann*:

$$q'' = \sigma T_s^4 \quad (4.4)$$

onde T_s é a temperatura absoluta (K) da superfície e σ é a constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$). Esta superfície é denominada um radiador ideal ou um *corpo negro*. O fluxo de calor emitido por uma superfície real é menor que o emitido por um radiador ideal e dado por:

$$q'' = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (4.5)$$

onde ϵ é uma propriedade radiativa da superfície, a *emissividade*. Esta propriedade, cujo valor está no intervalo $0 \leq \epsilon \leq 1$, indica a eficiência da emissão da superfície, em comparação com um radiador ideal. Inversamente, se houver incidência de radiação sobre uma superfície, uma parcela será absorvida e a taxa na qual a energia é absorvida pela unidade de área superficial pode ser calculada mediante o conhecimento de uma propriedade radiativa da superfície denominada a *absortividade* α . Isto é:

$$q''_{\text{abs}} = \alpha q''_{\text{inc}} \quad (4.6)$$

onde $0 \leq \alpha \leq 1$. A emissão de radiação reduz a energia térmica da matéria, enquanto a absorção a aumenta.

As equações (4.5) e (4.6) determinam a taxa na qual a energia radiante é emitida e absorvida por uma superfície, respectivamente. A determinação da taxa líquida na qual a radiação é trocada entre superfícies é, em geral, bastante mais complicada. Um caso particular, no entanto, envolve a troca líquida de radiação entre uma pequena superfície e uma outra muito maior, que envolve completamente a superfície menor (Figura 4.6).

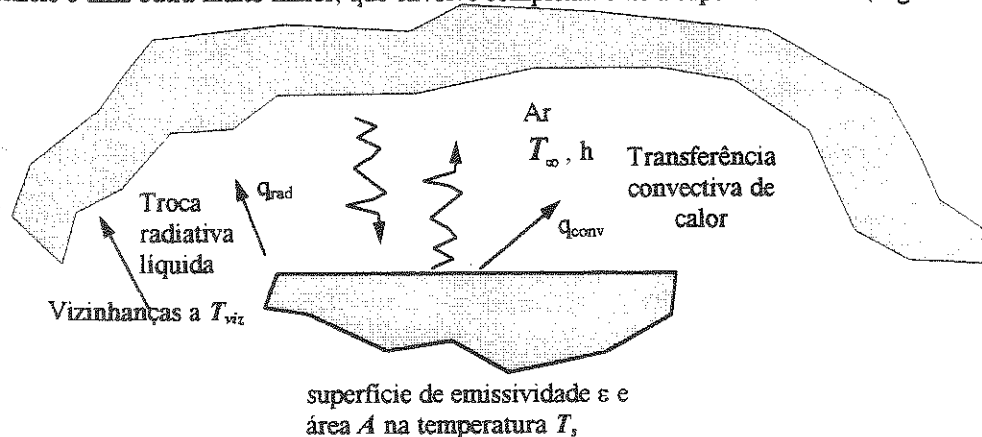


Figura 4.6 - Troca radiativa entre uma superfície e as suas vizinhanças.

A superfície e as vizinhanças estão separadas por um gás que não tem efeito sobre a transferência de radiação. Admitindo que a superfície tenha $\alpha=\epsilon$ (superfície cinzenta), a taxa líquida da troca de radiação térmica entre a superfície e as suas vizinhanças, expressa por unidade de área da superfície, é:

$$q'' = \frac{q}{A} = \epsilon\sigma(T_s' - T_{vz}') \quad (4.7)$$

Nesta expressão, A é a área da superfície e ϵ a sua emissividade, enquanto T_{vz}' é a temperatura das vizinhanças. Neste caso especial, a área e a emissividade das vizinhanças não influenciam a taxa líquida de troca térmica.

Em muitas aplicações é conveniente exprimir a troca líquida de radiação térmica na forma:

$$q_{rad} = h_r A(T_s - T_{vz}) \quad (4.8)$$

onde pela equação (4.7), o *coeficiente de transferência radiativa* de calor h_r é:

$$h_r = \epsilon\sigma(T_s + T_{vz})(T_s^2 + T_{vz}^2) \quad (4.9)$$

Nesta fórmula, modelamos o modo radiativo de maneira semelhante ao modo convectivo. Neste sentido, linearizamos a equação da taxa de radiação, fazendo com que a taxa de calor irradiado seja proporcional a uma diferença de temperatura, e não a diferença das quartas potências de duas temperaturas. Observe-se, no entanto, que h_r depende fortemente da temperatura, enquanto a dependência entre o coeficiente de transferência convectiva de calor h e a temperatura é, em geral, uma dependência fraca.

A superfície imersa nas vizinhanças pode também transferir calor, simultaneamente, por convecção para o gás circundante (Figura 4.6). A taxa total de transferência de calor *da* superfície é então igual à soma das taxas térmicas devidas aos dois modos. Isto é:

$$q = q_{conv} + q_{rad}$$

ou

$$q = hA(T_s - T_\infty) + \epsilon\sigma A(T_s' - T_{vz}') \quad (4.10)$$

Observe-se que a taxa de transferência convectiva de calor q_{conv} é igual ao produto do fluxo, dado pela equação (4.3a), pela área superficial.

Exemplo 4.2

Um tubo, sem isolamento, passa por uma sala na qual o ar e as paredes estão a 25°C. O diâmetro do tubo é 70 mm, a sua temperatura superficial, 200°C e a emissividade, 0.8. Se o coeficiente associado à transferência convectiva livre de calor da superfície para o ar for 15 W/m², qual será a taxa de perda de calor através da superfície do tubo por unidade de comprimento?

Solução:

Hipóteses:

1 - As condições são as de um estado permanente.

2 - A troca de radiação entre o tubo e o ambiente é uma troca entre uma pequena superfície e uma outra muito maior, que a envolve.

Análise:

A perda térmica do tubo ocorre por convecção para o ar ambiente e pela troca radiativa com as paredes. Portanto, pela equação (4.10), com $A = \pi DL$:

$$q = h(\pi DL)(T_s - T_\infty) + \varepsilon\sigma(\pi DL)(T_s^4 - T_{viz}^4)$$

a perda térmica por unidade de comprimento do tubo é, então

$$\begin{aligned} q' = \frac{q}{L} &= 15 \text{ W/m}^2 \cdot K(\pi \times 0.07)(200 - 25) + \\ &+ 0.8(\pi \times 0.07)5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \times K^4(473^4 - 298^4) K^4 \\ q' &= 998 \text{ W/m} \end{aligned}$$

Comentários

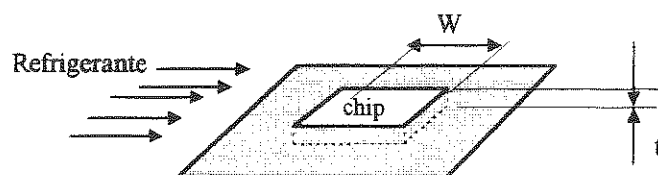
1 - Observe-se que a temperatura pode ser expressa de duas maneiras (isto é, em °C ou em K) quando se calcula uma diferença de temperaturas na taxa de transferência convectiva (ou condutiva) de calor. A temperatura no entanto, deve ser expressa em K quando se calcula uma taxa de transferência radiativa de calor.

2 - Nesta situação, as taxas de transferência de calor pela radiação e pela convecção são comparáveis, pois T_s é grande em comparação com T_{viz} e o coeficiente associado à convecção livre é pequeno. Com um valor mais moderado de T_s , e com valores mais elevados do h associado à convecção forçada, pode ser, muitas vezes, desprezado o efeito da radiação. O coeficiente de transferência radiativa de calor pode ser calculado pela equação (4.9), e nas condições do problema o seu valor é $h_r = 11 \text{ W/m}^2 \cdot K$.

Exercícios Propostos

Condução:

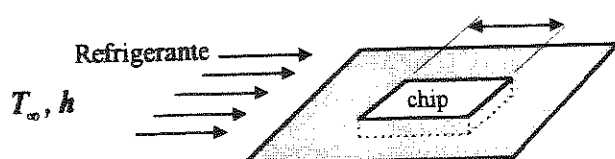
- 4.1 - Através de uma secção de material isolante, com área de secção reta de 10 m^2 e espessura de 2.5 cm , passa um fluxo de calor de 3 kW . A temperatura da superfície interna (quente) do material é 415°C e a condutividade térmica do material é 0.2 W/m.K . Qual é a temperatura da superfície externa?
- 4.2 - As temperaturas das faces interna e externa de uma janela de vidro, com espessura de 5 mm , são 15 e 5°C respectivamente. Qual a perda térmica através da janela de 1 m por 3 m ? A condutividade térmica do vidro é 1.4 W/m.K .
- 4.3 - Um chip quadrado de silício ($k = 150 \text{ W/m.K}$) tem a resta $W = 5 \text{ mm}$ e espessura $t = 1 \text{ mm}$. O chip está montado numa chapa que isola as suas faces laterais e a face traseira mas expõe a face frontal a uma corrente de resfriamento



Havendo uma dissipação de 4 W nos circuitos montados na face traseira do chip, qual deve ser a diferença da temperatura, nas condições de estado permanente, entre a face frontal e a traseira?

Convecção

- 4.4 - O coeficiente de transferência convectiva de calor entre uma superfície a 40°C e o ar ambiente, a 20°C é $20 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. Calcular o fluxo de calor que sai da superfície por condução.
- 4.5 - O ar a 300°C escoa sobre uma chapa plana de 0.5 m por 0.25 m . Se o coeficiente de transferência convectiva de calor for de $240 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, determinar a taxa de transferência de calor através de uma face da chapa quando a sua temperatura for mantida em 40°C
- 4.6 - Um chip isotérmico e quadrado, com aresta $W = 5 \text{ mm}$, está montado numa chapa que isola termicamente as faces laterais e a face traseira, enquanto a face frontal fica exposta a uma corrente de resfriamento a $T_{\infty} = 15^{\circ}\text{C}$. A temperatura do chip, por exigências de segurança e confiabilidade, não pode ser maior que $T = 85^{\circ}\text{C}$



Se o resfriamento for constituído por uma corrente de ar, com o coeficiente de convecção $h=200 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, qual é a potência máxima permissível no chip? Se o resfriamento for o de uma corrente de líquido, com $h = 3 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, qual é a potência máxima permissível?

Radiação

- 4.7 - Uma esfera refrigerada a água, com diâmetro 10 mm e emissividade 0.9 , está mantida a 80°C dentro de um grande forno a vácuo cujas paredes se mantêm a 400°C . Qual a transferência líquida de calor entre as paredes do forno e a esfera?
- 4.8 - Considere as condições do problema 4.6. Com transferência de calor pela convecção para o ar, a potência máxima permissível no chip foi calculada como 0.35 W . Qual será o crescimento percentual da potência máxima permissível no chip se também houver transferência de calor por radiação entre a superfície do chip e uma grande superfície envolvente a 15°C ? A face exposta do chip tem emissividade 0.9

5 - INTRODUÇÃO À CONDUÇÃO DE CALOR

Relembrando que a condução (transferência de calor por difusão) refere-se ao transporte de energia num meio provocado por um gradiente de temperatura e que o mecanismo físico que lhe é intrínseco é o movimento aleatório dos átomos ou das moléculas. Neste item analisar-se-á detalhadamente a equação da taxa de condução e as relações da conservação de energia no processo de condução.

5.1 - A Equação da Taxa de Condução

Embora a equação da taxa de condução (difusão de energia), a da lei de Fourier, tenha sido introduzida no item 4.1, é apropriado agora analisar a sua origem. A lei de Fourier é uma lei fenomenológica, isto é, uma lei desenvolvida a partir de fenômenos observados e não deduzida a partir de princípios fundamentais. Por isso, encara-se a equação da taxa de condução como uma generalização baseada numa grande soma de evidências experimentais. Por exemplo, considere a condução em regime permanente na experiência esquematizada na Figura 5. 1.

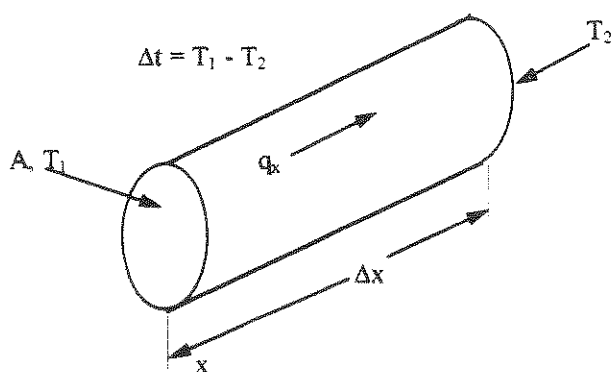


Figura 5.1 - Experiência de condução de calor em regime permanente.

Uma barra cilíndrica de material conhecido está isolada na superfície cilíndrica, enquanto as duas faces terminais são mantidas em temperaturas diferentes, com $T_1 > T_2$. A diferença de temperatura provoca a transferência de calor por condução na direção do x positivo. Pode-se medir a taxa de transferência de calor q , e queremos determinar como q_x depende das seguintes variáveis: ΔT a diferença de temperatura; Δx , o comprimento da barra e A a área da secção transversal.

Pode-se imaginar, primeiro que ΔT e Δx sejam constantes e A , variável. Desta forma, encontra-se que q_x é diretamente proporcional a A . Analogamente, mantendo-se ΔT e A constantes, observa-se que q_x varia inversamente com Δx . Finalmente, mantendo-se A e Δx constantes, encontra-se que q_x é diretamente proporcional a ΔT . O efeito coletivo é então:

$$q_x \propto A \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Ao se modificar o material (por exemplo, trocando-se um metal por um plástico), encontraremos que a proporcionalidade mencionada continua a valer. No entanto, também descobre-se que para os mesmos valores de A , de

Δx e de ΔT , o valor de q_x será menor no caso do plástico comparado ao caso do metal. Isto sugere que a proporcionalidade pode ser convertida numa igualdade mediante a introdução de um coeficiente que é a medida do comportamento do material. Escreve-se, assim:

$$q_x = -kA \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

onde k , a *condutividade térmica* (W/m.K) é uma *propriedade* importante do material. Escrevendo-se esta expressão no limite quando Δx tende para zero, obtém-se para a taxa de calor transferido:

$$q_x = -kA \frac{dT}{dx} \quad (5.1)$$

ou para o fluxo de calor:

$$q_x'' = \frac{q_x}{A} = -k \frac{dT}{dx} \quad (5.2)$$

Observe-se que o sinal negativo é necessário pois o calor se transfere sempre na direção das temperaturas decrescentes e k é um parâmetro positivo.

A lei de Fourier, escrita na forma da equação (5.2) mostra que o fluxo de calor é uma grandeza direcional. Em particular, a direção de q_x'' é normal à secção transversal de área A . Ou, de forma mais geral a direção do fluxo térmico será sempre normal à superfície de temperatura constante, denominada superfície *isotérmica*. A Figura 5.2 ilustra a direção do fluxo de calor q_x'' num sistema de coordenadas unidimensional, quando o gradiente de temperaturas dT/dx é negativo.

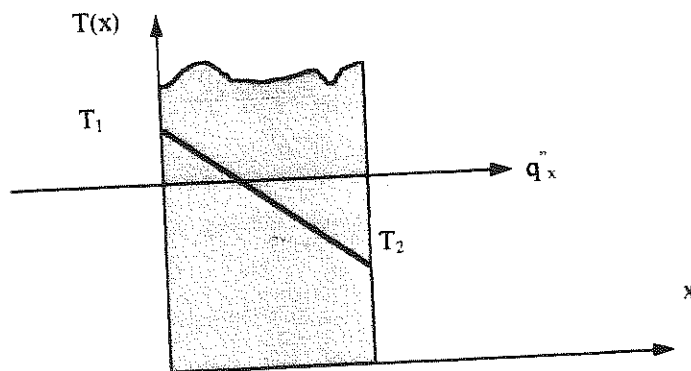


Figura 5.2 - A relação entre o sistema de coordenadas, a direção do fluxo térmico e o gradiente de temperatura num caso unidimensional.

Pela equação (5.2) segue-se que q_x'' é positivo. Observe-se que as superfícies isotérmicas são planos normais à direção x .

Reconhecendo-se que o fluxo de calor é uma grandeza vetorial podemos escrever uma formulação mais geral para a equação da taxa de condução (lei de Fourier) da seguinte maneira:

$$\mathbf{q}'' = -k \nabla T = -k \left(i \frac{\partial T}{\partial x} + j \frac{\partial T}{\partial y} + k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (5.3)$$

onde ∇ é o operador tridimensional del (nabla) e $T(x,y,z)$ é o campo escalar de temperaturas. Está implícito na equação (5.3) que o vetor fluxo térmico está na direção perpendicular às superfícies isotérmicas. Uma outra forma da lei de Fourier é então:

$$q''_x = -k \frac{\partial T}{\partial n} \quad (5.4)$$

onde q''_x é o fluxo térmico numa direção normal a uma isotérmica, conforme mostra o caso bidimensional da Figura 5.3.

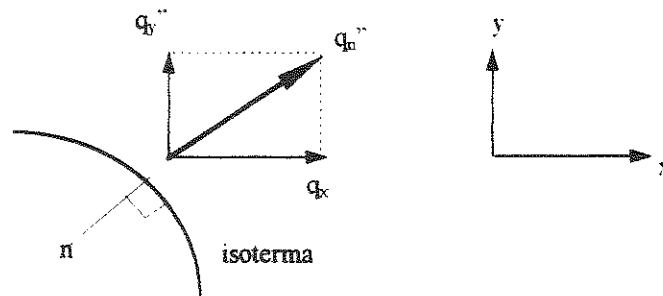


Figura 5.3 - O vetor do fluxo térmico, normal a uma isotérmica, num sistema de coordenadas bidimensional.

A transferência de calor é sustentada por um gradiente de temperatura ao longo de n . Observe-se que o vetor do fluxo de calor pode ser resolvido em suas componentes, assim, em coordenadas cartesianas, e a expressão geral de $\mathbf{q}''$ é

$$\mathbf{q}'' = i q''_x + j q''_y + k q''_z \quad (5.5)$$

enquanto, pela equação (3.13), vem:

$$q''_x = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad q''_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad q''_z = -k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.6)$$

Cada uma destas expressões relaciona o fluxo térmico, *através da unidade de área de uma superfície*, ao gradiente de temperatura na direção perpendicular à superfície. Está também implícito na equação (5.3) que o meio no qual ocorre a condução é um meio *isotrópico*. Neste meio, o valor da condutividade térmica é independente da direção. Em virtude de a lei de Fourier ser a pedra angular da transferência condutiva de calor, as suas características fundamentais resumem-se da seguinte forma: *não* é uma expressão que possa ser deduzida de primeiros princípios; ao contrário, é uma generalização baseada na evidência experimental. É também uma expressão que *define* uma propriedade material importante, a condutividade térmica. Além disso, a lei de Fourier é uma expressão vetorial que indica ser o fluxo térmico normal a uma isotérmica e no sentido das temperaturas decrescentes. Finalmente, observe-se que a lei de Fourier aplica-se aos estado da matéria: Sólido, líquido e gases.

5.2 - As Propriedades Térmicas da Matéria

Para se usar a lei de Fourier é necessário conhecer-se a condutividade térmica dos materiais. Esta propriedade, que é conhecida como uma *propriedade de transporte*, proporciona uma indicação sobre a taxa de transferência de energia através do processo de difusão. Depende da estrutura física da matéria, atômica e molecular, que está relacionada ao estado da matéria. Nesta secção analisa-se diversas formas da matéria e identifica-se aspectos importantes do respectivo comportamento e apresenta-se valores típicos da condutividade térmica.

5.2.1 - Condutividade Térmica

Pela lei de Fourier, equação (5.6), a condutividade térmica é definida por:

$$k \equiv - \frac{q''_x}{(\partial T / \partial x)}$$

Seque-se então que, para um gradiente de temperatura definido, o fluxo térmico de condução aumenta com a elevação da condutividade térmica. Relembrando o mecanismo físico associado à condução (item 4.1), segue-se também que, em geral, a condutividade térmica de um sólido é maior que a de um líquido, que por sua vez, é maior que a de um gás. Conforme a ilustração da Figura 5.4, a condutividade térmica de um sólido pode ser mais do que quatro ordens de grandeza maior que a de um gás.

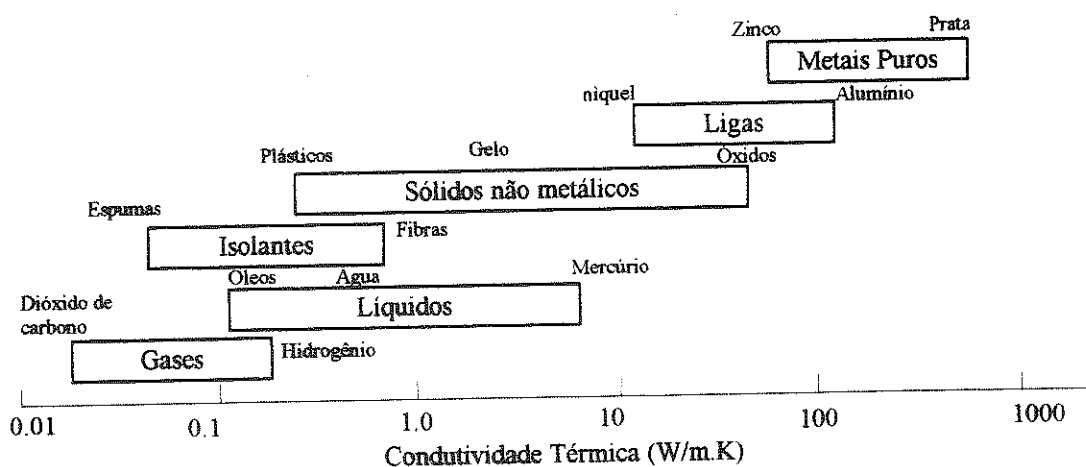


Figura 5.4 - Domínio das condutividades térmicas de diversos estados da matéria em temperaturas e pressões normais.

Esta tendência se deve, em grande parte, às diferenças do espaçamento intermolecular nos dois estados. Na concepção moderna da estrutura dos materiais, um sólido é considerado como constituído por elétrons livres e por átomos ligados a uma disposição espacial periódica, denominada rede. Assim, o transporte de energia térmica se deve a dois efeitos: à migração dos elétrons livres e às ondas vibracionais da rede. Estes efeitos são aditivos, de modo que a condutividade térmica k é a soma da componente eletrônica k_e , e da componente de rede k_l

$$k = k_e + k_l$$

Numa primeira aproximação, k_e é inversamente proporcional à resistividade elétrica ρ_e . Nos metais puros, com ρ_e baixo, não é surpresa que k_e seja muito maior que k_l . Em contraste, nas ligas, que têm ρ_e substancialmente mais

elevada, a contribuição de k_l para k não é desprezível. Nos sólidos não-metálicos, k é determinada principalmente por k_l que depende da frequência de interações entre os átomos da rede. A regularidade da disposição espacial da rede tem efeito importante sobre k_l . Os materiais cristalinos (com rede bem ordenada), como o quartzo, tem condutividade térmica mais elevada que os materiais amorfos como o vidro. Na realidade, nos sólidos não-metálicos, como o diamante e o óxido de berílio, k_l pode ser bastante grande e exceder os valores de k associados a bons condutores como o alumínio.

A dependência entre k e a temperatura aparece na Figura 5.5. no caso de sólidos metálicos e não-metálicos representativos.

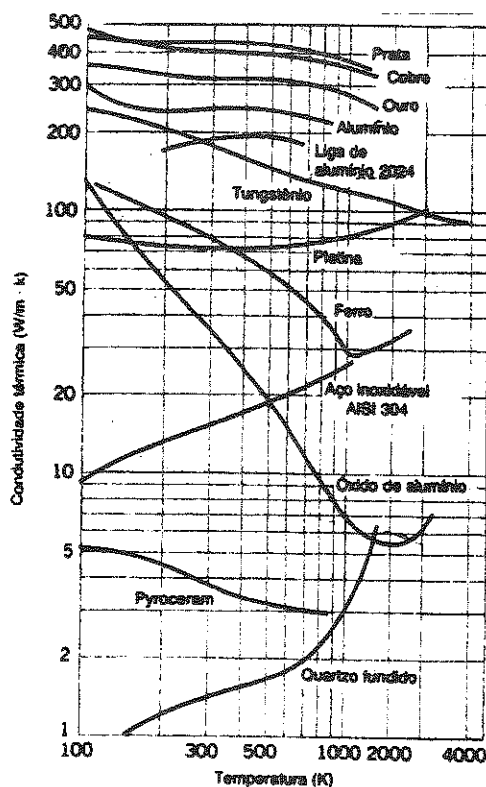


Figura 5.5 - Dependência entre a condutividade térmica de alguns sólidos e a temperatura.

Na Tabela A.1 (sólidos metálicos) e nas Tabelas A.2 e A.3 (sólidos não-metálicos) estão os valores de k de alguns materiais de importância técnica.

Os isolantes térmicos são constituídos por materiais de condutividade térmica baixa combinados a fim de se conseguir condutividades térmicas baixas para os sistemas. Nos isolamentos térmicos constituídos por fibras, por pós ou por escamas, o material sólido está finamente disperso num espaço cheio de ar. Estes sistemas caracterizam-se por uma condutividade térmica efetiva, que depende da condutividade térmica e das propriedades radiativas da superfície do material sólido, e também da natureza e da fração volumétrica do ar ou do espaço vazio. Um parâmetro especial do sistema é a densidade mássica (massa sólida/massa total), que depende bastante da maneira pela qual o material sólido está ligado.

Quando se formam pequenos espaços vazios, ou ocios, mediante a adesão ou a fusão de parte do material sólido, constitui-se uma matriz rígida. Quando estes espaços estão isolados uns dos outros, o sistema é denominado isolamento celular. Exemplos desses isolamentos rígidos são os sistemas de *espumas*, especialmente os constituídos por materiais plásticos ou vítreos. Os isolamentos *reflexivos* são compostos por multicamadas de folhas ou películas delgadas; as camadas têm elevada reflexividade e estão espaçadas para refletir o calor radiante de volta para a fonte emissora. O espaçamento entre as camadas é calculado a fim de restringir o movimento do ar entre elas e, nos isolamentos de alto desempenho, o espaço é evacuado. Em todos os tipos de isolamento, o evacuamento do ar nos espaços vazios reduz a condutividade térmica efetiva do sistema.

É importante reconhecer que a transferência de calor através de qualquer sistema de isolamento inclui diversos modos: a condução através dos materiais sólidos; a condução ou a convecção através do ar nos espaços vazios; e, se a temperatura for suficientemente elevada, a troca radiativa entre as superfícies da matriz sólida. A condutividade térmica *efetiva* leva em conta todos estes processos, e os valores de alguns sistemas isolantes escolhidos estão resumidos na Tabela A.3. Mais informação fundamental e mais dados existem nas referências [2] e [3].

Uma vez que o espaçamento intermolecular é muito maior no estado fluido que no sólido, e que o movimento das moléculas é mais caótico no primeiro do que no segundo estado, o transporte de energia térmica no estado fluido é menos efetivo. A condutividade térmica dos gases e dos líquidos, por isso é em geral menor que a dos sólidos.

O efeito da temperatura, da pressão e da natureza química sobre a condutividade de um gás pode ser explicado em termos da teoria cinética dos gases [4]. Por esta teoria sabe-se que a condutividade térmica é diretamente proporcional ao número de partículas por unidade de volume n , à velocidade molecular média $\bar{c}$ e ao percurso livre médio λ , à distância que em média é percorrida por uma molécula entre duas colisões sucessivas. Então:

$$k \propto n\bar{c}\lambda$$

Uma vez que $\bar{c}$ aumenta com a elevação da temperatura e com a diminuição da massa molecular, a condutividade de um gás aumenta com a elevação da temperatura e com a diminuição da massa molecular. Esta tendências aparecem na Figura 5.6.

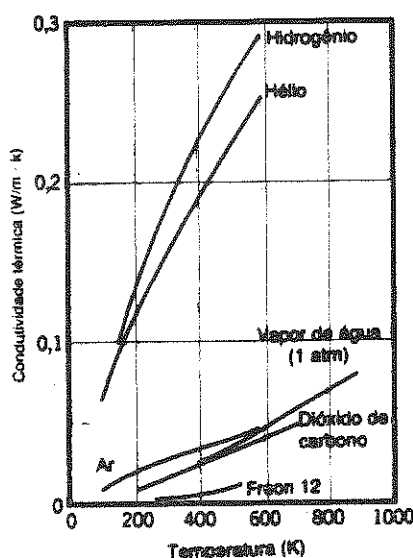


Figura 5.6 - Dependência entre a condutividade térmica de alguns gases nas pressões normais, e a temperatura

Uma vez que n e λ são respectivamente proporcionais direta e indiretamente à pressão do gás, a condutividade térmica é independente da pressão. Esta hipótese é apropriada para as pressões de gás que serão tratadas neste texto. Assim, embora os valores de k da Tabela A.4 refiram-se a gases na pressão atmosférica, ou na pressão de saturação correspondente à temperatura mencionada, é possível utilizá-los sobre um domínio muito mais amplo.

As condições moleculares associadas ao estado líquido são mais difíceis de descrever e os mecanismos físicos para a explicação da condutividade térmica não são bem entendidos [5]. Conforme mostra a Figura 5.7, a condutividade térmica dos líquidos não metálicos em geral diminui com a elevação da temperatura, e as exceções notáveis são as da glicerina e da água.

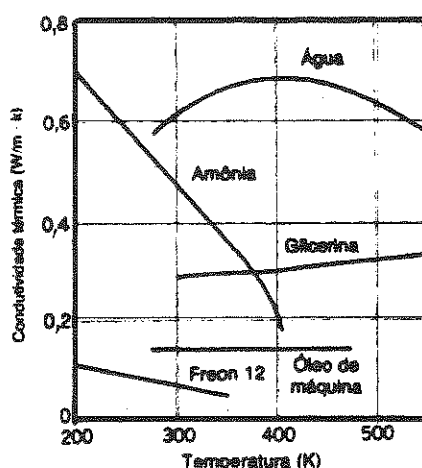


Figura 5.7 - Dependência entre a condutividade térmica de alguns líquidos não-metálicos, em condições saturadas, e a temperatura.

Esta propriedade é insensível à pressão, exceto nas vizinhanças do ponto crítico. Também, é uma regra geral, a condutividade térmica diminui com a elevação da massa molecular. Os valores da condutividade térmica são em geral tabelados em função da temperatura do líquido no estado saturado. As Tabelas A.5 e A.6 apresentam estes dados para diversos líquidos comuns.

Os metais líquidos são comumente usados em aplicações que exigem fluxos térmicos elevados, como as que se fazem nas usinas nucleares de potência. A condutividade térmica desses líquidos está na Tabela A.7. Observe-se que os valores são muito mais elevados que os dos sólidos não-metálicos [6].

5.2.2 - Outras Propriedades Relevantes

Na análise da transferência de calor será necessário usar muitas propriedades dos materiais. Estas propriedades são em geral, denominadas propriedades *termofísicas* e incluem duas categorias distintas, as propriedades de *transporte* e as *termodinâmicas*. As de transporte incluem os coeficientes de taxas de difusão, como k , a condutividade térmica (no caso de transferência de calor) e ν , a viscosidade cinemática (no caso de transporte de momento). As propriedades termodinâmicas, por outro lado, referem-se a estados de equilíbrio do sistema. A densidade

(ρ) e o calor específico (c_p) são duas destas propriedades que se usam extensivamente na análise termodinâmica. O produto ρc_p ($\text{J/m}^3 \cdot \text{K}$), denominado *capacidade calorífica volumar*, mede a capacidade de o material armazenar energia térmica. Em virtude de as substâncias com densidades elevadas terem, tipicamente, calores específicos pequenos, muitos sólidos e líquidos, que são meios muito bons para armazenar energia, têm capacidades caloríficas comparáveis ($\rho c_p > 1 \text{ MJ/m}^3 \cdot \text{K}$). Em virtude das densidades muito pequenas, no entanto, os gases são pouco apropriados para armazenar energia térmica ($\rho c_p \sim 1 \text{ kJ/m}^3 \cdot \text{K}$). As densidades e os calores específicos de muitos sólidos. Líquidos e gases aparecem no Apêndice A.

Na análise da transferência de calor, a razão entre a condutividade térmica e a capacidade calorífica é uma propriedade importante denominada *difusividade térmica* α , que tem as dimensões de m^2/s .

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$$

Esta propriedade mede a relação entre a capacidade de o material conduzir energia térmica e a sua capacidade de armazenar energia térmica. Os materiais com α grande respondem rapidamente às variações do ambiente térmico, enquanto materiais com α pequeno respondem mais lentamente e levam mais tempo para atingir novas condições de equilíbrio.

A exatidão dos cálculos de engenharia depende da exatidão com que se conhecem as propriedades termofísicas [7-9]. Podem ser citados numerosos exemplos de falhas nos projetos de equipamentos e de processos, ou de fracassos no atendimento de especificações de desempenho, atribuíveis a informações de má qualidade associadas à escolha dos valores das propriedades mais importantes usados na análise inicial dos sistemas. A escolha de dados confiáveis das propriedades é uma parcela integral de qualquer análise cuidadosa de engenharia. Deve-se evitar o uso descuidado da literatura ou de manuais que não tenham sido bem caracterizados e avaliados. Na referência [10] podem ser obtidos valores recomendados de muitas propriedades termofísicas. Essa referência, possivelmente presente na maior parte das bibliotecas institucionais, foi preparada pelo Centro de Pesquisas de Propriedades Termofísicas (TPRC) da Universidade de Purdue. Há continuidade no programa de publicação a fim de se dispor de uma cobertura atualizada e ampla das propriedades termofísicas [11].

5.3 - A Equação da Difusão do Calor

O objetivo mais importante numa análise de condução é o de determinar o campo de temperaturas num meio, resultante das condições impostas às suas fronteiras. Isto é, deseja-se saber a distribuição de temperaturas, que representa a variação da temperatura no meio. Uma vez conhecida esta distribuição, o fluxo de calor em qualquer ponto do meio, ou na sua superfície, pode ser calculado pela lei de Fourier. Também podem ser determinadas outras grandezas importantes que têm interesse num sólido, o conhecimento da distribuição de temperatura pode ser usado para julgamento da integridade estrutural através da determinação das tensões, das expansões e das deflexões térmicas. A distribuição de temperatura também pode ser usada para se otimizar a espessura de um material isolante ou para determinar a compatibilidade entre revestimentos ou adesivos especiais e o material.

Analisar-se-á agora a maneira pela qual se pode determinar a distribuição de temperatura. A abordagem consta da aplicação das exigências da conservação da energia, ou seja, define-se um volume de controle infinitesimal.

identificam-se os processos de transferência de energia relevantes e introduz-se as equações de taxa de transferência apropriadas. O resultado é uma equação diferencial cuja solução, com condições de contorno dadas, dá a distribuição de temperatura no meio.

Considere-se um meio homogêneo no qual existem gradientes de temperatura e a distribuição de temperatura $T(x,y,z)$ está expressa em coordenadas cartesianas. De acordo com a metodologia de aplicação da conservação de energia, define-se inicialmente um volume de controle infinitesimalmente pequeno (diferencial), dx , dy , dz conforme está na Figura 5.8.

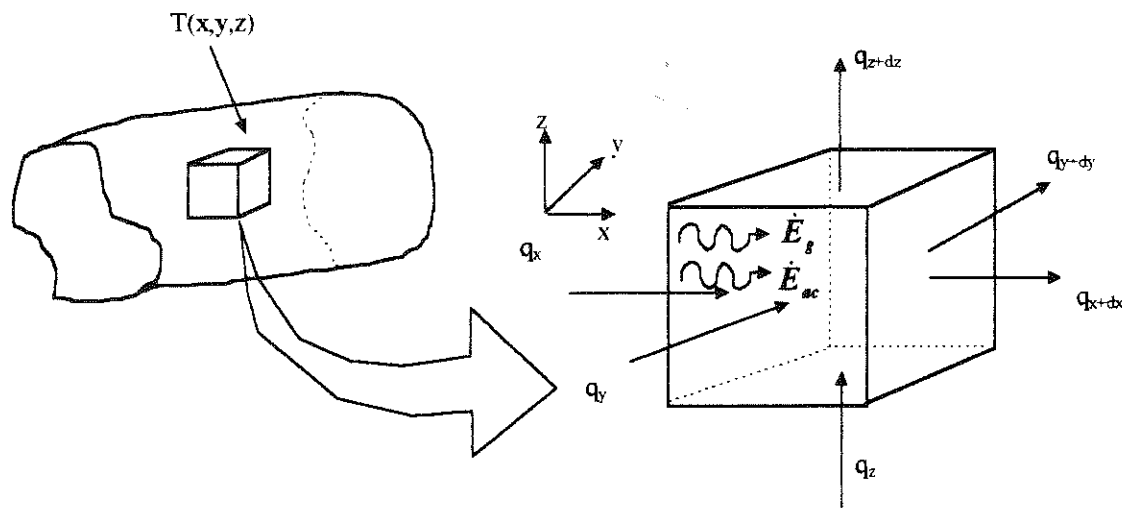


Figura 5.8 - Volume de controle infinitesimal, dx , dy , dz para análise da condução de calor em coordenadas cartesianas.

Querendo formular a primeira lei, num certo instante de tempo, a segunda etapa é a de considerar os processo de energia que são relevantes neste volume de controle. Uma vez que existem gradientes de temperatura, haverá transferência de calor através de cada uma das superfícies de controle. As taxas de condução de calor perpendicular a cada uma das superfícies, nos pontos de coordenadas x , y e z são simbolizadas pelos termos q_x , q_y e q_z , respectivamente. As taxas de condução de calor, em cada superfície oposta, podem então ser expressas numa expansão em série de Taylor, desprezando-se os termos de ordem superior:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \quad (5.7a)$$

$$q_{y+dy} = q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy \quad (5.7b)$$

$$q_{z+dz} = q_z + \frac{\partial q_z}{\partial z} dz \quad (5.7c)$$

Em palavras, a equação (5.7) simplesmente afirma que a componente x da taxa de transferência de calor no ponto $x + dx$ é igual ao valor da componente em x mais o produto da variação da taxa em relação a x por dx . Dentro do meio pode haver também uma fonte de energia que proporciona um termo associado à taxa de geração de energia térmica. Este termo é representado por:

$$\dot{E}_g = \dot{q} dx dy dz \quad (5.8)$$

onde $\dot{q}$ é a taxa de geração de energia por unidade de volume do meio (W/m^3). Além disso pode ocorrer modificação na quantidade de energia térmica acumulada pelo material no volume de controle. Com base numa taxa, pode-se exprimir este termo de acumulação de energia como:

$$\dot{E}_{ac} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (5.9)$$

onde $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$ é a taxa de variação, com o tempo, da energia (térmica) interna do meio, por unidade de volume.

Uma vez mais, é importante observar que os termos $\dot{E}_g$ e $\dot{E}_{ac}$ representam processos físicos diferentes. O termo de geração de energia que envolve, por um lado, energia térmica e, por outro, energia química, elétrica ou nuclear. O termo é positivo (há uma fonte) se houver geração de energia térmica no material à custa de uma outra forma de energia; será negativo (haverá um sorvedouro) se a energia térmica estiver sendo consumida. Em contraste com isto, o termo de acumulação de energia $\dot{E}_{ac}$ refere-se à taxa de variação da energia interna acumulada no material.

A última etapa da metodologia é a de exprimir a conservação da energia com as equações anteriores das taxas. Na base das taxas, a forma geral da conservação da energia é:

$$\dot{E}_{af} + \dot{E}_g - \dot{E}_{sf} = \dot{E}_{ac}$$

Então, reconhecendo que as taxas de condução constituem uma entrada (afluxo) de energia $\dot{E}_{af}$, e uma saída (efluxo) de energia $\dot{E}_{sf}$ e fazendo as substituições com as equações (5.8) e (5.9), obtém-se

$$q_x + q_y + q_z + \dot{q} dx dy dz - q_{x+dx} - q_{y+dy} - q_{z+dz} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (5.10)$$

Fazendo-se a substituição das equações (5.7) tem-se:

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} dx - \frac{\partial q_y}{\partial y} dy - \frac{\partial q_z}{\partial z} dz + \dot{q} dx dy dz = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (5.11)$$

As taxas de condução de calor podem ser dadas pela lei de Fourier:

$$q_x = -k dy dz \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.12a)$$

$$q_y = -k dx dz \frac{\partial T}{\partial y} \quad (5.12a)$$

$$q_z = -k dx dy \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.12a)$$

onde cada componente do fluxo de calor da equação (5.6) foi multiplicada pela área da superfície infinitesimal de controle, a fim de se obter a taxa de transferência de calor. Levando-se as equações (5.12) na equação (5.11) e dividindo-se pelas dimensões do volume de controle (dx, dy, dz), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.13)$$

A equação (5.13) é a forma geral, em coordenadas cartesianas, da *equação da difusão do calor*. Esta é também conhecida como a equação da condução do calor, constitui o instrumento teórico básico para análise da condução do calor. A partir da sua solução pode-se obter a distribuição de temperatura $T(x,y,z)$ em função do tempo. A complexidade aparente desta expressão não deve encobrir o fato de ela descrever uma condição física importante, qual seja, a da conservação da energia. Deve haver o entendimento claro do significado físico de cada parcela que aparece

na equação. Por exemplo, o termo $\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right)$ está relacionado ao fluxo líquido de condução de calor para dentro do volume de controle, na direção da coordenada x . Isto é, multiplicado por dx :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \equiv q''_x - q''_{x+dx} \quad (5.14)$$

Expressões semelhantes valem para os fluxos nas direções y e z . Em palavras, a equação da condução de calor, equação (5.13), afirma que *em qualquer ponto de um meio a taxa líquida de condução de calor para um volume de controle unitário, mais a taxa volumétrica de geração de energia térmica, é igual à taxa de variação de energia térmica acumulada dentro do volume*.

Muitas vezes é possível operar com versões simplificadas da equação (5.13). Por exemplo, se a condutividade térmica for constante, a equação da condução do calor fica:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.15)$$

onde $\alpha = k/\rho c_p$ é a *difusividade térmica*. Outras simplificações da forma geral também são possíveis. Por exemplo, em condições de *regime permanente*, não pode haver variação na quantidade de energia acumulada, então a equação (5.13) se reduz a:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = 0 \quad (5.16)$$

Além disso, se a transferência de calor for *unidimensional* (por exemplo, na direção x) e se não houver geração de energia, a Equação (5.16) se reduz a:

$$\frac{d}{dx} \left(k \frac{dT}{dx} \right) = 0 \quad (5.17)$$

A importante dedução deste resultado é que, em regime permanente, em uma transferência sem geração de energia, o fluxo de calor é uma constante na direção da transferência ($dq''_x/dx = 0$).

A equação da condução do calor pode também ser expressa em coordenadas cilíndricas e em coordenadas esféricas. Os volumes de controle infinitesimais nesses dois sistemas de coordenadas aparecem nas Figuras 5.9 e 5.10.

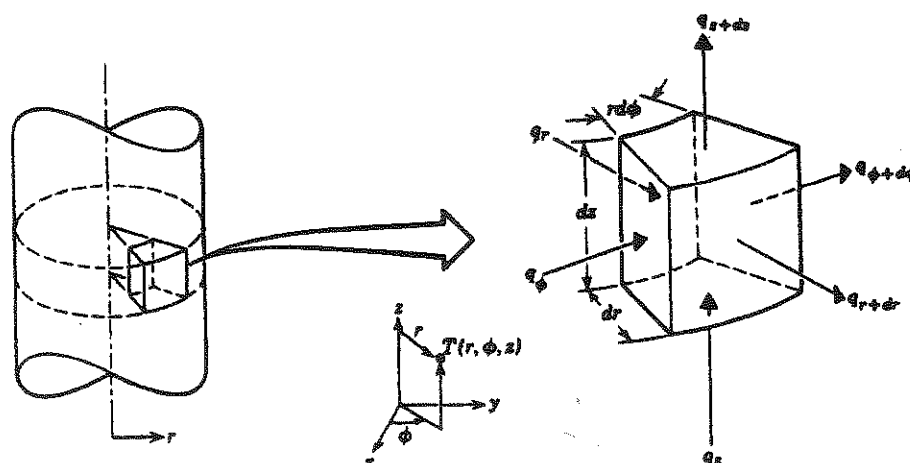


Figura 5.9 - Volume de controle infinitesimal, dr , $r d\phi$, dz para a análise da condução de calor em coordenadas cilíndricas.

Coordenadas cilíndricas: Quando o operador ∇ da equação (5.3) for expresso em coordenadas cilíndricas, a forma do vetor do fluxo de calor, e portanto a lei de Fourier, fica:

$$\mathbf{q}'' = -k \nabla T = -k \left(\mathbf{i} \frac{\partial T}{\partial r} + \mathbf{j} \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \phi} + \mathbf{k} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (5.18)$$

onde

$$q_r'' = -k \frac{\partial T}{\partial r} \quad q_\phi'' = -\frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial \phi} \quad q_z'' = -k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.19)$$

são as componentes do fluxo de calor nas direções radial, circunferencial e axial, respectivamente. Aplicando um balanço de energia ao volume de controle infinitesimal da Figura 5.8, chega-se à seguinte forma geral da equação do calor:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.20)$$

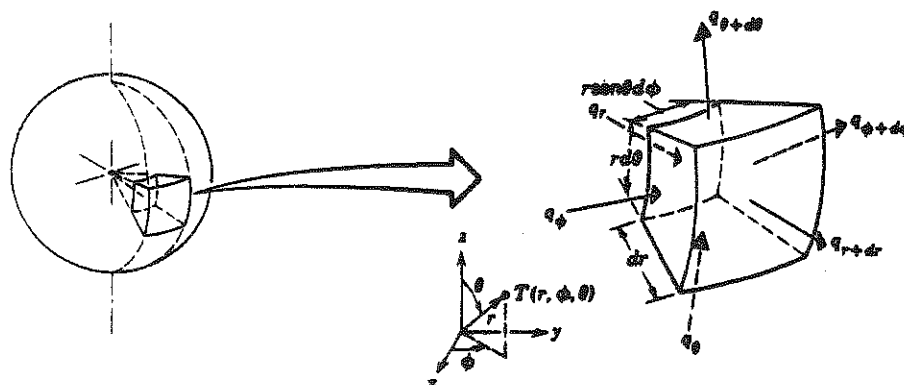


Figura 5.10 - Volume de controle infinitesimal, dr , $r \sin \theta d\phi$, $r d\theta$ para a análise da condução de calor em coordenadas esféricas (r , ϕ , θ).

Coordenadas Esféricas: Em coordenadas esféricas, a forma geral do vetor do fluxo de calor e da lei de Fourier é:

$$\mathbf{q}'' = -k \nabla T = -k \left(i \frac{\partial T}{\partial r} + j \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + k \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \quad (5.21)$$

onde

$$q_r'' = -k \frac{\partial T}{\partial r} \quad q_\theta'' = -\frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad q_\phi'' = -\frac{k}{r \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \phi} \quad (5.22)$$

são as componentes do fluxo de calor nas direções radial, polar e azimutal, respectivamente. Fazendo-se um balanço de energia no volume de controle infinitesimal da Figura 5.10, consegue-se a seguinte forma para a equação da condução de calor:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.23)$$

Observe que o gradiente de temperatura na lei de Fourier deve ter as unidades K/m . Então, ao se estimar o gradiente para uma coordenada angular, ele deverá ser expresso em termos de uma variação de comprimento de arco. Por exemplo, a componente do fluxo de calor na direção circunferencial de um sistema de coordenadas cilíndricas é $q_\phi'' = -(k/r)(\partial T / \partial \phi)$, e não $q_\phi'' = -k(\partial T / \partial \phi)$.

6 - CONDUÇÃO UNIDIMENSIONAL EM REGIME PERMANENTE

Este item trata de situações nas quais o calor se transfere por difusão, em condições *unidimensionais* e em *regime permanente*. O conceito "unidimensional" identifica o fato de apenas uma coordenada ser necessária para descrever a variação espacial das variáveis independentes. Assim, num sistema *unidimensional*, os gradientes de temperatura existem somente ao longo de uma única direção coordenada, e a transferência de calor ocorre exclusivamente nesta direção. O sistema está em condições de *regime permanente* se a temperatura, em cada ponto for independente do tempo. Apesar da simplicidade intrínseca que lhes é própria, os modelos unidimensionais, em regime permanente, podem ser usados para representar com exatidão numerosos sistemas da engenharia.

Inicia-se a análise da condução unidimensional em regime permanente pela discussão da transferência de calor sem geração interna (itens 6.1 a 6.3). O objetivo é determinar as expressões da distribuição de temperatura e a taxa de transferência de calor em casos com geometrias comuns. Introduce-se o conceito de resistência térmica (análogo ao de resistência elétrica) como auxiliar para a solução dos problemas de transferência de calor.

6.1 - Parede Plana

Na condução unidimensional numa parede plana, a temperatura é uma função exclusiva da coordenada x e o calor se transfere somente nesta direção. Na Figura 6.1a, uma parede plana separa dois fluidos em temperaturas diferentes.

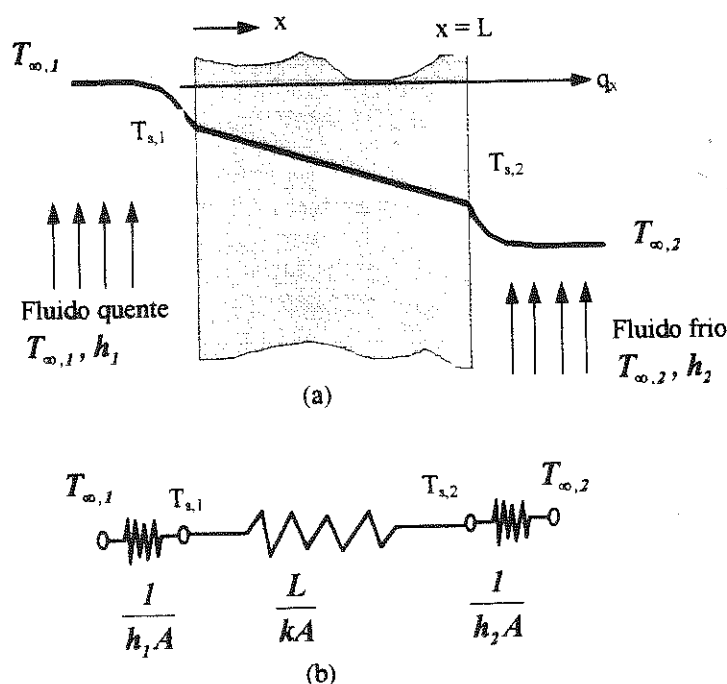


Figura 6.1 - Transferência de calor através de uma parede plana. (a) Distribuição de temperatura. (b) Circuito elétrico equivalente.

A transferência de calor ocorre por convecção do fluido quente a $T_{\infty,1}$ para uma face da parede a $T_{s,1}$, por condução através da parede, e por convecção novamente da outra face da parede a $T_{s,2}$ para o fluido a $T_{\infty,2}$.

Principia-se pelas condições *dentro* da parede. Inicialmente determina-se a distribuição de temperatura, da qual pode-se obter a taxa de transferência de calor.

6.1.1 - Distribuição de temperatura

A distribuição de temperatura na parede pode ser determinada pela solução da equação da condução de calor, com as condições de contorno apropriadas. Em regime permanente, sem fontes nem sorvedouros de energia distribuídos dentro da parede, a forma apropriada da equação da condução do calor, equação (5.17):

$$\frac{d}{dx} \left(k \frac{dT}{dx} \right) = 0 \quad (6.1)$$

Portanto, pela equação (5.2), conclui-se que, na condução unidimensional em regime permanente, numa parede plana, sem geração de calor, o fluxo de calor é uma constante independente de x . Se a condutividade térmica do material da parede for constante, a equação pode ser integrada duas vezes para se ter a solução geral:

$$T(x) = C_1 x + C_2 \quad (6.2)$$

A fim de se obter as constantes de integração, C_1 e C_2 , é necessário a introdução das condições de contorno. Adota-se condições de primeira espécie em $x = 0$ e em $x = L$, e se tem

$$T(0) = T_{s,1} \quad \text{e} \quad T(L) = T_{s,2}$$

Aplicando-se a condição em $x = 0$, na solução geral, segue-se que

$$T_{s,1} = C_2$$

Analogamente, em $x = L$

$$T_{s,2} = C_1 L + C_2 = C_1 L + T_{s,1}$$

e neste caso

$$\frac{T_{s,2} - T_{s,1}}{L} = C_1$$

Fazendo as substituições na solução geral, a distribuição de temperatura fica:

$$T(x) = (T_{s,2} - T_{s,1}) \frac{x}{L} + T_{s,1} \quad (6.3)$$

Este resultado mostra, evidentemente, que, na condução unidimensional, em regime permanente, numa parede plana, sem geração de calor e com a condutividade térmica constante, a temperatura varia linearmente com x .

Agora, com a distribuição de temperatura, pode-se usar a lei de Fourier. Equação (5.1), para determinar a taxa de transferência condutiva de calor. Isto é:

$$q_x = -kA \frac{dT}{dx} = \frac{kA}{L} (T_{s,1} - T_{s,2}) \quad (6.4)$$

Observa-se que A , a área da parede normal à direção da transferência de calor, é uma constante independente de x . O fluxo de calor é então:

$$q_x'' = \frac{q_x}{A} = \frac{k}{L} (T_{s,1} - T_{s,2}) \quad (6.5)$$

As equações (6.4) e (6.5) indicam que a taxa de transferência de calor q_x , e que o fluxo de calor, q_x'' , são constantes, independentes de x .

Nos parágrafos anteriores usou-se a abordagem padrão para resolver os problemas de condução. Isto é, inicialmente, a solução geral para a distribuição de temperatura foi obtida pela resolução da forma apropriada da equação da condução de calor. Aplicou-se então as condições de contorno para obter-se uma solução particular que, com a lei de Fourier, determinasse a taxa de transferência de calor. Observe que fixou-se as temperaturas em $x=0$ e em $x=L$ como as condições de contorno, embora sejam temperaturas dos fluidos, e não as temperaturas superficiais, as que se conhecem nos casos típicos. No entanto, uma vez que a temperatura de um fluido e a temperatura de uma superfície a ele adjacente são facilmente relacionadas mediante um balanço de energia na superfície, é uma questão simples exprimir as equações (6.3), (6.4) e (6.5) em termos das temperaturas dos fluidos, e não das temperaturas das

superfícies. Resultados equivalentes seriam também obtidos, de forma direta, mediante balanços de energia na superfície, como condições de contorno de terceira espécie, para se estimar as constantes da equação (6.2).

6.1.2 - Resistência Térmica

Neste ponto, observa-se um conceito muito importante sugerido pela equação (6.4). Em particular, o que mostra uma analogia entre a difusão do calor e a condução de carga elétrica. Da mesma forma que uma resistência elétrica está associada à condução de eletricidade, pode-se associar uma resistência térmica à condução de calor. Definindo a resistência como a razão entre o potencial motriz e a taxa de transferência que provoca, segue-se, pela equação (6.4), que a resistência térmica na condução é:

$$R_{t,cond} \equiv \frac{T_{s,1} - T_{s,2}}{q_x} = \frac{L}{kA} \quad (6.6)$$

Analogamente, no caso da condução elétrica, a lei de Ohm proporciona uma resistência elétrica da forma:

$$R_e = \frac{E_{s,1} - E_{s,2}}{I} = \frac{L}{\sigma A} \quad (6.7)$$

A analogia entre as Equações (6.6) e (6.7) é óbvia. Uma resistência térmica também pode ser associada à transferência convectiva de calor numa superfície. Pela lei do resfriamento, de Newton:

$$q = hA(T_s - T_\infty) \quad (6.8)$$

e a resistência térmica na convecção é então:

$$R_{t,conv} \equiv \frac{T_s - T_\infty}{q} = \frac{1}{hA} \quad (6.9)$$

A representação mediante circuitos proporciona um instrumento útil para conceitualizar e quantificar os problemas de transferência de calor. O *circuito térmico equivalente* numa parede plana, com condições superficiais convectivas, aparece na Figura 6.1b. A taxa de transferência de calor pode ser determinada a partir da consideração isolada de cada elemento do circuito. Isto é:

$$q'_x = \frac{T_{\infty,1} - T_{s,1}}{1/h_1A} = \frac{T_{s,1} - T_{s,2}}{L/kA} = \frac{T_{s,1} - T_{\infty,2}}{1/h_2A} \quad (6.10)$$

Em termos da diferença global de temperatura, $T_{\infty,1} - T_{\infty,2}$, e da resistência térmica total R_{tot} , a taxa de transferência de calor pode exprimir-se também como:

$$q_x = \frac{T_{\infty,1} - T_{\infty,2}}{R_{tot}} \quad (6.11)$$

Em virtude de as resistências condutiva e convectiva estarem em série e, portanto, poderem se somadas, segue-se que:

$$R_{tot} = \frac{1}{h_1A} + \frac{L}{kA} + \frac{1}{h_2A} \quad (6.12)$$

Uma outra resistência pode ser atribuída à superfície que estiver separada de uma vizinhança de grande porte por um gás. Em particular, a troca radiativa entre a superfície e as suas vizinhanças pode ser importante, e a taxa pode ser determinada pela equação (4.8). Segue-se, então, que a resistência térmica na radiação pode ser definida como:

$$R_{t,rad} \equiv \frac{T_s - T_{viz}}{q_{rad}} = \frac{1}{h_r A} \quad (6.13)$$

onde h_r está definido pela equação (4.9). As resistências radiativas e convectivas da superfície atuam em paralelo, e se $T_\infty = T_{viz}$, as duas podem ser combinadas para se obter uma resistência única efetiva, da superfície.

6.1.3 - A Parede Composta

Os circuitos térmicos equivalentes também podem ser usados no caso de sistemas mais complicados, como por exemplo, as *paredes compostas*. Essas paredes podem envolver qualquer número de resistências térmicas em série e em paralelo, em virtude de camadas de matérias diferentes. Consideremos uma parede composta em série, conforme a Figura 6.2.

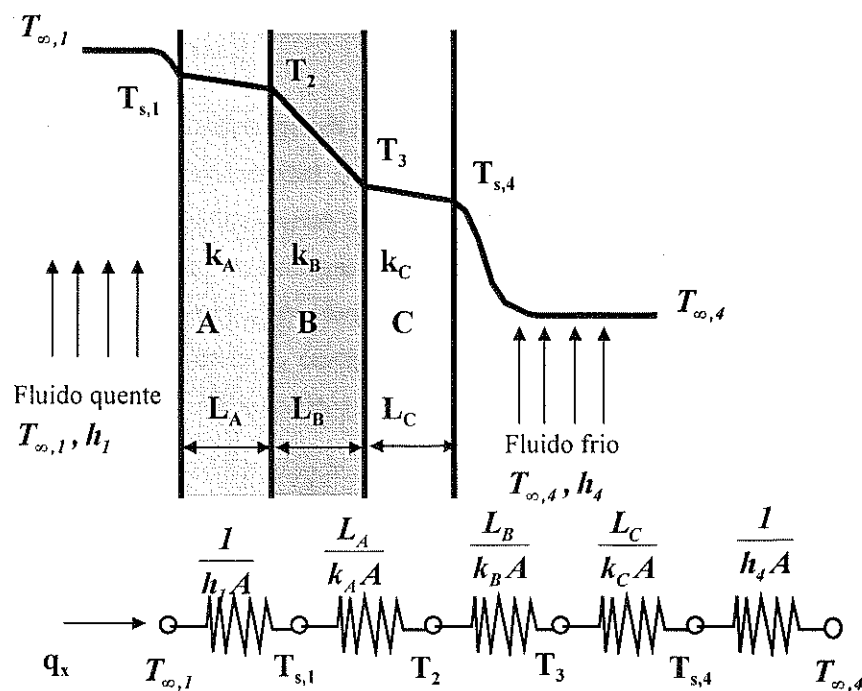


Figura 6.2 - Circuito térmico equivalente para uma parede composta.

A taxa de transferência unidimensional de calor, neste sistema, pode exprimir-se por:

$$q_x = \frac{T_{\infty,1} - T_{\infty,4}}{\sum R_t} \quad (6.14)$$

onde $T_{\infty,1} - T_{\infty,4}$ é a diferença global de temperatura e o somatório envolve todas as resistências térmicas.

Então:

$$q_x = \frac{T_{\infty,1} - T_{\infty,4}}{\left[(1/h_1 A) + (L_A/k_A A) + (L_B/k_B A) + (L_C/k_C A) + (1/h_4 A) \right]} \quad (6.15)$$

De outra maneira, a taxa de transferência de calor pode relacionar-se com a diferença de temperatura e com a resistência associada a cada elemento. Por exemplo

$$q_x = \frac{T_{\infty,1} - T_{s,1}}{(1/h_1)A} = \frac{T_{s,1} - T_2}{(L_A/k_A)A} = \frac{T_2 - T_3}{(L_B/k_B)A} = \dots \quad (6.16)$$

Nos sistemas compostos é muitas vezes conveniente trabalhar com um *coeficiente global de transferência de calor*, U , definido por uma expressão análoga à da lei de Newton do resfriamento. Assim

$$q_x \equiv UA\Delta T \quad (6.17)$$

onde ΔT é a diferença global de temperatura. O coeficiente global de transferência de calor está relacionado a resistência térmica total e, pelas equações (5.20) e (5.23), vê-se que $UA = 1/R_{tot}$. Então, na parede composta da figura 6.2

$$U = \frac{1}{R_{tot}A} = \frac{1}{\left[(1/h_1) + (L_A/k_A) + (L_B/k_B) + (L_C/k_C) + (1/h_2) \right]} \quad (6.18)$$

Em geral, pode-se escrever

$$R_{tot} = \sum R_i = \frac{\Delta T}{q} = \frac{1}{UA} \quad (6.19)$$

As paredes compostas podem também ser caracterizadas por configurações do tipo série-paralelo. Conforme as que aparecem na Figura 6.3. Embora o fluxo de calor seja, neste caso, bidimensional, é muitas vezes razoável admitir condições unidimensionais. Com esta hipótese, podem ser usados dois circuitos térmicos diferentes. No caso (a) admite-se que as superfícies normais à direção x sejam isotérmicas, enquanto no caso (b) admite-se que as superfícies paralelas à direção x sejam adiabáticas. Resultados diferentes se obtêm para R_{tot} e os valores correspondentes de q definem um intervalo dentro do qual está a taxa real de transferência de calor. As diferenças entre estes valores crescem com o aumento de $|k_F - k_G|$, pois então os efeitos bidimensionais se tornam mais significativos.

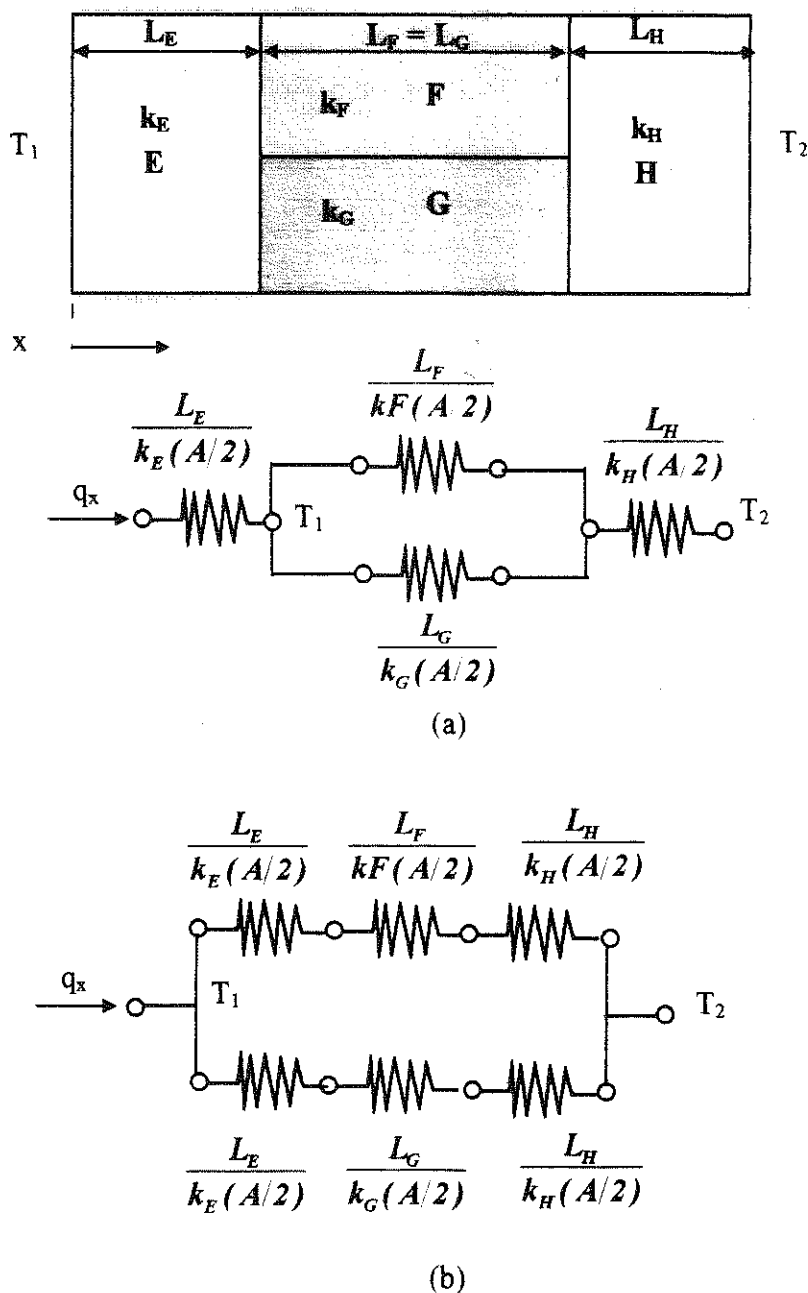


Figura 6.3 - Circuitos térmicos equivalentes numa parede composta em série-paralelo.

6.1.4 - Resistência de Contato

Embora até agora não tenha sido mencionado, é importante observar que, nos sistemas compostos, a queda de temperatura numa interface de dois materiais pode ser apreciável. Esta modificação de temperatura é atribuída ao que se conhece como a resistência de contato térmico, $R_{t,c}$. O efeito aparece na Figura 6.4, e para uma área unitária da interface, a resistência se define como:

$$R''_{t,c} = \frac{T_A - T_B}{q''_x} \quad (6.20)$$

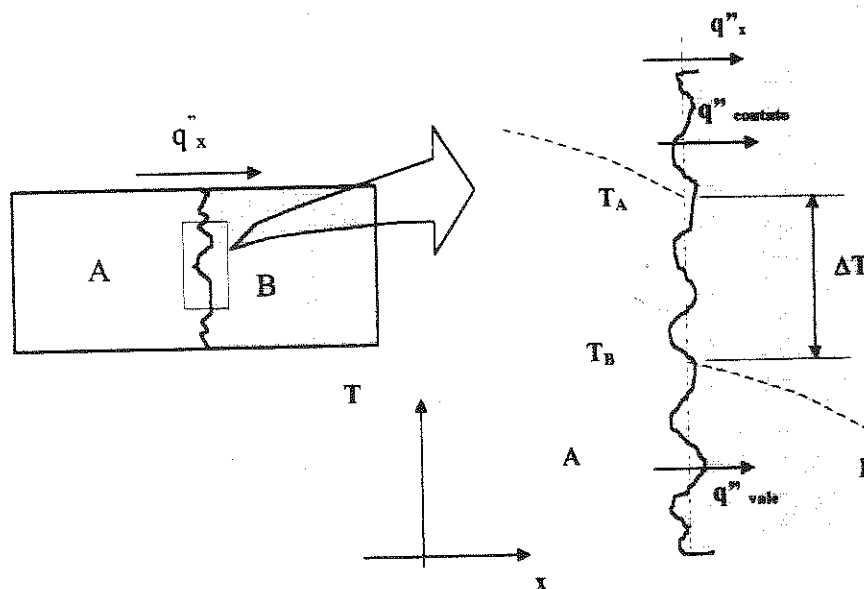


Figura 6.4 - Queda de temperatura devida à resistência térmica de contato.

A existência de uma resistência de contato finita se deve principalmente aos efeitos da rugosidade da superfície. Existem pontos de contato entremeados por vales que, na maioria dos casos estão cheios de ar. A transferência de calor se deve, então à condução através da área real de contato e à condução e/ou à radiação através dos vales. A resistência de contato pode ser considerada como duas resistências em paralelo: a que provém dos pontos de contato real e a que provém dos vales. A área de contato, nos casos típicos, é pequena e, especialmente nas superfícies rugosas, a contribuição mais importante à resistência é a proveniente dos vales.

Para os sólidos cujas condutividades térmicas sejam mais elevadas que a do fluido interfacial, a resistência de contato pode ser reduzida pelo aumento da área dos sítios de contato. Este aumento pode ser efetuado pelo aumento da pressão na junção mediante a redução da rugosidade das superfícies em contato. A resistência de contato também pode ser reduzida pela escolha de um fluido interfacial de condutividade térmica elevada. A este respeito, a ausência de fluido (interface evacuada) elimina a condução através dos vales e, por isso, aumenta a resistência de contato. Embora se tenha proposto teorias para a previsão de $R''_{t,c}$, os resultados mais confiáveis são os que se obtêm experimentalmente. O efeito de cargas sobre as interfaces metálicas pode ser observado na Tabela 6.1a que apresenta intervalos aproximados dos valores da resistência térmica em condições de vácuo. O efeito do fluido interfacial sobre a resistência de uma interface de alumínio aparece na Tabela 6.1b.

Em contraste com os resultados da Tabela 6.1, muitas aplicações envolvem o contato entre sólidos diferentes e uma ampla variedade de possíveis materiais intersticiais (enchimentos), Tabela 6.2.

Qualquer substância intersticial que encha os vales entre as superfícies em contato e cuja condutividade térmica seja maior que a do ar provocará uma diminuição da resistência de contato. Duas classes de material bem

apropriados para este fim são os metais moles e as graxas térmicas. Os metais que incluem o Índio, o chumbo, o estanho e a prata, podem ser inseridos como uma folha delgada ou então aplicados como película delgada de revestimento a um dos componentes da interface. As graxas térmicas, com base em silicone, são atrativas pois têm a capacidade de encher completamente os interstícios com um material cuja condutividade térmica chega a ser 50 vezes maior que a do ar.

Tabela 6.1 - Resistência térmica de contato (a) em interfaces metálicas sujeitas a vácuo e (b) em interfaces de alumínio (rugosidade superficial de $10\text{ }\mu\text{m}$ (R_a), 10^5 N/m^2) com vários fluidos interfaciais [1]

RESISTÊNCIA TÉRMICA $R_{tc} \times 10^4\text{ (m}^2\text{.K/W)}$				
(a) Interface à vácuo			(b) Fluido Interfacial	
Pressão de contato	100 kN/m ²	10.00 kN/m ²	Ar	2,75
Aço Inoxidável	6-25	0,7-4,0	Hélio	1,05
Cobre	1-10	0,1-0,5	Hidrogênio	0,720
Magnésio	1,5-3,5	0,2-0,4	Óleo de silicone	0,525
Alumínio	1,5-5,0	0,2-0,4	Glicerina	0,265

Tabela 6.2 - Resistência térmica de interfaces sólido-sólido representativas

INTERFACE	$R_{tc} \times 10^4\text{ (m}^2\text{.K/W)}$	Fonte
Chip de silício-alumínio esperilhado ao ar (27-500 kN/m ²)	0.3-0.6	[2]
Alumínio-alumínio com enchimento de película de Índio (~100 kN/m ²)	~0.07	[1,3]
Aço Inoxidável-aço inoxidável com enchimento de película de Índio (~3500kN/m ²)	~0.04	[1,3]
Alumínio-alumínio com revestimento metálico (Pb)	0.01-0.1	[4]
Alumínio-alumínio com graxa da Dow Corning (~100 kN/m ²)	~0.07	[1,3]
Aço inoxidável-aço inoxidável com graxa 340 da Dow Corning (3500 kN/m ²)	~0.04	[1,3]
Chip de silício - alumínio com 0.02 mm de epoxi	0.2-0.9	[5]
Latão-latão com 15 μm de solda de estanho	0.025-0.14	[6]

Diferentemente das interfaces mencionadas, que não são permanentes, muitas interfaces envolvem juntas permanentemente ligadas. A junta pode ser formada por uma resina epoxi, ou por uma solda mole rica em chumbo ou pela solda mais dura de uma liga com a de ouro e estanho. Em virtude de resistências interfaciais entre os materiais originais e os materiais de ligação, a resistência térmica real de uma junta é maior que o valor teórico (L/k) calculado a partir de espessura L e da condutividade térmica k do material da junta. A resistência térmica de juntas a epoxi, ou a soldas, também é afetada de forma adversa por vazios e fendas, que se podem formar durante a fabricação, ou como resultado do ciclo térmico durante a operação normal.

EXEMPLO 6.1

Um fabricante de vanguarda de utilidades domésticas está propondo um modelo de forno de autolimpeza e que envolve uma janela composta entre a cavidade do forno e o ar ambiente. A janela composta é constituída por dois plásticos (A e B), resistentes a alta temperatura, com as espessuras $L_A = 2L_B$ e condutividades térmicas $k_A = 0.15\text{ W/m.K}$ e $k_B = 0.08\text{ W/m.K}$. Durante o processo de autolimpeza, as temperaturas da parede do forno e do ar no forno, T_w e T_a , são iguais a

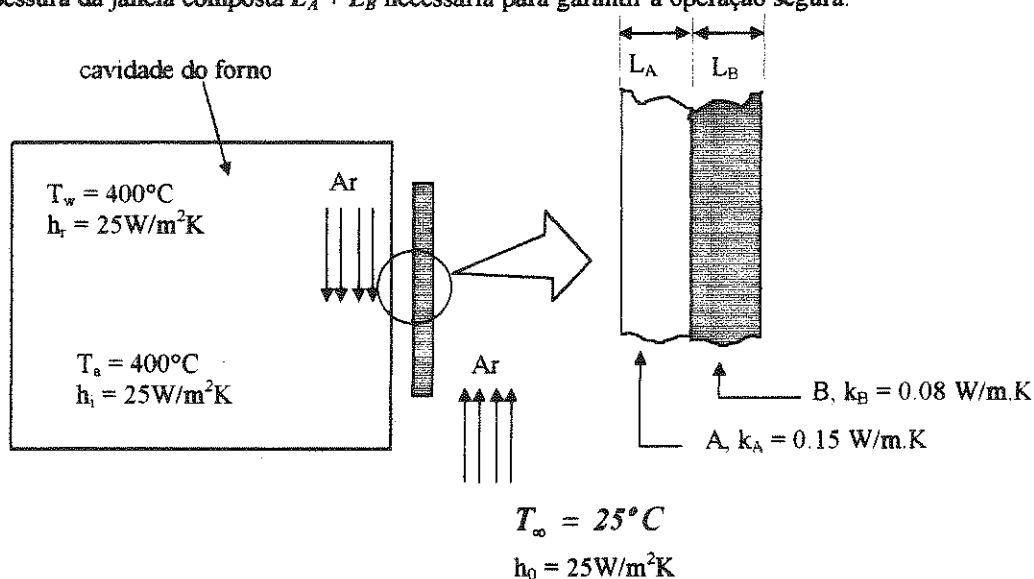
400°C, enquanto a temperatura do ar ambiente, T_∞ , é 25°C. Os coeficientes de transferência convectiva e radiativa de calor no interior do forno, h_i e h_r , e também o coeficiente de transferência convectiva, h_o , são cada qual, aproximadamente iguais a 25 W/m².K. Qual é a espessura mínima da janela, $L = L_A + L_B$, necessária para garantir que a temperatura na superfície externa da janela seja 50°C, ou menos? Esta temperatura, em virtude de razões de segurança, não deve ser excedida.

SOLUÇÃO:

Dados: As propriedades e as dimensões relativas de materiais plásticos usado numa janela de forno composta, e as condições associadas à operação de autolimpeza do forno.

Incógnita: A espessura da janela composta $L_A + L_B$ necessária para garantir a operação segura.

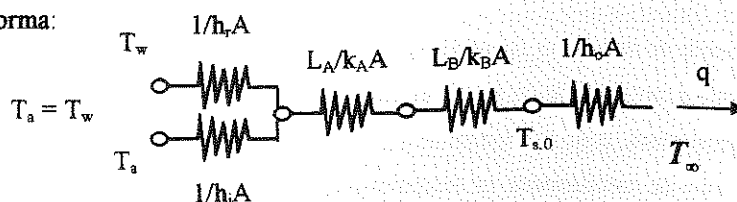
Esquema:



Hipóteses:

- 1 - O regime de operação é permanente
- 2 - A condução através da janela é unidimensional
- 3 - A resistência de contato é desprezível
- 4 - A absorção de radiação no interior do material da janela é desprezível; então não há geração interna de calor (há troca radiativa entre a janela e as paredes do forno na superfície interna da janela).
- 5 - A troca radiativa entre a superfície interna da janela e as vizinhanças é desprezível.
- 6 - Cada plástico é homogêneo e tem as propriedades constantes.

Análise: pode-se montar um circuito térmico verificando-se que a resistência ao fluxo de calor está associada à convecção na superfície externa, à condução e à convecção e à radiação na superfície interna. Assim, o circuito e as resistências têm a seguinte forma:



Uma vez que a temperatura da superfície externa da janela, $T_{s,o}$ é dada, a espessura da janela pode ser obtida aplicando-se um balanço de energia a esta superfície. Isto é:

$$\dot{E}_{sf} = \dot{E}_{sf}$$

ou seja, a taxa de energia afluyente é igual à taxa de energia efluente. Com $T_w = T_a$ e usando-se a equação (6.19):

$$\dot{E}_{sf} = q = \frac{T_a - T_{s,o}}{\sum R_i}$$

e pela equação (6.8):

$$\dot{E}_{sf} = q = h_o(T_{s,o} - T_\infty)$$

A resistência térmica total entre a cavidade do forno e a superfície externa da parede inclui uma resistência efetiva associada à convecção e à radiação, que atuam em paralelo na superfície da janela, e as resistências à condução dos materiais da janela. Portanto:

$$\sum R_i = \left(\frac{1}{1/h_i A} + \frac{1}{1/h_r A} \right)^{-1} + \frac{L_A}{k_A A} + \frac{L_B}{k_B A}$$

ou

$$\sum R_i = \frac{1}{A} \left(\frac{1}{h_i + h_r} + \frac{L_A}{k_A} + \frac{L_B}{2k_B} \right)$$

Levando as expressões ao balanço de energia, vem:

$$\frac{T_a - T_{s,o}}{(h_i + h_r)^{-1} + (L_A/k_A) + (L_B/2k_B)} = h_o(T_{s,o} - T_\infty)$$

resolvendo-se em L_A :

$$L_A = \frac{(1/h_o)(T_a - T_{s,o}) / (T_{s,o} - T_\infty) - (h_i + h_r)^{-1}}{(1/k_A + 1/2k_B)}$$

$$L_A = \frac{0.04 \text{ m}^2 \cdot \text{K} / \text{W} \left(\frac{400 - 50}{50 - 25} \right) - 0.02 \text{ m}^2 \cdot \text{K} / \text{W}}{(1/0.15 + 1/0.16) \text{ m K} / \text{W}} = 0.0418 \text{ m}$$

Uma vez que $L_B = 2L_A = 0.0209 \text{ m}$

$$L = L_A + L_B = 62.7 \text{ mm}$$

Comentários: A operação de autolimpeza é um processo transiente, no que se refere à resposta térmica da janela, e é possível que não se atinja o regime permanente no tempo necessário à limpeza. No entanto, as condições em regime permanente indicam o valor máximo possível de $T_{s,o}$ e por isso são bem apropriadas para o cálculo do projeto.

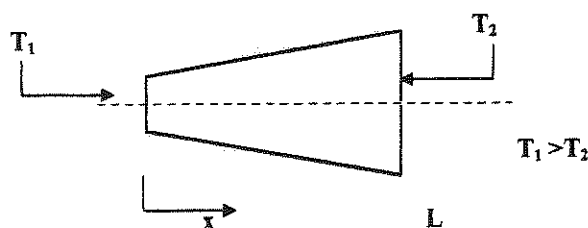
REFERÊNCIAS

- [1]- FRIED, E., "Thermal Conduction Contribution to Heat Transfer at Contacts" in R.P. Tye, Ed., Thermal Conductivity, Vol. 2, Academic Press, London, 1969.
- [2]- EID, J.C. and ANTONETTI, V.W., "Small Scale Thermal Contact Resistance of Aluminium against Silicon" in C.L. Tien V.P. Carey, and J.K. Ferrel, eds., Heat Transfer - 1986, Vol. 2 Hemisphere, New York, 1986, pp. 659-664.
- [3]- SNAITH, B., O'CALLAGHAM, P.W., PROBERT, S.D. "Interstitial Materials for Controlling Thermal Conductances Across Pressed Metallic Contacts" Appl. Energy, 16, 175 1984.
- [4]- YOVANOVICH, M.M. "Theory and Application of Constriction and Spreading Concepts for Microeletronic Thermal Management" Intern Symposium on Cooling Technology of Electronic Equipment, Honolulu, 1987.
- [5]- PETERSON, G.P., FLETCHER, L.S. "Thermal Contact Resistance of Silicon Chip Bonding Materials" Proc. Of the Intern. Symposium on Cooling Technology of Electronic Equipment, Honolulu, 1987, pp438-448.
- [6]- YOVANOVICH, M.M., TUARZE, M. " Experimental Evidence of Thermal Resistance at Soldered Joints, " AIAAJ, Spacecraft Rockets, 6, 1013, 1969.
- [7]- MADHUSUDANA, C.V., FLETCHER, L.S., "Contact Heat Transfer - The Last Decade", AIAAJ, 24, 510, 1986.
- [8]- YOVANOVICH, M.M., "Recent Developments in Thermal Contact Gap and Joint Conductance Theories and Experiment" in C.L. Tien, V.P. Carey, and J.K. Ferrel, Eds. Heat Transfer - 1986, Vol.1, Hemisphere, New York, 1986, pp35-45.
- [9]- HARPER, D.R., BROWN, W.B. "Mathematical Equations for Heat Conduction in the Fins of Air Cooled Engines" NACA Report No. 158, 1922.
- [10]- SCHNEIDER, P.J. Conduction Heat Transfer, Addison-Wesley, Reading, MA, 1955.
- [11]- KERN, D.Q., KRAUS, A.D. Extended Surface Heat Transfer, McGraw-Hill, New York, 1972.

PROBLEMAS PROPOSTOS

Lei de Fourier

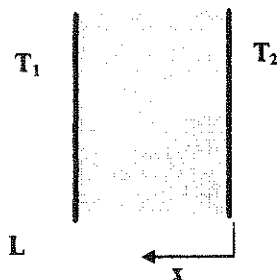
6.1 - Admitir a condução de calor, em regime permanente, no sólido com simetria cilíndrica que aparece na figura abaixo.



Admitindo-se que sejam constantes as propriedades, e que não haja geração interna de calor, esquematize a distribuição de temperatura nas coordenadas $T-x$. Explicar, resumidamente, a forma da curva.

6.2 - Um cano de água quente, com raio externo r_1 , tem a temperatura T_1 . O cano tem uma camada de isolamento espessa, para reduzir a perda térmica, com o raio externo r_2 e temperatura T_2 . Esquematizar a distribuição de temperatura, nas coordenadas $T-r$, no isolamento, no caso de uma transferência de calor em regime permanente, unidimensional, com as propriedades constantes. Apresentar uma explicação resumida que justifique a forma da curva

6.3 - No sistema esquematizado na figura seguinte, há condução de calor em regime permanente, sem geração de calor e unidimensional. A condutividade térmica é 25 W/m.K e a espessura L é 0.5 m .



Determinar as grandezas desconhecidas em cada um dos casos da tabela seguinte e esquematizar a distribuição de temperatura em cada caso, fazendo a indicação da direção do fluxo de calor

CASO	T_1	T_2	dT/dx (K/m)	q_x (W/m ²)
1	400K	300K		
2	100°C		-250	
3	80°C		+200	
4		-5°C		4000
5	30°C			-3000

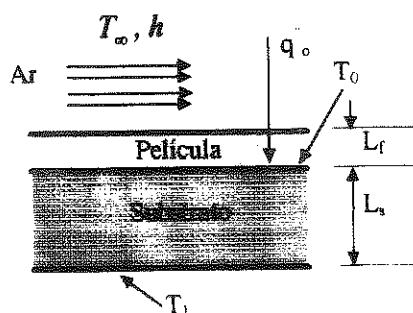
Propriedades Termofísicas

6.4 - Um cilindro maciço de comprimento 0.1 m e diâmetro 25 mm está bem isolado na superfície cilíndrica e as duas bases estão mantidas a 100 e 0°C respectivamente. Qual a taxa de transferência de calor através do cilindro se ele for constituído por (a) cobre puro, (b) liga de alumínio 2024-T6, (c) aço inoxidável AISI302, (d) nitreto de silício, (e) madeira (carvalho), (f) magnésia a 85% e (g) vidro pyrex?

Parede Plana

6.5 - O vidro traseiro de um automóvel é desembaciado pela passagem de uma corrente de ar quente, a 40°C , sobre a sua face interna; o coeficiente de convecção associado é $30 \text{ W/m}^2\text{K}$. Em condições nas quais a temperatura do ar ambiente externo for de -10°C , e o coeficiente de convecção associado à troca térmica na face externa for $65 \text{ W/m}^2\text{K}$, quais as temperaturas das superfícies interna e externa do vidro? A espessura do vidro é 4 mm .

6.6 - Num certo processo de fabricação, uma película transparente é aplicada a um substrato, conforme está ilustrado na figura a seguir:



$$L_f = 0.25 \text{ mm}$$

$$k_f = 0.025 \text{ W/mK}$$

$$L_s = 1.0 \text{ mm}$$

$$k_s = 0.05 \text{ W/mK}$$

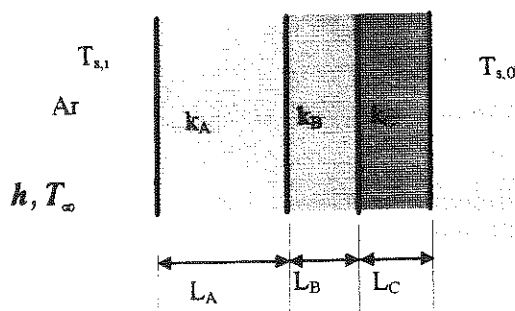
Para fazer a cura da ligação, na temperatura T_0 , usa-se uma fonte de radiação que proporciona um fluxo térmico q_0 (W/m^2), totalmente absorvido na superfície da ligação. O substrato tem a face posterior mantida a T_1 e a face da película exposta ao ar na temperatura T_∞ , com um coeficiente de transferência convectiva de calor h .

(a) Mostrar o circuito térmico que representa a transferência de calor em regime permanente. Ter a certeza de nomear todos os elementos, os nós e as taxas de calor. Deixar o circuito em forma simbólica.

(b) Admitir as seguintes condições: $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $h = 50 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ e $T_1 = 30^\circ\text{C}$. Calcular o fluxo de calor q_0 necessário para manter a superfície da ligação a $T_0 = 60^\circ\text{C}$.

6.7 - Um vidro duplo de janela é constituído por duas placas de vidro de 7 mm de espessura, com um espaço cheio de ar entre elas, com espessura de 7 mm. A janela separa o ar do ambiente interno, a 20°C , do ambiente externo, a -10°C . O coeficiente convectivo associado à face interna (no lado do ambiente interno) é $10 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, e o associado ao lado externo (lado do ambiente externo) é $80 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. Qual a perda de calor através da janela, com 0.8 m de comprimento e 1 m de largura? Pode-se admitir que o ar entre os vidros esteja em descanso.

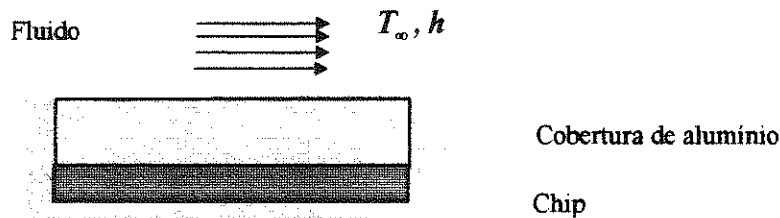
6.8 - A parede um forno é composta por três materiais, dois dos quais com a condutividade térmica conhecida, $k_A = 20 \text{ W/mK}$ e $k_C = 50 \text{ W/mK}$, e com espessura conhecida $L_A = 0.3 \text{ m}$ e $L_C = 0.15 \text{ m}$. O terceiro material, B , que está entre as camadas dos materiais A e C , tem a espessura conhecida, $L_B = 0.15 \text{ m}$, mas a condutividade térmica é desconhecida k_B . Em condições de operação em regime permanente, as medições de temperatura na face externa revelam que $T_{s,e} = 20^\circ\text{C}$ e que, na face interna $T_{s,i} = 600^\circ\text{C}$. A temperatura do ar no forno é $T_\infty = 800^\circ\text{C}$. O coeficiente de transferência convectiva de calor h é $25 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. Qual o valor de k_B ?



Resistência de Contato

6.9 - Uma parede composta separa gases de combustão, a 2600°C , de um refrigerante líquido a 100°C . O coeficiente convectivo no lado do gás é $50 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ e no lado líquido, $1000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. A parede é composta por uma camada de óxido de berílio no lado do gás, com 10 mm de espessura, e uma chapa de aço inoxidável (AISI 304) de 20 mm de espessura no lado do líquido. A resistência de contato entre o óxido e o aço é $0.05 \text{ m}^2\cdot\text{K/W}$. Qual é a perda térmica por área unitária superficial do composto? . Esquematizar a distribuição de temperatura, do gás para o líquido.

6.10 - Um chip de silício está encapsulado de um modo que, em regime permanente, toda a potência dissipada se transfere por convecção para uma corrente de fluido na qual $h = 1000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ e $T_\infty = 25^\circ\text{C}$. O chip está separado do fluido por uma cobertura de alumínio, com 2 mm de espessura, e a resistência térmica de contato na interface chip-alumínio é $0.5 \times 10^{-1} \text{ m}^2\cdot\text{K/W}$.

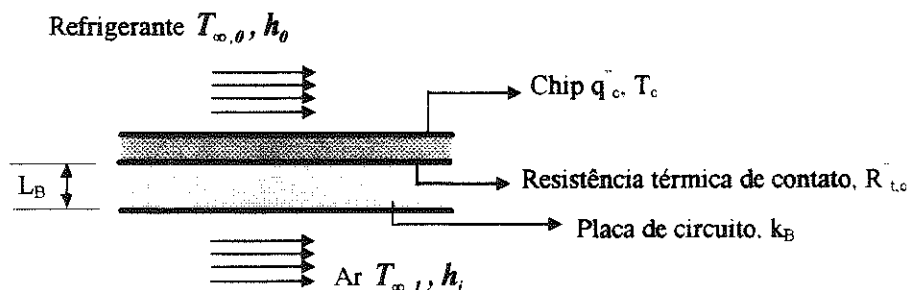


A área superficial do chip é de 100 mm^2 e a temperatura máxima admissível é 85°C . Qual é a dissipação de potência máxima permissível no chip?

6.11 - Num único circuito integrado (chip) podem ser colocados aproximadamente 10^4 componentes elétricos discretos, com uma dissipação do calor gerado eletricamente tão alta quanto 30.000 W/m^2 . O chip, que é muito delgado, é resfriado convectivamente na sua superfície externa, com $h_o = 1000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ e $T_{\infty,o} = 20^\circ\text{C}$, e está montado numa placa de circuito em contato com a sua face interna. A resistência térmica de contato entre o chip e a placa é $10^{-4} \text{ m}^2\cdot\text{K/W}$, a espessura da placa é $L_B = 5 \text{ mm}$ e a condutividade térmica $k_B = 1 \text{ W/m}\cdot\text{K}$. A outra face da placa está exposta ao ar ambiente, no qual $h_i = 40 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ e $T_{\infty,i} = 20^\circ\text{C}$.

(a) Esquematizar o circuito térmico equivalente que corresponde ao regime permanente. Indique as resistências, temperaturas e fluxos térmicos.

(b) Em condições de regime permanente, com a dissipação térmica do chip $q''_c = 30.000 \text{ W/m}^2$, qual é a temperatura do chip?



7 - TRABALHO

7.1 - Trabalho

Trabalho é definido como energia em transição não associada com transferência de massa e devido a uma diferença de potencial que não seja temperatura. A similaridade entre esta definição e aquela para calor é óbvia. Existem somente dois meios pelos quais um sistema pode trocar energia com a vizinhança: calor ou trabalho. Se a razão para a troca for uma diferença de temperatura, então a energia trocada será calor. Se for outra motivação qualquer a energia trocada será chamada trabalho.

Os mesmos pontos discutidos na definição de calor se aplicam na definição de trabalho. Trabalho é energia cruzando uma fronteira; esta energia não pode ser armazenada como trabalho. Energia transferida como trabalho não pode ser associada com transferência de massa. O fato de que trabalho não é energia armazenada ou possuída por um sistema, ou volume de controle, significa que este não é uma propriedade. Desta forma, o trabalho é uma função do caminho que o sistema segue quando muda de estado e usa o símbolo δW para indicar um infinitésimo de trabalho. Quando esta diferencial inexata é integrada para fornecer o trabalho transferido durante uma mudança do estado 1 para o 2, obtém-se:

$$\int_1^2 \delta W = {}_1W_2 \quad (7.1)$$

onde a quantidade ${}_1W_2$ representa a quantidade de trabalho executado pelo, ou sobre, o sistema quando este muda do estado 1 para o 2. Novamente pode-se notar que não tem sentido escrever-se o resultado da integral como $W_2 - W_1$ uma vez que W_1 e W_2 não são o trabalho do sistema nos estados 1 e 2.

Segundo a convenção de sinais adotada universalmente, trabalho é positivo quando *produzido pelo* sistema (energia saindo do sistema) e negativo quando *realizado sobre* o sistema (energia entrando no sistema) de modo obedece uma regra contrária à convenção adotado para calor. A explicação para esta convenção de baseia no fato de que é desejável que um sistema receba calor (calor positivo) e produza trabalho (trabalho positivo). As unidades para trabalho são unidades de energia e são as mesmas empregadas para calor.

A taxa de energia transferida como trabalho é definida como potência. $\dot{W}$ Portanto:

$$\dot{W} \equiv \frac{\delta W}{dt} \quad (7.2)$$

A unidade de potência é o watt, o qual é equivalente a 1 joule por segundo. Note também que as unidades para potência e taxa de transferência de calor são idênticas (watts, quilowatts, etc.) mas não é termodinamicamente correto se referir à taxa de transferência de calor como potência.

7.1.1 - Trabalho Mecânico

Nos cursos de Física e Mecânica o trabalho mecânico é calculado como o produto da força pela distância percorrida na direção da força, ou o produto escalar dos vetores F e dS :

$$\delta W = F \cdot dS \quad (7.3)$$

Considerando-se um sistema fluido onde a força em qualquer ponto da fronteira é dada pelo produto da pressão pela área da fronteira, tem-se:

$$\delta W = F \cdot dS - pA \cdot dS \quad (7.4)$$

Contudo, o produto $A \cdot dS$ representa a mudança de volume do sistema, dV , de modo que:

$$\delta W = p dV \quad (7.5)$$

Para se avaliar o trabalho executado pela fronteira móvel do sistema durante o processo, a equação acima pode ser integrada. Antes porém, deve-se notar que a pressão do sistema deve ser a mesma que aquela na fronteira: as condições de equilíbrio devem prevalecer. Pode-se, contudo, assumir uma condição de quase-equilíbrio e concluir-se que o trabalho realizado pela fronteira se movendo na direção normal à força é dado por:

$${}_1W_2 = \int_1^2 \delta W = \int_1^2 p dV \quad (7.6)$$

Se a pressão permanecer constante durante o processo 1-2, então a equação pode ser prontamente integrada; contudo, em geral pode-se ver que algum tipo de relação entre P e V é necessária. Isto deve realmente existir uma vez que o trabalho é uma função do caminho percorrido pelo sistema.

Diagramas de propriedades são ferramentas úteis em termodinâmica. Quando se calcula o trabalho mecânico durante um processo reversível um diagrama pressão-volume mostrando o caminho do processo é particularmente importante. A área hachurada sob o caminho na Figura 7.1 é proporcional à magnitude do trabalho, $\int p dV$. Nota-se que o trabalho é positivo para um processo no qual o volume aumenta. Se um caminho diferente fosse usado entre os estados 1 e 2, a magnitude do trabalho seria diferente, novamente ilustrando que o trabalho é função do caminho percorrido.

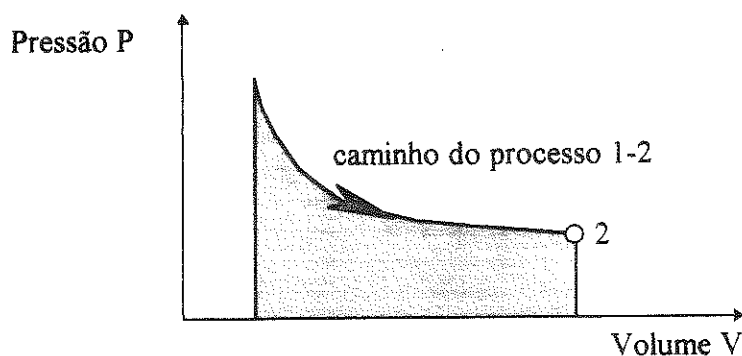


Figura 7.1 - Diagrama pressão-volume mostrando o trabalho $p dV$ para um processo de quase-equilíbrio de um estado 1 para 2.

Quando se compara processos em diagramas como o da Figura 7.1 é útil indicar qual o processo produz mais trabalho.

Exemplo 7-1

Gás está contido num cilindro retido por um pistão móvel, conforme mostrado na Figura E7.1. O volume inicial é de 0.0001m^3 , a pressão inicial é de 1.0 MPa , a temperatura inicial é de 25°C e a constante específica dos gases, R , é igual a $0.297\text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$. O gás obedece à equação de estado dos gases ideais, $PV = MRT$. O gás se expande para um volume de 0.001m^3 em processo de quase-equilíbrio, de modo que o produto $PV = \text{constante}$ (um processo isotérmico)

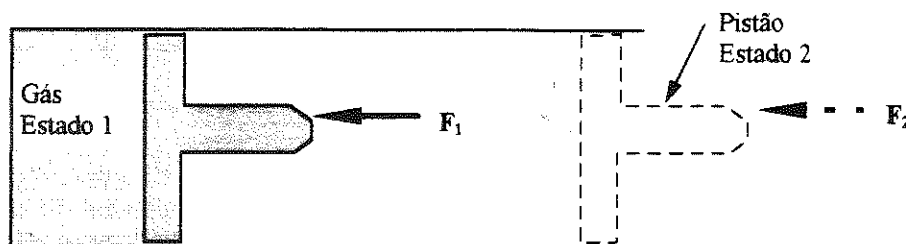


Figura E7.1 - Expansão de um gás ideal num cilindro

Pergunta-se:

- (a) Qual a massa de gás contida no cilindro
- (b) Qual o trabalho realizado com a expansão do gás

Solução:

Escolhe-se o gás como o sistema. Os índices 1 e 2 representam o estado inicial e final respectivamente. Lembrando que $1\text{ Pa} = 1\text{ N/m}^2$ de modo que o produto de P e V , com P em kilopascal e V em metros cúbicos, tem-se a unidade resultante em kilonewton-metro ou kilojoules.

- (a) A equação para um gás ideal pode ser empregada para determinação da massa

$$M = \frac{P_1 V_1}{RT_1} = \frac{(100)(0.0001)}{(0.297)(298.15)} = 1.129 \times 10^{-1}\text{ kg}$$

- (b) Uma vez que a fronteira do sistema, adjacente ao pistão, se move, e há uma força na direção do movimento agindo nesta mesma fronteira, sabe-se que existe trabalho envolvido. Este trabalho pode ser calculado integrando-se $p dV$ porque este é um processo de quase-equilíbrio e a relação entre P e V é conhecida. Portanto tem-se:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV$$

$$\text{e } PV = \text{Const} = P_1 V_1 = P_2 V_2.$$

Portanto:

$$P = \frac{P_1 V_1}{V}$$

$${}_1W_2 = \int_1^2 \frac{P_1 V_1}{V} dV = P_1 V_1 \int_1^2 \frac{dV}{V} = P_1 V_1 (\ln V_2 - \ln V_1)$$

$${}_1W_2 = P_1 V_1 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$$

$${}_1W_2 = (1000)(0.0001) \ln \left(\frac{0.001}{0.0001} \right) = 0.2303 \text{ kJ}$$

Comentário: O trabalho é positivo em sinal o que indica trabalho realizado pelo sistema (sobre a vizinhança) e representa energia transferida para fora do sistema.

7.1.2 - Outras Formas de Trabalho

Existem muitas outras formas de trabalho, dependendo da natureza do sistema em estudo. Estas formas de trabalho são todas, de uma forma geral, do tipo produto escalar entre "força" e "deslocamento" e são válidas para processos em quase-equilíbrio. Alguns exemplos serão brevemente discutidos à frente.

O produto PdV pode ser atribuído ao movimento normal da fronteira do sistema na direção normal à força agindo nesta mesma fronteira. Pode também haver trabalho devido a movimento tangencial da fronteira. Este poderia ser calculado como:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 F_t dS \quad (7.7)$$

onde F_t é a força de cisalhamento agindo na fronteira em movimento e S é o deslocamento da fronteira. O trabalho em esticar um arame ou elástico pode ser calculado por:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 F dL \quad (7.8)$$

onde F é a tensão no arame e L o comprimento do mesmo. O trabalho realizado por uma fronteira que se expande como numa bolha de sabão ou um balão é dado por:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 \sigma dA \quad (7.9)$$

onde σ é tensão superficial (força/comprimento) e A é a área da superfície. O trabalho realizado por uma fronteira sob torção, como um eixo é dado por:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 \tau d\Theta \quad (7.10)$$

onde τ é o torque e Θ é o deslocamento angular. O trabalho elétrico é calculado como:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 \mathcal{E} dZ \quad (7.11)$$

onde $\mathcal{E}$ é o potencial elétrico e Z a carga elétrica. O trabalho magnético é dado por:

$${}_1W_2 = - \int_1^2 \mu_0 \mathcal{S} d(V\mathcal{M}) \quad (7.12)$$

onde μ_0 é a permeabilidade do espaço livre, $\mathcal{S}$ é a força do campo magnético e $\mathcal{M}$ é o vetor de magnetização (momento magnético dipolar por unidade de volume).

Para maiores detalhes sobre estes vários modos de trabalho, existem livros mais especializados de termodinâmica [2, 3, 4 5] ou algum livro básico de Física pode também ser consultado. Devido à definição de trabalho, somente forças agindo na fronteira onde movimento ocorre podem causar trabalho. Forças agindo no interior do sistema, as quais resultam da presença de campos não produzem trabalho mas a energia potencial associada à estas forças conservativas de campo devem ser incluídas na equação da primeira lei da termodinâmica.

7.1.3 - Trabalho Irreversível

Todas as equações mostradas até este ponto, no texto, são válidas somente para processos reversíveis. Por exemplo, o trabalho realizado sobre um gás num processo de compressão em um cilindro pode ser corretamente calculado por $\int pdV$ se o processo é reversível, mas se este for irreversível o trabalho certamente será maior do que aquele calculado e seu verdadeiro valor não será facilmente calculado. Há certas formas de trabalho mecânico inerentemente irreversíveis, por exemplo, aquele devido a forças de fricção. Com relativa frequência as forças de fricção podem ser computadas e o trabalho mecânico pode então ser calculado.

Outra forma de trabalho irreversível é aquele realizado com pás rotativas, como ilustrado na Figura 7.2. Neste caso o sistema consiste de um gás num tanque com volume constante. As pás não são parte do sistema. O trabalho é realizado pelas pás sobre o gás porque o gás (sistema) exerce uma força sobre a fronteira (as pás rotativas) e a fronteira está se movendo. O processo é portanto irreversível. Suponha que depois de acrescentar 100kJ de energia ao gás na forma de trabalho através da rotação das pás, o movimento seja interrompido. É inconcebível que as pás rotativas re-iniciassem o movimento e retirassem 100kJ de energia do gás.

A magnitude do trabalho realizado pelas pás rotativas não pode ser computado pela integração de pdV . De fato, o valor desta integral é zero, uma vez que o volume é constante durante o processo, indicando que não houve realização de trabalho reversível.

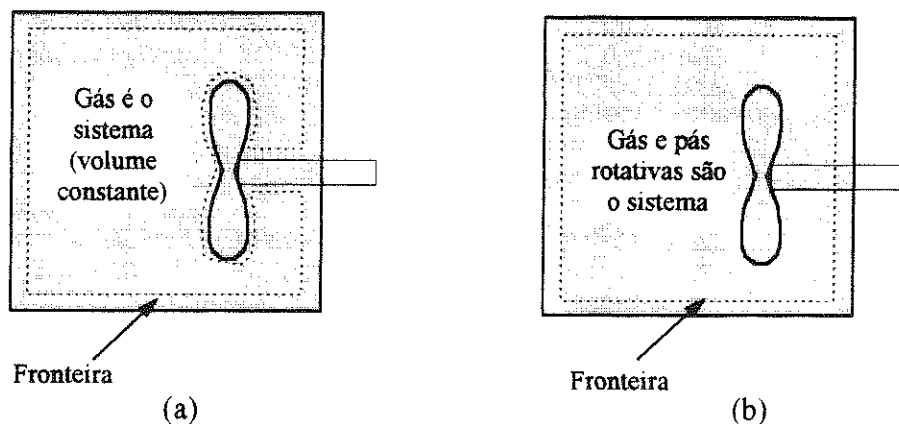


Figura 7.2 - Trabalho realizado com pás rotativas.

Para computar a magnitude do trabalho, as fronteiras do sistema podem ser modificadas de modo que ela corte o eixo propulsor, como mostrado na Figura 7.2(b). Neste ponto existe uma força (torque) agindo na fronteira móvel e se o torque e o deslocamento angular são conhecidos a magnitude do trabalho mecânico pode ser calculada. O sistema, desta forma, consiste de um gás e as pás rotativas, mas sob condições estáveis o trabalho realizado pelo eixo é igual àquele realizado pelas pás sobre o gás. Uma discussão mais detalhada sobre este assunto será realizada após a apresentação da segunda lei da termodinâmica.

Exemplo 7-2

Um tanque rígido é dividido em dois volumes por um diafragma como mostrado na Figura E7-2. No estado inicial a seção à esquerda do diafragma contém um gás, enquanto a da direita está completamente vazia. Se o diafragma é rompido de modo que no estado final o gás ocupe todo o volume, quanto trabalho é realizado sobre ou pelo gás quando passa do estado inicial ao final?

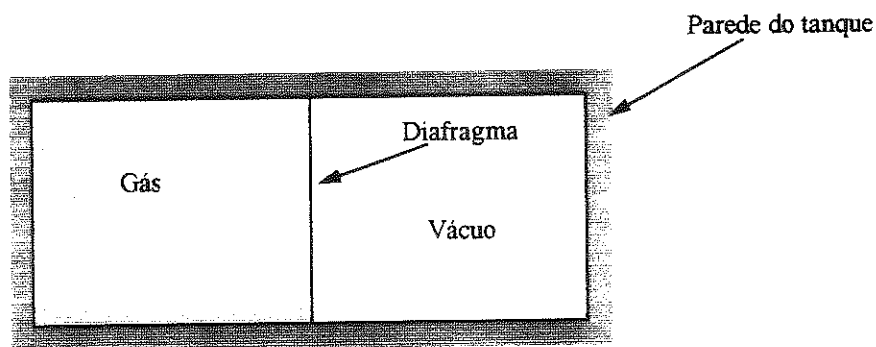


Figura E7.2 - Tanque rígido no estado inicial

Solução:

Assumindo-se que o sistema seja o volume completo dentro do tanque, pode-se argumentar que somente a massa contida dentro da fronteira é a massa do gás. E neste caso a fronteira não se move, portanto nenhum trabalho é realizado pelo sistema. A conclusão é que ${}_1W_2 = 0$.

Se por outro lado assume-se que o sistema seja o gás, isto é, a câmara esquerda, vê-se que a fronteira do sistema se move e poderia se pensar em integrar pdV para cálculo do trabalho. O uso deste procedimento não é válido neste caso porque este não é um caso de um processo de quase-equilíbrio. Haveria muita dificuldade em se definir, por exemplo, a pressão na fronteira em movimento, uma vez que ela se move muito rapidamente durante a expansão. De fato, não há força alguma se opondo à expansão, o que leva novamente à conclusão de que não houve trabalho reversível realizado pelo gás. Portanto, tem-se novamente ${}_1W_2 = 0$.

8 - PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA APLICADO A SISTEMAS E VOLUMES DE CONTROLE

8.1 - Primeiro princípio aplicado a um sistema percorrendo um ciclo

O primeiro princípio a termodinâmica estabelece que: *durante qualquer ciclo percorrido por um sistema, a integral cíclica do calor é proporcional à integral cíclica do trabalho.*

Para ilustrar este princípio, considera-se como sistema o gás no recipiente mostrado na Figura 8.1.

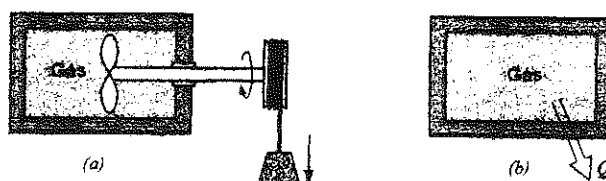


Figura 8.1 - Exemplo de um sistema percorrendo um ciclo.

Permite-se ao sistema completar um ciclo composto por dois processos. No primeiro, trabalho é fornecido ao sistema pelas pás que giram à medida que o peso desce. A seguir, o sistema volta ao estado inicial pela transferência de calor do sistema, até que o ciclo seja completado.

Historicamente, o trabalho foi medido em unidades mecânicas, dadas pelo produto da força pela distância, como por exemplo, em quilograma força x metro ou em joule, enquanto que medidas de calor eram realizadas em unidades térmicas, como a caloria ou a quilocaloria. As medidas de trabalho e calor foram efetuadas, durante um ciclo, para uma grande variedade de sistemas e para várias quantidades de trabalho e calor. Quando as quantidades de trabalho e calor foram comparadas, verificou-se que elas eram sempre proporcionais. Observações iguais a essas conduziram a formulação do primeiro princípio da termodinâmica, que pode ser escrito da seguinte forma:

$$J \oint \delta Q = \oint \delta W \quad (8.1)$$

O símbolo $\oint \delta Q$, denominado integral cíclica do calor transferido, representa o calor líquido transferido durante o ciclo, e $\oint \delta W$, a integral cíclica do trabalho, representa o trabalho líquido durante o ciclo e J é um fator de proporcionalidade, que depende das unidades utilizadas para o trabalho e calor.

A base de todas as leis da natureza é a evidência experimental, isto é verdadeiro também para o primeiro princípio da termodinâmica. Todas as experiências já efetuadas provaram a veracidade, direta ou indiretamente, deste princípio.

Conforme discutido anteriormente, a unidade de trabalho e calor, bem como para qualquer outra forma de energia, no Sistema Internacional de Unidades (SI), é o joule. Dessa maneira, nesse sistema, não necessitamos do fator de proporcionalidade J , e pode-se escrever a equação (8.1) na forma:

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \quad (8.2)$$

que tem sido considerada como a expressão básica do primeiro princípio da termodinâmica para ciclos.

8.2 - Primeiro princípio da termodinâmica para mudança de estado de um sistema

A equação (8.2) estabelece o primeiro princípio da termodinâmica para um sistema durante um ciclo. Muitas vezes, entretanto, está-se interessado somente num processo, e não no ciclo todo, e por isso considerar-se-á o primeiro

princípio da termodinâmica para um sistema que passa por uma mudança de estado. Isso pode ser feito pela introdução de uma nova propriedade, a energia interna, cujo símbolo é E . Considere um sistema que percorre um ciclo, mudando de um estado 1 ao estado 2 pelo processo A e voltando do estado 2 ao estado 1 pelo processo B. Este ciclo é mostrado na Figura 8.2 que é um diagrama pressão (ou outra propriedade intensiva) - volume (ou outra propriedade extensiva)

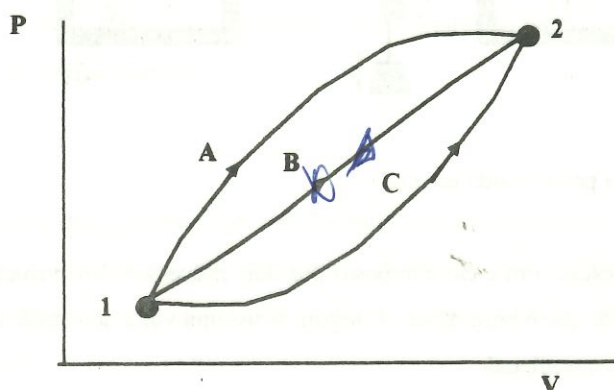


Figura 8.2 - Demonstração da existência da propriedade termodinâmica E .

Do primeiro princípio da termodinâmica, equação (8.2):

$$\oint \delta Q = \oint \delta W$$

Considerando-se os dois processos separados, tem-se:

$$\int_1^2 \delta Q_A + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_A + \int_2^1 \delta W_B$$

Considerando-se agora um outro ciclo, com o sistema mudando do estado 1 para o estado 2 pelo processo C e voltando ao estado 1 pelo processo B. Para esse ciclo pode-se escrever:

$$\int_1^2 \delta Q_C + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_C + \int_2^1 \delta W_B$$

Subtraindo-se esta equação da anterior, tem-se:

$$\int_1^2 \delta Q_A - \int_1^2 \delta Q_C = \int_1^2 \delta W_A - \int_1^2 \delta W_C$$

Reordenando-se:

$$\int_1^2 (\delta Q - \delta W)_A = \int_1^2 (\delta Q - \delta W)_C \quad (8.3)$$

Visto que A e C representam processo arbitrários entre os estado 1 e 2, conclui-se que a quantidade $(\delta Q - \delta W)$ é a mesma para todos os processo entre o estado 1 e o estado 2. Assim, $(\delta Q - \delta W)$ depende somente dos estados inicial e final e não depende do caminho percorrido entre estes dois estados. Conclui-se então que $(\delta Q - \delta W)$ é uma diferencial de uma função de ponto e, portanto, é a diferencial de uma propriedade do sistema. Essa propriedade é a energia interna do sistema. Representando a energia pelo símbolo E , pode-se escrever:

$$\begin{aligned}\delta Q - \delta W &= dE \\ \delta Q &= dE - \delta W\end{aligned}\tag{8.4}$$

Observa-se que, sendo E uma propriedade, sua diferencial é escrita dE . Quando a equação (8.4) é integrada, de um estado inicial 1 a um estado final 2, tem-se:

$${}_1Q_2 = E_2 - E_1 + {}_1W_2\tag{8.5}$$

onde ${}_1Q_2$ é o calor transferido para o sistema durante o processo do estado 1 ao estado 2. E_1 e E_2 são os valores inicial e final da energia E do sistema e ${}_1W_2$ é o trabalho realizado pelo sistema durante o processo

O significado físico da propriedade E é o de representar toda a energia de um sistema em um dado estado. Essa energia pode estar presente numa multiplicidade de formas, tais como: a energia cinética ou a energia potencial do sistema em relação a um sistema de coordenadas; energia associada com o movimento e posição das moléculas; energia associada com a estrutura do átomo; energia química, tal como se apresenta num acumulador; energia presente num capacitor carregado; ou sob várias outras formas. No estudo da termodinâmica é conveniente considera-se separadamente as energias cinética e potencial e admitir que as outras formas de energia do sistema sejam representadas por uma propriedade chamada energia interna. Adotando-se o símbolo U exclusivamente para a energia interna, pode-se escrever:

$$E = \text{Energia Interna} + \text{Energia Cinética} + \text{Energia Potencial}$$

$$E = U + EC + EP$$

O motivo para esta separação é que as energias cinética e potencial estão associadas ao sistema de coordenadas que se escolhe e podem ser determinadas pelos parâmetros macroscópicos de massa, velocidade e elevação. A energia interna U inclui todas as outras formas de energia do sistema e está associada ao estado termodinâmico do sistema. Como cada uma das parcelas é uma função de ponto, pode-se escrever:

$$dE = dU + d(EC) + d(EP)\tag{8.6}$$

O primeiro princípio da termodinâmica para uma mudança de estado de um sistema pode, portanto, ser escrito:

$$\delta Q = dU + d(EC) + d(EP) + \delta W\tag{8.7}$$

Verbalmente, essa equação estabelece que: quando um sistema passa por uma mudança de estado, a energia pode cruzar a fronteira na forma de calor ou trabalho, e cada um destes pode ser positivo ou negativo. A variação líquida de energia do sistema será igual à transferência líquida de energia que cruza a fronteira do sistema. A energia do sistema pode variar por qualquer uma das três maneiras, a saber: por uma variação da energia interna, da energia cinética ou da energia potencial. Como a massa de um sistema é uma quantidade fixa, também pode-se afirmar que uma quantidade de matéria pode assumir três formas de energia - energia interna, cinética ou potencial.

Este parágrafo será concluído deduzindo-se uma expressão para as energias cinética e potencial de um sistema. Considere, primeiramente, sistema que está inicialmente em repouso em relação a um referencial fixo à superfície da terra. Aplica-se uma força externa F horizontal sobre o sistema, admite-se que ocorra um deslocamento dx na direção da força e que não haja transferência de calor nem variação da energia interna. Como não há variação de energia potencial, o primeiro princípio pode ser simplificado para:

$$\delta W = -Fdx = -d(EC)$$

Mas

$$F = ma = m \frac{dV}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{dV}{dx} = mV \frac{dV}{dx}$$

Assim

$$d(EC) = Fdx = mVdV$$

Integrando-se, obtém-se:

$$\int_{EC=0}^{EC} d(EC) = \int_{V=0}^V mVdV$$

$$EC = \frac{1}{2} mV^2 \quad (8.8)$$

Uma expressão para energia potencial pode ser construída de modo semelhante. Considera-se um sistema inicialmente em repouso e a uma certa cota em relação a um plano de referência. Deixa-se atuar sobre o sistema uma força vertical F , de intensidade tal que ela eleva (em altura) o sistema, a uma velocidade constante, de uma quantidade dZ . Admite-se que a aceleração devido à gravidade neste ponto seja g e que não haja transferência de calor nem variação de energia interna. O primeiro princípio para este caso é:

$$\delta W = -FdZ = -d(EP)$$

$$F = ma = mg$$

Então:

$$d(EP) = FdZ = mgdZ$$

Integrando-se :

$$\int_{(EP)_1}^{(EP)_2} d(EP) = m \int_{Z_1}^{Z_2} g dZ$$

Admitindo-se que g não varia com Z (o que é razoável para variações moderadas de cotas)

$$(EP)_2 - (EP)_1 = mg(Z_2 - Z_1) \quad (8.9)$$

Substituindo-se essas expressões para as energias cinética e potencial na equação (8.6), obtém-se:

$$dE = dU + mVdV + mgdZ$$

Integrando-se, para uma mudança do estado 1 até o estado 2, com g constante, tem-se:

$$E_2 - E_1 = U_2 - U_1 + \frac{mV_2^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2} + mgZ_2 - mgZ_1$$

Substituindo-se aquelas expressões da energia cinética e potencial da equação (8.7), tem-se:

$$\delta Q = dU + \frac{d(mV^2)}{2} + d(mgZ) + \delta W \quad (8.10)$$

Admitindo-se que g seja constante e integrando-se a equação anterior, obtém-se:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + \frac{m(V_2^2 - V_1^2)}{2} + mg(Z_2 - Z_1) + {}_1W_2 \quad (8.11)$$

Três observações podem ser feitas com relação a esta equação. A primeira é que a propriedade E , a energia do sistema, realmente existe e pode-se escrever o primeiro princípio para uma mudança de estado, usando-se a equação

(8.5). Entretanto, ao invés de utilizar-se essa propriedade E , viu-se que é mais conveniente considerar separadamente a energia interna, a energia cinética e a energia potencial. Em geral, esse será o procedimento utilizado ao longo deste texto.

A segunda observação é que as equações (8.10) e (8.11) são, de fato, o enunciado da conservação da energia. A variação líquida da energia do sistema é sempre igual à transferência líquida de energia através da fronteira do sistema na forma de calor e trabalho. Isso é um pouco parecido com uma conta conjunta que um homem pode fazer com sua esposa. Neste caso existem dois caminhos pelos quais os depósitos e as retiradas podem ser feitos, quer pelo homem ou por sua mulher e o saldo sempre refletirá a importância líquida das transações. Analogamente, existem dois modos pelos quais a energia pode ser transferida pela fronteira do sistema, seja como calor ou trabalho e a energia do sistema variará na exata medida da transferência líquida de energia que ocorre na fronteira do sistema. O conceito de energia e o princípio da conservação da energia são básicos na termodinâmica.

A terceira observação é que as equações (8.10) e (8.11) somente podem fornecer as variações de energia interna, energia cinética e potencial e assim não consegue-se obter os valores absolutos destas quantidades. Se quisermos atribuir valores a energia interna, energia cinética e potencial, precisa-se admitir estados de referência e atribuir valores para as quantidades nestes estados. Deste modo, a energia cinética de um corpo imóvel em relação à terra é admitida nula. Analogamente, o valor da energia potencial é admitido nulo quando o corpo está numa cota de referência. Para a energia interna, portanto, também necessita-se de um estado de referência para atribuir-se valores para esta propriedade. Esse assunto será considerado à frente.

8.3 - Energia Interna - Uma propriedade termodinâmica

A energia interna é uma propriedade extensiva, visto que ela depende da massa do sistema. As energias cinética e potencial, pelo mesmo motivo, também são propriedades extensivas.

O símbolo U designa a energia interna de uma dada massa de uma substância. Segundo a convenção usada para as outras propriedades extensivas, o símbolo u designa a energia interna por unidade de massa. Pode-se dizer que u é a energia interna específica, conforme fez-se no caso do volume específico. Contudo, como o contexto usualmente esclarecerá, quando se refere a u (energia interna específica) ou a U (energia interna total) usar-se-á simplesmente a expressão energia interna.

No capítulo 2 observou-se que na ausência de efeitos de movimento, gravidade, superficiais, eletromagnético, o estado de uma substância pura é determinado por duas propriedades independentes. É muito expressivo que, apesar destas limitações, a energia interna é uma das propriedades independentes de uma substância pura. Isso significa, por exemplo, que se especificar a pressão e a energia interna (com referência a uma base arbitrária) do vapor superaquecido, a temperatura também estará determinada.

Assim, numa tabela de propriedades termodinâmicas, como as tabelas de vapor de água, os valores de energia interna podem ser tabelados juntamente com as outras propriedades termodinâmicas. As Tabelas A.1, A.2 e A.3 listam a energia interna para estados saturados, incluindo a energia interna do líquido saturado (u_f) e a energia interna do vapor saturado (u_g). Os valores são dados relativamente a um estado de referência arbitrário o qual será discutido posteriormente. A energia interna de uma mistura líquido-vapor, com um dado título, é calculada do mesmo modo que aquele utilizado para o volume específico, ou seja:

$$U = U_f + U_g \quad \text{ou} \quad m u = m_f u_f + m_g u_g$$

Dividindo-se por m e introduzindo-se o título x , tem-se:

$$u = (1-x)u_f + x u_g$$

$$u = u_f + x u_{\text{tot}}$$

Por exemplo: a energia interna específica do vapor à pressão de 0.6 MPa e título de 95% é calculada da seguinte forma:

$$u = u_f + x u_{\text{tot}} = 669.9 + 0.95(1897.5) = 2472.5 \text{ kJ/kg}$$

Exemplo 8.1

Um fluido, contido num tanque, é movimentado por um agitador. A trabalho fornecido ao agitador é 5.900 kJ e o calor transferido do tanque é 1500 kJ. Considerando o tanque e o fluido como sistema, determinar a variação da energia deste.

Solução:

O primeiro princípio da termodinâmica diz:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + \frac{m(V_2^2 - V_1^2)}{2} + mg(Z_2 - Z_1) + {}_1W_2$$

Como não há variação de energia cinética ou potencial, a equação se reduz a:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2 \quad \Rightarrow \quad {}_1Q_2 - {}_1W_2 = U_2 - U_1$$

$$U_2 - U_1 = -1500 - (-5900) = 3590 \text{ kJ}$$

Exemplo 8.2

Considere um sistema composto por uma pedra que tem massa de 10 kg e um tanque contendo 100 kg de água. Inicialmente a pedra está a 10.2 m de altura em relação à água e ambas estão à mesma temperatura (*estado 1*). A pedra cai, então, dentro da água. Admitindo-se que a aceleração da gravidade seja igual a 9.80665 m/s², determinar ΔU , ΔEC , ΔEP , Q e W para os seguintes estados finais:

- A pedra imediatamente antes de penetrar na água (*estado 2*)
- A pedra acabou de entrar em repouso no balde (*estado 3*)
- O calor foi transferido para o meio, numa quantidade tal, que a pedra e a água estão à mesma temperatura inicial (*estado 4*).

Solução:

Do primeiro princípio:

$$Q = \Delta U + \Delta EC + \Delta EP + W$$

e os termos da equação devem ser identificados para cada mudança de estado.

a) A pedra está quase a penetrar na água. Admitindo-se que não houve transferência de calor para a pedra ou da mesma, durante sua queda, conclui-se que durante esta mudança de estado:

$${}_1Q_2 = 0 \quad {}_1W_2 = 0 \quad \Delta U = 0$$

Portanto, o primeiro princípio se reduz a:

$$\begin{aligned} -\Delta EC &= \Delta EP = mg(Z_2 - Z_1) \\ &= 10\text{kg} \times 9.80665\text{m/s}^2 \times (-10.2\text{m}) \\ &= -1000\text{J} = -1\text{kJ} \end{aligned}$$

ou seja:

$$\Delta EC = 1\text{kJ} \quad \Delta EP = -1\text{kJ}$$

b) Imediatamente após a pedra parar no balde:

$${}_2Q_3 = 0 \quad {}_2W_3 = 0 \quad \Delta EP = 0$$

Desta forma:

$$\begin{aligned} \Delta U + \Delta EC &= 0 \\ \Delta U &= -\Delta EC = 1\text{kJ} \end{aligned}$$

c) Depois que o calor necessário foi transferido, para que a pedra e a água apresentem a mesma temperatura que tinham inicialmente, conclui-se que a energia interna final deve ser igual a inicial, ou seja, $\Delta U = 0$ durante todo o processo. Portanto, neste caso:

$$\begin{aligned} \Delta U &= -1\text{kJ} \quad \Delta EC = 0 \quad \Delta EP = 0 \quad {}_3W_4 = 0 \\ {}_3Q_4 &= \Delta U = -1\text{kJ} \end{aligned}$$

8.4 - A propriedade termodinâmica Entalpia

Ao se analisar tipos específicos de processos, freqüentemente encontra-se certas combinações de propriedades termodinâmicas que são, portanto, também propriedades da substância que sofre mudança de estado. Para mostrar uma situação em que isso ocorre, considere um sistema que passa por um processo quase-estático à pressão constante, como o mostrado na Figura 8.3

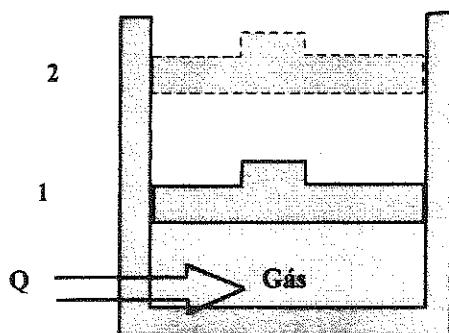


Figura 8.3 - Processo quase-estático à pressão constante.

Admite-se também que não haja variações de energias cinética ou potencial e que o único trabalho realizado durante o processo seja aquele associado a movimento de fronteira. Considere o gás como sendo o sistema e aplicando-se o primeiro princípio (equação 8.11), tem-se:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2$$

O trabalho pode ser calculado pela expressão:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV$$

Como a pressão é constante,

$${}_1W_2 = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1)$$

Portanto:

$$\begin{aligned} {}_1Q_2 &= U_2 - U_1 + p_2V_2 - p_1V_1 \\ &= (U_2 + p_2V_2) - (U_1 + p_1V_1) \end{aligned}$$

Verifica-se que, para esse caso muito restrito, a transferência de calor durante o processo é igual à variação da quantidade $U + pV$ entre os estados inicial e final. Como todos os elementos dessa expressão são propriedades termodinâmicas, funções apenas do estado do sistema, a combinação dos mesmos deve ser apresentar obrigatoriamente as mesmas características. Torna-se, portanto, conveniente definir uma nova propriedade extensiva chamada entalpia,

$$H = U + pV \quad (8.12)$$

ou por unidade de massa:

$$h = u + pv \quad (8.13)$$

Como no caso de energia interna, pode-se referir à entalpia específica, h e à entalpia total por H . No entanto, refere-se a ambas como entalpia, já que o contexto indicará de qual se trata.

Viu-se que a transferência de calor num processo quase-estático à pressão constante é igual à variação de entalpia e esta inclui a variação de energia interna e o trabalho neste processo. Assim, o resultado não é, de modo algum, geral e só é válido para esse caso especial onde o trabalho realizado durante o processo é igual à diferença do produto pV entre os estados final e inicial. Tal não seria verdadeiro se a pressão não tivesse permanecido constante durante o processo.

A importância e o uso da entalpia não estão restritos ao processo especial descrito acima. Outros casos, nos quais a mesma combinação de propriedades $u + pv$ aparece, serão desenvolvidos mais tarde, onde se discutirá a análise do volume de controle. A razão para introduzir-se a entalpia, neste ponto, é que enquanto as tabelas de vapor contém os valores da entalpia e não os da energia interna. Nesses casos é necessário calcular a energia interna num estado utilizando os valores de entalpia tabelados e a equação (8.13).

O estudante frequentemente se confunde acerca da validade deste cálculo ao analisar processos de sistemas que não ocorrem à pressão constante. Deve-se ter em mente que a entalpia, sendo uma propriedade, é uma função do ponto e seu uso para o cálculo da energia interna neste estado não está relacionado nem depende de qualquer processo que possa estar ocorrendo. O estado de referência, nas tabelas de vapor d'água, é o do líquido saturado a 0.01 °C, onde

a energia interna recebe o valor zero. Para fluidos refrigerantes como amônia, R-12 e R-22, o estado de referência é o do líquido saturado a -40°C . Deve-se ressaltar ainda que, quando a entalpia e a energia interna recebem valores relativos ao mesmo estado de referência, como o caso de praticamente todas as tabelas termodinâmicas, a diferença entre a energia interna e a entalpia no estado de referência é igual a pv . Mas como o volume específico do líquido é muito pequeno, o produto pode ser desprezado diante dos algarismos significativos das tabelas. Este princípio deve ser entendido, pois em alguns casos aquele produto pode ser significativo.

A entalpia de uma substância, num estado de saturação e apresentando um certo título, é determinada do mesmo modo que foi utilizado para volume específico e para energia interna. A entalpia do líquido saturado tem o símbolo h_f e do vapor saturado h_g , e o aumento da entalpia durante a vaporização h_{tot} . A entalpia, para um estado de saturação, pode ser calculada por uma das relações:

$$h = (1-x)h_f + xh_g$$

$$h = h_f + xh_{tot}$$

A entalpia da água líquida comprimida pode ser obtida na Tabela A.1.

Exemplo 8.3

Um cilindro provido de pistão contém 0.5 kg de vapor d'água a ^{0.4}0.5 MPa e apresenta inicialmente um volume de 0.1 m³. Transfere-se calor ao vapor até que a temperatura atinja 300°C , enquanto a pressão permanece constante. Determinar o calor transferido e o trabalho realizado nesse processo.

Solução

Sistema: Água interna ao cilindro

Estado inicial: p_1 , V_1 e m portanto v_1 é conhecido e o estado 1 está determinado (com p_1 , v_1 verifique na região de duas fases das tabelas de vapor d'água).

Estado final: p_2 , T_2 assim o estado 2 está determinado (região de vapor superaquecido).

Processo: Pressão constante

Diagrama: Figura E8.3

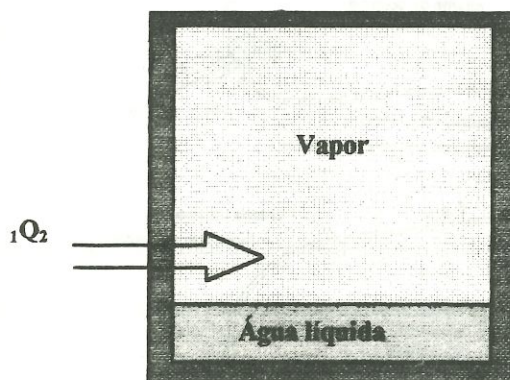


Figura E8.3 - Diagrama para o exemplo 8.3

Análise: Não há variação de energia cinética ou potencial. O trabalho está associado a movimento de fronteira. Admite-se que o processo seja quase-estático. Então, como a pressão é constante:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1) = m(p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

portanto o primeiro princípio da termodinâmica fica:

$$\begin{aligned} {}_1Q_2 &= m(u_2 - u_1) + {}_1W_2 \\ &= m(u_2 - u_1) + m(p_2 v_2 - p_1 v_1) = m(h_2 - h_1) \end{aligned}$$

Pode-se agora calcular empregando-se a energia interna ou a entalpia. Utilizando-se esta última:

$$v_1 = \frac{V_1}{m} = \frac{0.1}{0.5} = 0.2 = 0.001084 + x_1 0.4614$$

$$x_1 = \frac{0.1989}{0.4614} = 0.4311$$

$$h_1 = h_f + x_1 h_{\text{tot}} = 604.74 + 0.4311 \times 2133.8 = 1524.7$$

$$h_2 = 3066.8$$

$${}_1Q_2 = 0.5(3066.8 - 1524.7) = 771.1 \text{ kJ}$$

$${}_1W_2 = mp(v_2 - v_1) = 0.5 \times 400(0.6548 - 0.2) = 91.0 \text{ kJ}$$

Portanto:

$$U_2 - U_1 = {}_1Q_2 - {}_1W_2 = 771.1 - 91.0 = 680.1 \text{ kJ}$$

8.5 - Conservação da massa e o volume de controle

Considere o volume de controle mostrado na Figura 8.4.

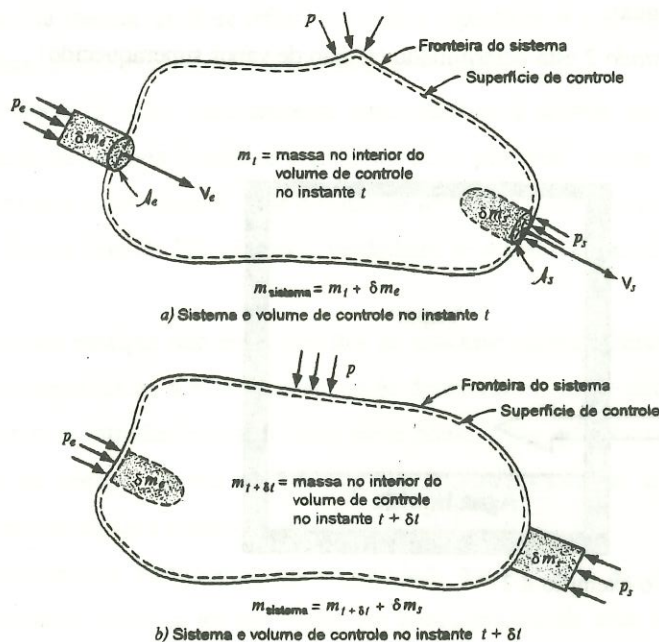


Figura 8.4 - Diagrama de um VC, para análise da equação de conservação da massa aplicada a um VC.

Durante o intervalo de tempo δt , a massa δm_e entra no volume de controle e a massa δm_s sai do mesmo. Além disso chama-se de m_t a massa no interior do VC no início deste intervalo de tempo e de $m_{t+\delta t}$ a massa ao fim deste intervalo de tempo. Pode-se então rescrever a lei da conservação da massa do seguinte modo:

$$\begin{array}{ccccccc} \left[\begin{array}{c} \text{Massa para} \\ t+\delta t \end{array} \right] & = & \left[\begin{array}{c} \text{Massa} \\ \text{inicial} \\ t \end{array} \right] & + & \left[\begin{array}{c} \text{Massa que} \\ \text{entrou} \\ \text{durante } \delta t \end{array} \right] & - & \left[\begin{array}{c} \text{Massa que} \\ \text{saiu} \\ \text{durante } \delta t \end{array} \right] \\ m_{t+\delta t} & = & \delta m_t & + & \delta m_e & - & \delta m_s \end{array}$$

ou ainda:

$$\delta m_s + \delta m_e = m_{t+\delta t} - m_t$$

Pode-se também pensar que o fluxo líquido de massa transferida ao VC no intervalo δt é igual ao acréscimo de massa dentro do mesmo.

$$\begin{aligned} (\delta m_e - \delta m_s) &= m_{t+\delta t} - m_t \\ (m_{t+\delta t} - m_t) + (\delta m_s - \delta m_e) &= 0 \end{aligned} \quad (8.14)$$

Escreve-se agora uma equação para a taxa média da variação da massa interna ao VC durante δt e para fluxos médios de massa que cruzam a superfície de controle durante δt dividindo-se a equação (8.14) por δt :

$$\left(\frac{m_{t+\delta t} - m_t}{\delta t} \right) + \frac{\delta m_s}{\delta t} - \frac{\delta m_e}{\delta t} = 0 \quad (8.15)$$

Para se obter a equação em termos de fluxo para o VC, determina-se o limite de cada termo para δt tendendo a zero. Nesta condição o VC e o sistema coincidem

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \left(\frac{m_{t+\delta t} - m_t}{\delta t} \right) = \frac{dm_{VC}}{dt}$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\delta m_s}{\delta t} \right) = \dot{m}_s$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\delta m_e}{\delta t} \right) = \dot{m}_e$$

O símbolo m_{VC} é usado para indicar a massa instantânea dentro do VC; $\dot{m}_e$ é o fluxo instantâneo que entra no VC através da área A_e e $\dot{m}_s$ é o fluxo instantâneo que deixa o VC através da área A_s . Na prática, podem existir várias áreas na superfície de controle através das quais ocorrem fluxos (por exemplo, em processos de mistura ou que envolvam reações químicas). Esse fato pode ser levado em conta, na equação anterior, tomando-se os somatórios dos fluxos existentes nas várias áreas discretas de alimentação e descarga. Assim, a equação em termos de fluxo instantâneo é:

$$\frac{dm_{VC}}{dt} + \sum \dot{m}_i - \sum \dot{m}_e = 0 \quad (8.16)$$

A equação (8.16) é comumente chamada de equação da continuidade e esta forma de apresentação é adequada para a maioria das aplicações na termodinâmica. No estudo da mecânica dos fluidos e da transferência de calor, ela é freqüentemente reescrita em termos de propriedades locais do fluido. Neste texto considera-se a equação (8.16) como a expressão geral da equação da continuidade.

8.6 - Primeiro Princípio da Termodinâmica para um Volume de Controle

Já considerou-se o primeiro princípio da termodinâmica para um sistema, que consiste numa quantidade fixa de massa (equação (8.5)) e notou-se que ela pode ser escrita na forma:

$${}_1Q_2 = E_2 - E_1 + {}_1W_2$$

Viu-se também que dividindo-se por Δt , obtém-se uma equação de fluxos médios no intervalo de tempo Δt :

$$\frac{\delta Q}{\delta t} = \frac{E_2 - E_1}{\delta t} + \frac{\delta W}{\delta t} \quad (8.17)$$

A fim de escrever a primeira lei, em termos de fluxo e para um VC, procede-se de modo análogo ao usado para deduzir a equação da conservação da massa em termos de fluxo. Na Figura 8.5 vê-se um sistema e um VC. O sistema é formado por toda a massa inicialmente contida no VC, mais a massa δm_e .

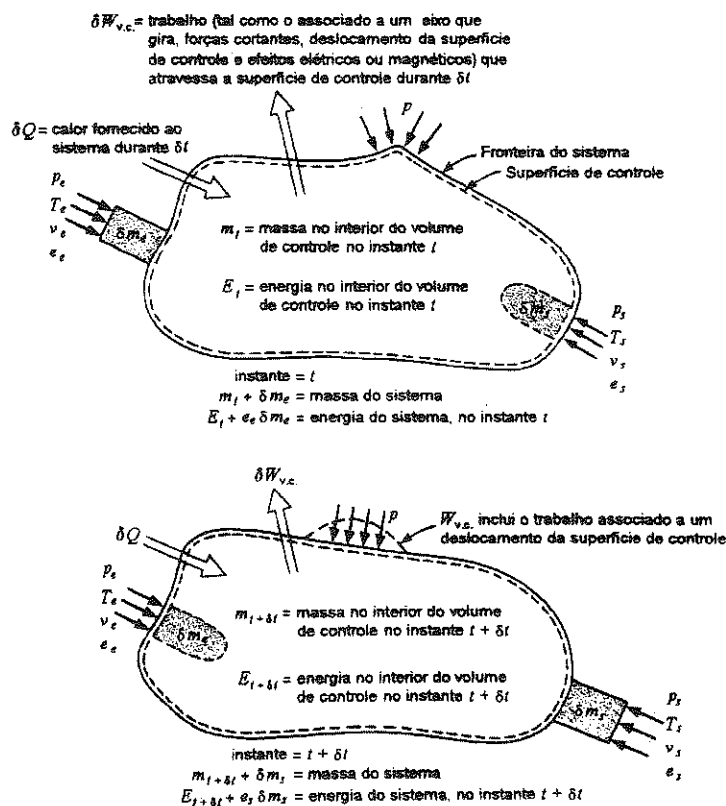


Figura 8.5 - Diagrama esquemático, para a aplicação da primeira lei a um volume de controle, que mostra calor, trabalho e massa atravessando a superfície de controle.

Considere-se as mudanças que ocorrem no sistema e no VC durante o intervalo de tempo δt . Durante este intervalo de tempo δt a massa δm_e entra no VC através da área A_e e a massa δm_s sai através da área A_s . Nesta análise admite-se que os incrementos em massa δm_e e δm_s tem propriedades uniformes. O trabalho total realizado pelo sistema durante o processo, δW , é o associado às massas δm_e e δm_s que cruzam a superfície de controle (comumente chamado de trabalho de fluxo), e o trabalho δW_{VC} que inclui todas as outras formas de trabalho, tais como um eixo que atravessa a fronteira do sistema, forças de cisalhamento, efeitos elétricos, magnéticos ou superficiais, expansão ou contração do VC. Uma quantidade de calor δQ atravessa a fronteira durante δt . Considere agora cada termo da primeira lei escrita para o sistema e transforme-o numa forma equivalente, aplicável ao VC. Considere primeiro o termo $E_2 - E_1$. Seja:

E_1 = energia do VC no instante t

$E_{t+\delta t}$ = energia do VC no instante $t+\delta t$

então

$E_1 = E_t + e_e \delta m_e$ = energia do sistema no instante t

$E_2 = E_{t+\delta t} + e_s \delta m_s$ = energia do sistema no instante $t+\delta t$

Portanto:

$$\begin{aligned} E_2 - E_1 &= E_{t+\delta t} + e_s \delta m_s - E_t - e_e \delta m_e \\ &= (E_{t+\delta t} - E_t) + (e_s \delta m_s - e_e \delta m_e) \end{aligned} \quad (8.18)$$

o termo $(e_s \delta m_s - e_e \delta m_e)$ representa o fluxo de energia que atravessa a superfície de controle durante δt e é associado às massas δm_e e δm_s que cruzam a superfície de controle.

Considere com maior detalhe o trabalho associado às massas δm_e e δm_s que cruzam a superfície de controle. O trabalho é realizado pela força normal (normal à área A) que age sobre δm_e e δm_s quando estas atravessam a superfície de controle. Essa força normal ao produto da tensão normal, $-\sigma_n$, pela área A . O trabalho realizado é:

$$-\sigma_n A dl = -\sigma_n \delta V = -\sigma_n v \delta m \quad (8.19)$$

Uma análise completa da natureza da tensão normal, σ_n para fluidos reais, envolve a pressão estática e efeitos viscosos, mas está fora do objetivo deste livro. Admite-se, neste texto, que a tensão normal, σ_n , num ponto é sempre igual à pressão estática neste ponto. Esta hipótese é razoável em muitas aplicações e conduz a resultados bastante precisos.

Com essa hipótese, o trabalho realizado sobre a massa δm_e para conduzi-la no VC é $p_e v_e \delta m_e$ e o trabalho realizado pela massa δm_s ao sair do VC é $p_s v_s \delta m_s$. Chama-se estes termos de trabalho de fluxo, mas na literatura pode-se encontrar outros nomes como, por exemplo, escoamento de energia, trabalho de introdução e trabalho de expulsão.

Assim, o trabalho total realizado pelo sistema durante δt é:

$$\delta W = \delta W_{VC} = (p_s v_s \delta m_s - p_e v_e \delta m_e) \quad (8.20)$$

Divide-se agora as equações (8.18) e (8.19) por δt e substituindo-se na primeira lei, equação (8.17). Combinando os termos e re-arranjando:

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} (e_e + p_e v_e) = \left(\frac{E_{t+\delta t} - E_t}{\delta t} \right) + \frac{\delta m_s}{\delta t} (e_s + p_s v_s) + \frac{\delta W_{vc}}{\delta t} \quad (8.21)$$

Cada um dos termos de fluxo dessa expressão pode ser rescrito na forma:

$$e + pv = u + pv + \frac{V^2}{2} + gZ \quad (8.22)$$

utilizando a definição da propriedade termodinâmica entalpia (equação (8.13)). A principal razão para se definir a propriedade entalpia é que a combinação $(u + pv)$ sempre está presente quando existe um fluxo de massa através da superfície de controle. A sua introdução antecipada relacionada com o processo à pressão constante, foi feita para que fosse possível a utilização das tabelas de propriedades termodinâmicas naquele ponto do texto.

Aplicando-se o resultado da equação (8.21) na equação (8.20) tem-se:

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) = \left(\frac{E_{t+\delta t} - E_t}{\delta t} \right) + \frac{\delta m_s}{\delta t} \left(h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s \right) + \frac{\delta W_{vc}}{\delta t} \quad (8.23)$$

Para transformar esta expressão em uma outra que envolva termos de fluxo, considera-se o que acontece com cada um dos termos quando δt tende a zero. Os termos do calor e do trabalho tornam-se quantidades associadas às taxas de transferência. Analogamente, as quantidades relativas às massas tornam-se fluxos de massa, e o termo da energia torna-se a taxa de variação da energia com o tempo, no VC. Admitiu-se, originalmente, propriedades uniformes da massa δm_e , que entra no VC através da área A_e e da massa δm_s , que sai através da área A_s . Em consequência, ao tornar-se os limites acima mencionados, as hipóteses impõe a restrição de que as propriedades tem que ser uniformes, a cada instante, ao longo das áreas A_e e A_s . Naturalmente as propriedades podem depender do tempo.

Ao se utilizar os valores limites para exprimir a equação do primeiro princípio da termodinâmica, para um volume de controle em termos de fluxo, novamente inclui-se os sinais de somatórios nos termos de fluxo. Assim é possível adequar a equação para os casos onde existe múltiplas corrente de fluxo (que podem entrar ou sair do VC). Portanto, o resultado é:

$$\dot{Q}_{vc} + \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) = \frac{dE_{vc}}{dt} + \sum \dot{m}_s \left(h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s \right) + \dot{W}_{vc} \quad (8.24)$$

que é, para esta finalidade, a expressão geral do primeiro princípio da termodinâmica. Em palavras essa equação diz que a taxa de transferência de calor para o volume de controle mais a taxa de energia que entra, no mesmo, como resultado da transferência de massa, é igual à a taxa de variação da energia dentro do VC mais a taxa de energia que sai, deste, como resultado da transferência de massa mais a potência associada a eixo, cisalhamento, efeitos outros que já forma mencionados.

A equação (8.24) pode ser integrada ao longo do tempo total de um processo para obter-se variações totais de energia que ocorrem naquele período. Entretanto, para se realizar isto, é necessário o conhecimento da dependência temporal dos vários fluxos de massa e dos estados das massas que entram e saem do VC. Um exemplo desse tipo de processo será considerado à frente.

Um outro ponto que deve ser observado é que se não houver fluxo de massa entrando ou saindo do VC, os termos associados a estes fluxos simplesmente desaparecem da equação (8.24). Esta então se reduz à equação do primeiro princípio para um sistema, em termos de fluxo, ou seja:

$$\dot{Q} = \frac{dE}{dt} + \dot{W}$$

Como a abordagem pelo VC é mais geral, e se reduz à expressão usual do primeiro princípio para um sistema quando não há fluxo de massa através da superfície de controle, usa-se como expressão geral do primeiro princípio, a equação (8.24), isto é, a expressão em termos de fluxo para um VC.

Deve-se também introduzir aqui o termo fluxo por unidade de área. Estritamente o fluxo é definido como a passagem (escoamento) de qualquer quantidade por unidade de área através de uma superfície de controle. Assim o fluxo de massa é a taxa de escoamento de massa por unidade de área e o fluxo de calor é a taxa de transferência de calor por unidade de área através da superfície de controle.

Finalmente, deve-se observar que, na mecânica dos fluidos e na transferência de calor, a expressão do primeiro princípio para o VC é comumente escrita em função de propriedades locais, como foi feito da equação de conservação de massa. A expressão em termos de propriedades locais não será apresentada neste texto e para os nossos objetivos, considera-se a equação (8.24) como a expressão geral do primeiro princípio para análise de VC.

8.7 - O processo em regime permanente

A primeira aplicação das equações, dedicadas à análise de volumes de controle, será no desenvolvimento de um modelo analítico adequado ao estudo da operação, em regime permanente, de dispositivos como: turbinas, compressores, bocais, caldeiras condensadores, etc.. Esse modelo não incluirá as fases transitórias, de entrada em operação ou parada, de tais dispositivos e abordará apenas os períodos em que a operação é estável.

Considere um certo conjunto adicional de hipóteses (além daquelas que levaram às equações (8.16) e (8.24)) que conduzem a um modelo razoável para este tipo de processo, o qual será chamado processo em regime permanente.

- 1 - O VC não se move em relação ao sistema de coordenadas.
- 2 - O estado da substância, em cada ponto do VC, não varia com o tempo.
- 3 - O fluxo de massa e o estado desta massa em cada área discreta de escoamento na superfície de controle não varia com o tempo. As taxas na quais o calor e o trabalho cruzam a superfície de controle permanecem constantes.

Como exemplo de um processo em regime permanente considere um compressor centrífugo de ar que opera com vazão constante na aspiração e na descarga, com propriedades constantes em cada ponto ao longo dos dutos de entrada e de saída, com uma taxa constante de troca de calor com meio e com potência constante de acionamento. Em cada ponto do compressor, as propriedades permanecem constantes com o tempo, embora as propriedades de uma dada massa elementar de ar variem à medida que ela escoar através do compressor. Usualmente, tal processo é chamado simplesmente de processo com fluxo constante. Por outro lado, na análise de certos problemas de transferência de calor em que as mesmas hipóteses se aplicam, interessa-se, em primeiro lugar, pela distribuição espacial das propriedades, particularmente da temperatura. Tal processo é normalmente chamado processo estacionário.

Considere agora o significado de cada uma das hipóteses para o processo em regime permanente:

- 1 - Se o VC não se move, relativamente ao sistema de coordenadas, todas as velocidades medidas em relação àquele sistema são também velocidades relativas à superfície de controle e não há trabalho associado com a relação do volume de controle.

2 - Se o estado da massa, em cada ponto do VC, não varia com o tempo, então:

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = 0 \quad e \quad \frac{dE_{vc}}{dt} = 0$$

Portanto, conclui-se que para o processo em regime permanente, pode-se escrever as equações (8.16) e (8.24) do seguinte modo:

$$\sum \dot{m}_e = \sum \dot{m}_s \quad (8.25)$$

$$\dot{Q}_{vc} + \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) = \sum \dot{m}_s \left(h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s \right) + \dot{W}_{vc} \quad (8.26)$$

3 - A hipótese de que as várias razões, estados e taxas, nas quais calor e trabalho atravessam a superfície de controle, permanecem constantes, requer que cada quantidade nas equações (8.25) e (8.26) seja invariável com o tempo. Isso significa que a aplicação destas equações à operação de alguns dispositivos é independente do tempo.

Muitas das aplicações do modelo de processo em regime permanente são tais que há uma única corrente de fluxo entrando e uma saindo do VC. Para esse tipo de processo pode-se escrever:

$$\dot{m}_e = \dot{m}_s = \dot{m} \quad (8.27)$$

$$\dot{Q}_{vc} + \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) = \dot{m}_s \left(h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s \right) + \dot{W}_{vc} \quad (8.28)$$

Rearranjando essa equação:

$$q + h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e = h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s + w \quad (8.29)$$

onde:

$$q = \frac{\dot{Q}_{vc}}{\dot{m}} \quad e \quad w = \frac{\dot{W}_{vc}}{\dot{m}} \quad (8.30)$$

Destas definições, e para este processo em particular, q e w podem ser considerados como a transferência de calor e trabalho (exceto trabalho de fluxo) por unidade de massa que entra ou que sai do VC. As unidades para q e w são J/kg. Os símbolos q e w também usados para transferência de calor e trabalho por unidade de massa de um sistema. Entretanto, como o contexto sempre torna evidente quando se trata de um sistema ou de um VC, o significado dos símbolos q e w também será evidente em cada caso.

O processo em regime permanente é freqüentemente utilizado na análise de máquinas alternativas, tais como compressores ou motores alternativos. Nesse caso, considera-se o fluxo, que pode ser pulsante, como sendo o fluxo médio para um número inteiro de ciclos. Hipótese semelhante é feita para as propriedades do fluido que atravessa a superfície de controle, para o calor transferido e para o trabalho que atravessa a superfície de controle. Supõe-se, também, que para um número inteiro de ciclos percorridos pelo dispositivo alternativo, a energia e a massa no VC não variam.

Exemplo 8.4

O fluxo de massa que entra numa turbina a vapor d'água é de 1,5 kg/s e o calor transferido da turbina é 8kW. São conhecidos os seguintes dados para o vapor d'água que entra e sai da turbina:

	Entrada	Saída
Pressão	2,0 MPa	0,1 MPa
Temperatura	350°C	
Título		100%
Velocidade	50m/s	200m/s
Cota em relação a um plano de referência	6m	3m
$g = 9.8066 \text{ m/s}^2$		

Determinar a potência fornecida pela turbina

Solução:

Volume de controle: a turbina

Estado de entrada: dado

Estado de saída: Dado

Processo: Regime permanente

Modelo Tabelas de vapor

Primeiro princípio

$$\dot{Q}_{vc} + \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) = \dot{m}_s \left(h_s + \frac{V_s^2}{2} + gZ_s \right) + \dot{W}_{vc}$$

$$\text{com } \dot{Q}_{vc} = -8.5 \text{ kW}$$

$$h_e = 3137.0 \text{ kJ/kg (Tabelas de vapor d'água)}$$

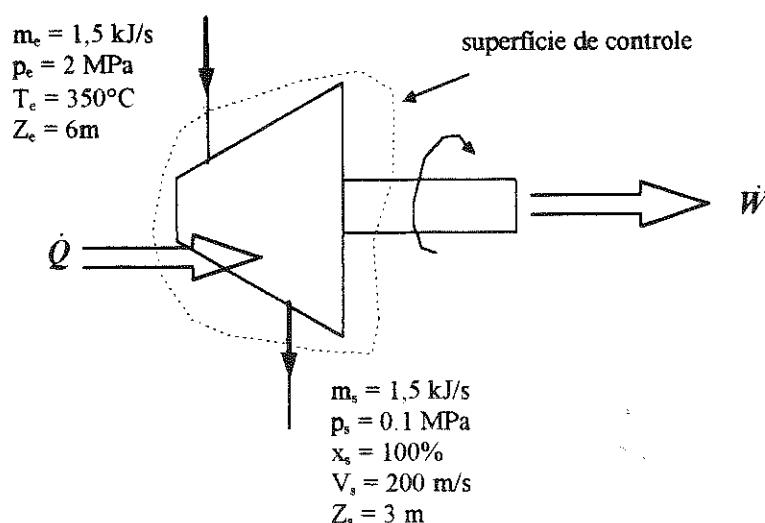
$$\frac{V_e^2}{2} = \frac{50^2}{2 \times 1000} = 1.25 \text{ kJ/kg}$$

$$gZ_e = \frac{6 \times 9.8066}{1000} = 0.059 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Analogamente, para a saída, } h_s = 2675.5 \text{ kJ/kg (Tabelas de vapor d'água)}$$

$$\frac{V_s^2}{2} = \frac{200^2}{2 \times 1000} = 20.0 \text{ kJ/kg}$$

$$gZ_s = \frac{3 \times 9.8066}{1000} = 0.029 \text{ kJ/kg}$$



Portanto, substituindo-se na equação:

$$-8.5 + 1.5(3137 + 1.25 + 0.059) = 1.5(2675.5 + 20.0 + 0.029) + \dot{W}_{vc}$$

$$\dot{W}_{vc} = -8.5 + 4707.5 - 4043.3 = 655.7 \text{ kW}$$

Pode-se fazer mais duas observações em relação a esse exemplo. Primeiro, em muitos problemas de engenharia, as variações de energia potencial são insignificantes quando comparadas com as das outras formas de energia. No exemplo acima, o efeito da variação da energia potencial sobre o resultado não é significativo. Assim, os termos da energia potencial podem ser desprezados quando a variação de altura é pequena. Segundo, se as velocidades são pequenas, inferiores a cerca de 20 m/s, a energia cinética é normalmente insignificante quando comparada com os outros termos relativos à energia. Além disso, quando as velocidades de entrada e de saída do sistema são praticamente as mesmas, a variação da energia cinética é pequena. O que interessa, no primeiro princípio da termodinâmica, é a variação da energia cinética. Portanto, se não houver grande diferença entre a velocidade do fluido na entrada e na saída do VC, os termos de energia cinética podem ser desprezados. Assim, para facilitar a análise e a resolução de problemas termodinâmicos, torna-se necessário julgar os valores que podem ser desprezados.

Bibliografia

[01]- Van WYLEN, G., SONNTAG, R., BORGNAKKE, C. "Fundamentos da Termodinâmica Clássica" Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, Brasil (1995).

Problemas Propostos

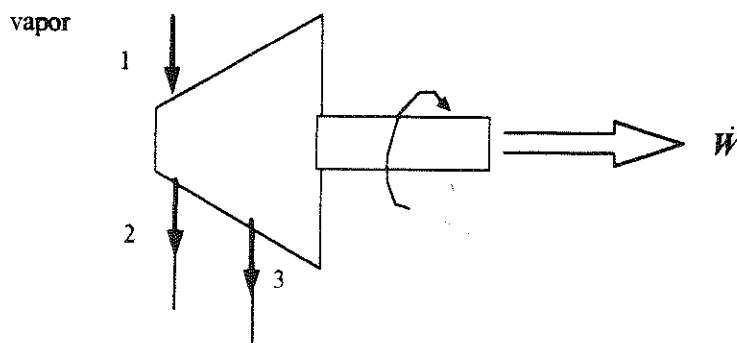
8.1 - Um elevador de serviço, com contrapeso, está sendo projetado para transportar 4 pessoas num prédio que terá 100 m de altura. Admitindo-se que cada pessoa pesa em média 75 kg e que o tempo máximo, escolhido para uma viagem seja de 2 minutos, calcule a potência mínima do motor a ser utilizado no acionamento do elevador.

8.2 - Uma pessoa, em repouso, transfere cerca de 400kJ/h de calor ao meio ambiente. Suponha que a operação do sistema de ventilação seja interrompido num auditório que contém 100 pessoas.

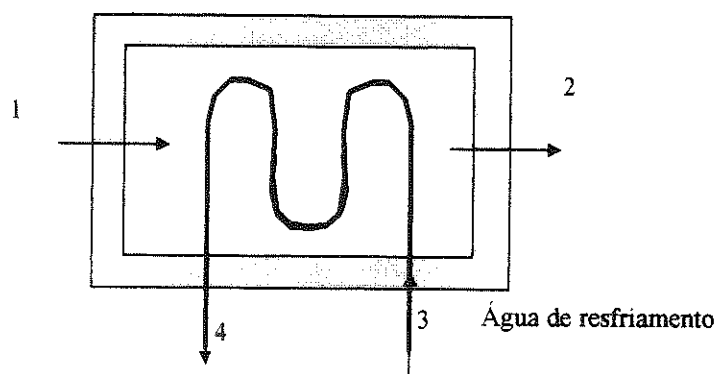
a) Qual o aumento da energia interna do ar no auditório após dez minutos da falha do sistema de ventilação?

b) Considerando o auditório e todas as pessoas contidas como o sistema, qual a variação de energia do sistema? Como se explica o fato de que a temperatura do ar aumenta?

8.3 - Uma turbina é alimentada com 100 kg/s de vapor d'água a 15 MPa e 600°C. Num estágio intermediário onde a pressão é 2 MPa e a temperatura é igual a 350 °C, é realizada uma extração de 20 kg/s (ver Figura). Na seção final de descarga a pressão e o título são, respectivamente, iguais a 75 kPa e 95%. Admitindo-se que a turbina seja adiabática e que as variações de energia cinética e potencial sejam desprezíveis, determine a potência da turbina.



8.4 - A figura abaixo mostra o esboço de um trocador de calor que é alimentado com 0.1 kg/s de água a 300 °C e 10 kPa e descarrega líquido saturado a 10 kPa. O fluido de resfriamento é água obtida num lago a 10°C e que retorna, ao mesmo, a 20°C. Sabendo-se que a superfície externa do condensador é isolada, calcule a vazão de água de resfriamento.



9 - SEGUNDO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA

O primeiro princípio da termodinâmica estabelece que, para um sistema que efetua um ciclo, a integral cíclica do calor é igual à integral cíclica do trabalho. No entanto, o primeiro princípio não impõe nenhuma restrição quanto às direções dos fluxos de calor e trabalho. Um ciclo no qual uma determinada quantidade de calor é cedida pelo sistema e uma quantidade equivalente de trabalho é recebida pelo sistema, satisfaz o primeiro princípio, da mesma maneira que um ciclo onde estas transferências se dão em sentidos opostos. Sabe-se, baseado em experiências, que se um dado ciclo proposto não viola o primeiro princípio, não está assegurado que este ciclo possa realmente ocorrer. Esse tipo de evidência experimental levou à formulação do segundo princípio da termodinâmica. Assim, um ciclo ocorrerá se tanto o primeiro como o segundo princípio da termodinâmica forem satisfeitos.

Num sentido mais amplo, o segundo princípio evolui o fato de que processos ocorrem num dado sentido e não no oposto. Uma xícara de café se esfria em virtude da transferência de calor para o meio, porém calor não será transferido do meio mais frio para a xícara de café mais quente. Consome-se gasolina quando um carro sobe uma ladeira, mas na descida o nível de combustível do tanque de gasolina não pode ser restabelecido ao nível original. Observações cotidianas como estas, juntamente com várias outras, são evidências da validade do segundo princípio da termodinâmica.

Considere primeiramente o segundo princípio para um sistema percorrendo um ciclo e, no próximo item, estender-se-á os conceitos para um sistema que sofre uma mudança de estado e, em seguida, para um volume de controle.

9.1 - Motores Térmicos e Refrigeradores

Considere o sistema e o meio, como anteriormente citados no estudo do primeiro princípio, mostrados na Figura 9.1.

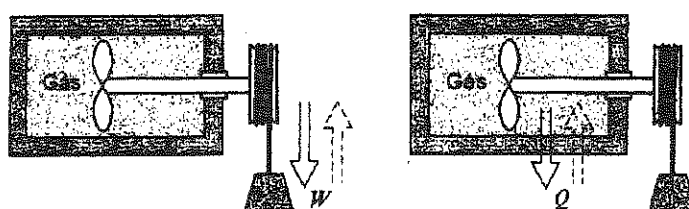


Figura 9.1 - Sistema percorrendo um ciclo que envolve calor e trabalho

Seja o sistema constituído pelo gás, e como no estudo do primeiro princípio, o sistema percorre um ciclo no qual primeiramente realiza-se trabalho sobre o mesmo, mediante o abaixamento do peso e através das pás do agitador e completa-se o ciclo transferindo-se calor para o meio. Entretanto, sabe-se, baseado na experiência, que não se pode inverter este ciclo. Isto é, transferindo-se calor para o gás, como se vê na flecha pontilhada, a sua temperatura aumentará, mas a pá não girará e não levantará o peso. Com o meio dado (o recipiente, as pás e o peso), esse sistema só poderá operar num ciclo para o qual calor e trabalho são negativos, não podendo operar segundo um ciclo no qual calor e trabalho são positivos, apesar de que isto não contraria o primeiro princípio.

Considere, utilizando o conhecimento experimental, um outro ciclo impossível de ser realizado. Sejam dois sistemas, um à temperatura elevada e outro à temperatura baixa. Suponha um processo no qual determinada quantidade de calor é transferida do sistema a alta para o de baixa temperatura. Sabe-se que esse processo pode ocorrer. Sabe-se.

além disso, que o processo inverso, ou seja, a passagem de calor do sistema à baixa para o de alta temperatura, não pode ocorrer e que é impossível completar o ciclo apenas pela transferência de calor. Isso é ilustrado na Figura 9.2.

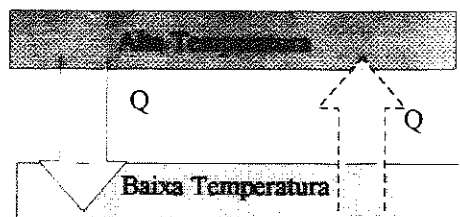


Figura 9.2 - Exemplo mostrando a impossibilidade de se completar um ciclo, pela troca de calor de um corpo a baixa temperatura para outro a alta temperatura.

Essas duas ilustrações levam a considerar o motor térmico e o refrigerador, que é também conhecido como bomba de calor. Como o motor térmico pode-se ter um sistema que opera segundo um ciclo, realizando um trabalho líquido positivo e trocando calor líquido positivo. Como bomba de calor pode-se ter um sistema que opera segundo um ciclo, que recebe calor de um corpo à baixa temperatura e cede calor para um corpo a alta temperatura, sendo necessário, entretanto, trabalho para sua operação. Considere três motores térmicos simples e dois refrigeradores simples.

O primeiro motor térmico está mostrado na Figura 9.3.

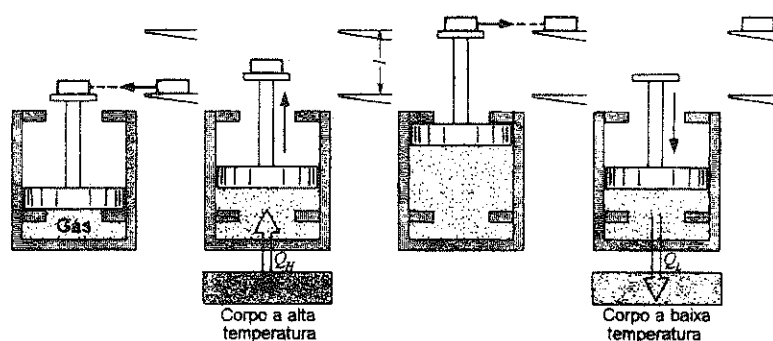


Figura 9.3 - Motor térmico elementar

Ele é constituído por um cilindro com limitadores de curso, e um êmbolo. Considere o gás contido como sistema. Inicialmente, o êmbolo repousa sobre os limitadores inferiores e apresenta um peso sobre sua plataforma. Faz-se com que o sistema sofra um processo durante o qual calor é transferido de um corpo a alta temperatura para o gás, fazendo-se com que se expanda e elevando-se o êmbolo até os limitadores superiores. Neste ponto, remove-se o peso. Faz-se com que o sistema retorne ao estado inicial, por meio da transferência de calor do gás para um corpo a baixa temperatura e assim completando-se o ciclo. É evidente que o gás realizou trabalho durante o ciclo pois um peso foi elevado. Pode-se concluir, a partir do primeiro princípio, que o calor líquido transferido é positivo e igual ao trabalho realizado durante o ciclo.

Este dispositivo é denominado de máquina térmica e a substância para a qual e da qual calor é transferido é chamada substância ou fluido de trabalho. Uma máquina térmica pode ser definida como um dispositivo que, operando segundo um ciclo termodinâmico, realiza um trabalho líquido positivo à custa da transferência de calor de um corpo a temperatura elevada e para um corpo a temperatura baixa. Frequentemente a denominação de máquina térmica é

utilizada num sentido mais amplo para designar todos os dispositivos que produzem trabalho, através da transferência de calor ou combustão, mesmo que o dispositivo não opere segundo um ciclo termodinâmico. O motor de combustão interna e a turbina a gás são exemplos desse tipo de dispositivo e a denominação de motores térmicos é aceitável nestes casos. Neste capítulo, no entanto, o estudo estará limitado ao estudo de máquinas térmicas que operam segundo um ciclo termodinâmico.

Uma instalação motora simples a vapor (Figura 9.4) é um exemplo de máquina térmica no sentido restrito. Cada componente dessa instalação pode ser analisado separadamente, associando a cada um deles um processo em regime permanente, mas se a instalação é considerada como um todo, ela poderá ser tratada como uma máquina térmica na qual a água (vapor) é o fluido de trabalho. Uma quantidade de calor, Q_H , é transferida de um corpo a alta temperatura, que poderá ser os produtos da combustão numa câmara, um reator, ou um fluido secundário que por sua vez foi aquecido num reator.

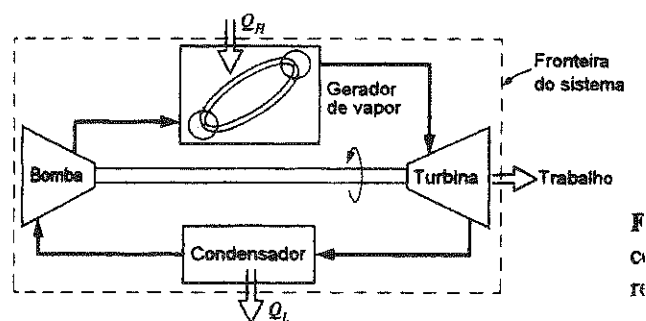


Figura 9.4 - Um motor térmico constituído por processos em regime permanente.

Na Figura 9.4, a turbina é mostrada esquematicamente acionando uma bomba e com a indicação de que o mais significativo é o trabalho líquido fornecido pelo ciclo. A quantidade de calor Q_L , é transferida para um corpo a baixa temperatura que, usualmente é a água de resfriamento do condensador. Assim, a instalação motora a vapor simples é uma máquina térmica no sentido restrito, pois tem um fluido de trabalho, para, ou do qual, calor é transferido e realiza uma determinada quantidade de trabalho, enquanto percorre o ciclo.

Um outro exemplo de motor térmico é o gerador de uma usina termoeletrica. Este equipamento está mostrado esquematicamente na Figura 9.5.

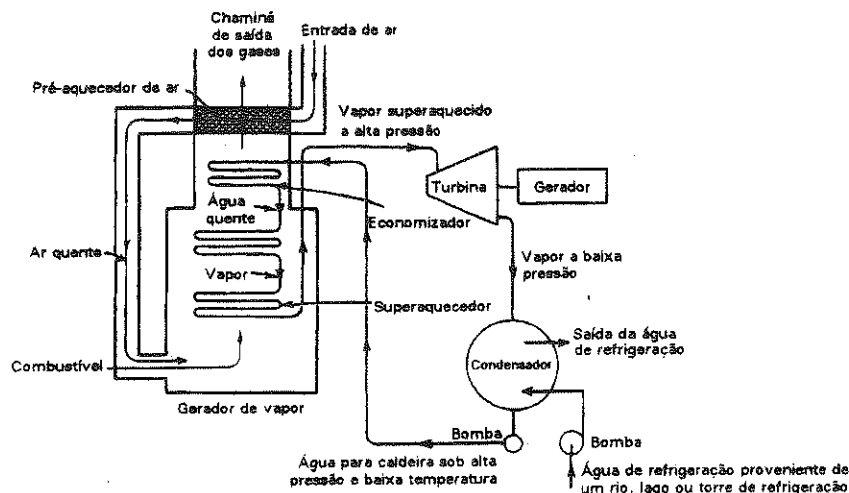


Figura 9.5 - Diagrama de uma central termoeletrica

Calor é transferido de uma fonte quente (Q_H) para um fria (Q_L). O trabalho é obtido na forma de energia elétrica.

Assim por meio de um motor térmico, pode-se fazer o sistema percorrer um ciclo que apresenta tanto trabalho líquido com a transferência de calor líquido, ambos positivos. Note que não foi possível realizar isto com o sistema e meio mostrados na Figura 9.1.

Ao utilizar-se os símbolos Q_H e Q_L afastou-se da convenção de sinais adotados para o calor porque, para um motor térmico e quando se considera o fluido de trabalho como sistema Q_L deve ser negativo. Neste capítulo será vantajoso usar o símbolo Q_H para representar o calor transferido no corpo a alta temperatura e Q_L para o transferido no corpo a baixa temperatura. O sentido da transferência de calor será evidente em cada caso pelo contexto ou figura.

Neste ponto, é apropriado introduzir o conceito de eficiência térmica para um motor térmico. Em geral, diz-se que a eficiência é a razão entre o que é produzido (energia pretendida) e o que é usado (energia gasta), porém estas quantidades devem ser claramente definidas. Simplificadamente, pode-se dizer que num motor térmico a energia pretendida é o trabalho e a energia gasta é o calor transferido da fonte de alta temperatura (implica em custos e reflete os gastos com os combustíveis). A eficiência térmica, ou rendimento térmico, é definido como:

$$\eta_{\text{térmico}} = \frac{W(\text{energia pretendida})}{Q_H(\text{energia gasta})} = \frac{Q_H - Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \quad (9.1)$$

O segundo ciclo, o qual não pode-se completar, era aquele que envolvia a impossibilidade da transferência de calor diretamente de um corpo a baixa temperatura para um corpo a alta temperatura. No ciclo de refrigeração por compressão de vapor, mostrado na Figura 9.6 o fluido de trabalho é o refrigerante, tal como o R-134a ou a amônia, que percorre um ciclo termodinâmico. Transfere-se calor para o refrigerante no evaporador, onde a pressão e a temperatura são baixas. O refrigerante recebe trabalho no compressor e transfere calor no condensador, onde a pressão e a temperatura são altas. A queda de pressão é provocada no fluido quando este escoar através da válvula de expansão ou do tubo capilar.

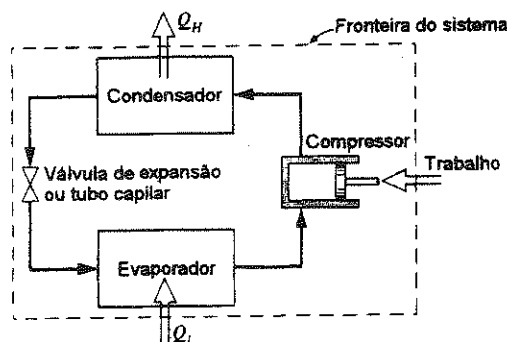


Figura 9.6 - Ciclo de refrigeração elementar.

Assim o refrigerador ou bomba de calor é um dispositivo que opera segundo um ciclo e que necessita de trabalho para que se obtenha a transferência de calor de um corpo a baixa temperatura para um outro a alta temperatura.

A "eficiência" de um refrigerador é expressa em termos do coeficiente de desempenho ou coeficiente de eficácia, que é designado por β . No caso de um refrigerador o objetivo (isto é a energia pretendida) é Q_L , o calor transferido do espaço refrigerado, e a energia gasta é o trabalho, W . Assim, o coeficiente de desempenho, β é:

$$\beta = \frac{Q_L (\text{energia pretendida})}{W (\text{energia gasta})} = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} = \frac{1}{\frac{Q_H}{Q_L} - 1} \quad (9.2)$$

Antes do enunciado do segundo princípio, deve-se introduzir o conceito de reservatório térmico. Reservatório térmico é um corpo que nunca apresenta variação de temperatura mesmo estando sujeito a transferências de calor. Assim, um reservatório térmico permanece sempre à temperatura constante. O oceano e a atmosfera satisfazem, com boa aproximação, essa definição. Frequentemente, será útil indicar um reservatório a alta temperatura e outro a baixa. As vezes, um reservatório do qual se transfere calor, é chamado de fonte e um reservatório para o qual se transfere calor é chamado sorvedouro.

9.2 - Segundo Princípio da Termodinâmica

Baseados nos assuntos tratados nas seções anteriores, pode-se agora enunciar o segundo princípio da termodinâmica. Existem dois enunciados clássicos deste, conhecidos como enunciado de Kelvin-Planck e enunciado e Clausius.

Enunciado de Kelvin-Planck: é impossível construir um dispositivo que opere num ciclo termodinâmico e que não produza outros efeitos além do levantamento de um peso e troca de calor com um único reservatório térmico. Figura 9.7

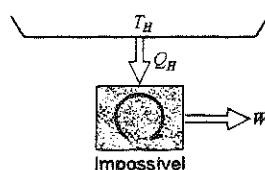


Figura 9.7 - Enunciado de Kelvin-Planck

Esse enunciado está vinculado à discussão sobre motor térmico, e, com efeito, ele estabelece que é impossível contrair um motor térmico que opere segundo um ciclo, que receba uma determinada quantidade de calor de um corpo a alta temperatura e produza uma igual quantidade de trabalho. A única alternativa é que alguma quantidade de calor deve ser transferida do fluido de trabalho a baixa temperatura para um corpo a baixa temperatura. Dessa maneira, um ciclo só pode produzir trabalho se estiverem envolvidos dois níveis de temperatura e o calor ser transferido do corpo de alta temperatura para o motor térmico e também do motor térmico para o corpo a baixa temperatura. Isso significa que é impossível construir um motor térmico que tenha um eficiência de 100%.

Enunciado de Clausius: é impossível construir um dispositivo que opere, segundo um ciclo, e que não produza outros efeitos, além da transferência de calor de um corpo frio para um corpo quente. Figura 9.8.

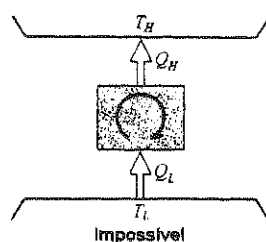


Figura 9.8 - Enunciado de Clausius

Este enunciado está relacionado com o refrigerador ou a bomba de calor e, com efeito, estabelece que é impossível construir um refrigerador que opere sem receber trabalho. Isso também significa que o coeficiente de desempenho é sempre menor do que infinito.

Pode-se fazer três observações relativas a esses dois enunciados. A primeira é que ambos são enunciados negativos. Naturalmente, é impossível "provar" um enunciado negativo. Entretanto, pode-se dizer que o segundo princípio da termodinâmica (como qualquer outro princípio fundamental na natureza) se fundamenta na evidência experimental. Todas as experiências já realizadas têm, direta ou indiretamente, confirmado o segundo princípio da termodinâmica. A base deste é, portanto, a evidência lógica e experimental. A segunda observação é que esses dois enunciados são equivalentes. Dois enunciados são equivalentes se a verdade de cada um implicar na verdade do outro, ou se a violação de cada um implicar na violação do outro.

A demonstração de que a violação do enunciado de Clausius implica na violação do enunciado de Kelvin-Planck, pode ser feita da seguinte maneira: O dispositivo da esquerda da Figura 9.8 é um refrigerador que não requer trabalho e, portanto, viola o enunciado de Clausius. Uma quantidade de calor Q_L é transferida do reservatório a baixa temperatura para esse refrigerador, e que a mesma quantidade de calor Q_L seja transferida para o reservatório a alta temperatura. Agora uma quantidade de calor Q_H , que é maior do que Q_L , é transferida do reservatório de alta temperatura para o motor térmico, e que este motor rejeite o calor Q_L , realizando um trabalho W (que é igual a $Q_H - Q_L$). Como não há uma troca líquida de calor com o reservatório a baixa temperatura, este reservatório, o motor térmico e o refrigerador podem constituir um conjunto. Este conjunto, então, pode ser considerado como um dispositivo que opera segundo um ciclo e não produz outro efeito além do levantamento de um peso (trabalho) e a troca de calor com um único reservatório térmico. Assim, a violação do enunciado de Clausius implica na violação do enunciado de Kelvin-Planck. A completa equivalência desses dois enunciados é estabelecida quando se demonstra que a violação do enunciado de Kelvin-Planck implica na violação do enunciado de Clausius. Isso fica como exercício.

A terceira observação é que, freqüentemente, o segundo princípio tem sido enunciado como a impossibilidade da construção de um moto-perpétuo de segunda espécie. Um de primeira espécie criaria trabalho do nada ou criaria massa e energia, violando o primeiro princípio. Um moto-perpétuo de segunda espécie violaria o segundo princípio, e um de terceira espécie não teria atrito e assim operaria indefinidamente, porém não produziria trabalho.

9.3 - O Processo Reversível

A pergunta que logicamente ocorre agora, é a seguinte: se é impossível obter um motor térmico com eficiência de 100%, qual é a máxima eficiência que pode ser obtida? O primeiro passo para responder a essa pergunta é definir um processo ideal, que é chamado de processo reversível.

Um processo reversível, para um sistema, é definido como aquele que, tendo ocorrido, pode ser invertido e depois de realizada esta inversão, não se notará nenhum vestígio no sistema ou na vizinhança.

Ilustra-se o significado dessa definição para o gás contido num cilindro provido de êmbolo mostrado na Figura 9.9.

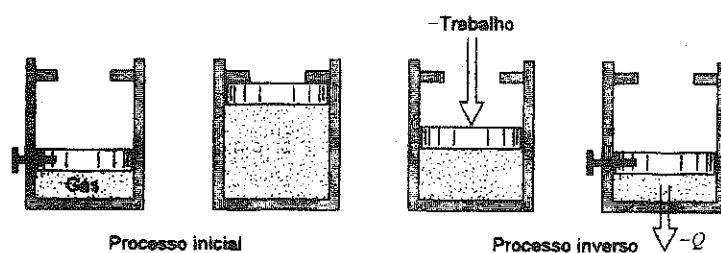


Figura 9.9 - Exemplo de um processo irreversível.

Considere o gás como o sistema e este está. Inicialmente, a alta pressão e com o êmbolo fixado por um pino. Quando o pino é removido, o êmbolo sobe e se choca contra os limitadores. Algum trabalho é realizado pelo sistema, pois o êmbolo foi levantado. Admite-se que se deseja restabelecer o sistema ao seu estado inicial. Uma maneira de se fazer isto seria exercer uma força sobre o êmbolo, comprimindo-se o gás até que o pino possa ser recolocado. Como a pressão exercida sobre a face do pistão é maior no curso de volta. O trabalho realizado sobre o sistema (gás) no processo de volta é maior do que aquele realizado pelo gás na expansão. Uma determinada quantidade de calor deve ser transferida do gás durante o curso de volta, para que o sistema tenha a mesma energia interna do estado inicial. Assim o sistema retorna ao seu estado inicial, porém o meio mudou pelo fato de ter sido necessário fornecer trabalho ao sistema, para fazer descer o êmbolo, e transferir calor para o meio. Assim, o processo inicial é irreversível pois ele não pode ser invertido sem provocar uma mudança no meio.

Na Figura 9.10 considera-se o gás contido no cilindro como o sistema, e admite-se que o êmbolo seja carregado com vários pesos. Retiram-se os pesos, um de cada vez, fazendo-se deslizar horizontalmente e permitindo que o gás se expanda e realize um trabalho correspondente ao levantamento dos pesos que ainda permanecem sobre o êmbolo. À medida que o tamanho dos pesos é diminuído, e portanto aumentando os eu número, aproxima-se de um processo que pode ser invertido (pois em cada nível do êmbolo, no processo inverso haverá um pequeno peso que está exatamente no nível da plataforma e, assim, pode ser colocado sobre a plataforma sem requerer trabalho). No limite, como os pesos se tornam muito pequenos, o processo inverso pode ser realizado, de tal maneira que tanto o sistema como o meio retornem exatamente ao mesmo estado em que estavam inicialmente. Assim este processo é reversível.

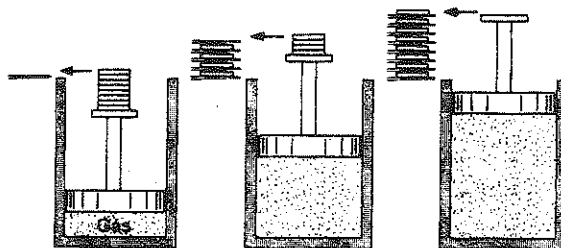


Figura 9.10 - Exemplo de um processo que se aproxima do reversível.

9.4 - O Ciclo de Carnot

Tendo definido o processo reversível e considerando-se alguns fatores que tornam os processo irreversíveis, apresenta-se novamente a questão levantada no item 9.3. Se o rendimento térmico de todo motor térmico é inferior a 100%, qual é o ciclo de maior rendimento que se pode ter? Para responder considere um motor térmico que recebe calor de um reservatório térmico a alta temperatura e rejeita calor para um de baixa temperatura.

Admite-se que este motor térmico, que opera entre os dois reservatórios térmicos funcione segundo um ciclo no qual todos os processos são reversíveis. Se cada processo é reversível o ciclo é também reversível e, se o ciclo for invertido, o motor térmico se transforma num refrigerador. Na seção seguinte mostra-se que este ciclo é o mais eficiente que pode operar entre dois reservatórios de temperatura constante. É chamado de ciclo de Carnot, em homenagem ao engenheiro francês Nicolas Sadi Carnot (1796-1832) que estabeleceu as bases do segundo princípio da termodinâmica em 1824).

A Figura 9.11 mostra uma instalação motora que é semelhante em muitos aspectos a uma instalação simples a vapor d'água, e que já admitimos operar segundo um ciclo de Carnot. Admite-se que o fluido de trabalho seja uma substância pura, tal como a água. Calor é transferido do reservatório térmico a alta temperatura para a água (vapor) no gerador de vapor. Para que este processo seja um de transferência de calor reversível, a temperatura da água (vapor) deve ser apenas infinitesimalmente menos do que a temperatura do reservatório. Isto também significa que a temperatura da água deve se manter constante, pois a temperatura do reservatório permanece constante. Portanto, o primeiro passo do ciclo de Carnot é um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido do reservatório a alta temperatura para o fluido de trabalho. A mudança de fase, de líquido para vapor, numa substância pura e a pressão constante, é naturalmente um processo isotérmico.

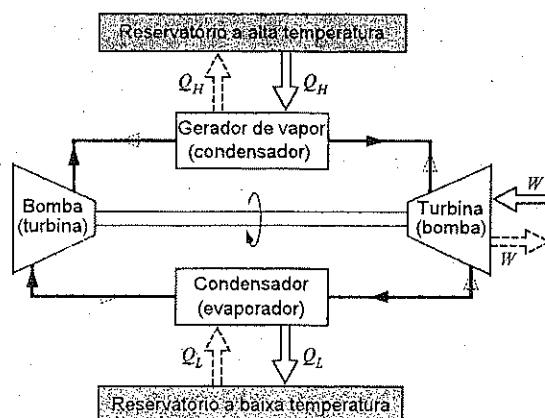


Figura 9.11 - Exemplo de um motor que opera segundo um ciclo de Carnot

O processo ocorre na turbina. Este ocorre sem a transferência de calor e é portanto adiabático. Como todos os processos do ciclo de Carnot são reversíveis, este deve ser um processo adiabático reversível, durante o qual a temperatura do fluido de trabalho diminui, desde a temperatura do reservatório de alta temperatura até a do reservatório de baixa.

No processo seguinte, calor é rejeitado do fluido de trabalho para o reservatório de baixa temperatura. Este processo deve ser isotérmico reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho é infinitesimalmente maior do que a do reservatório de baixa temperatura. Durante este processo isotérmico, parte do vapor d'água é condensado.

O processo final, que completa o ciclo, é um outro processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho aumenta desde a temperatura do reservatório a baixa temperatura até a temperatura do reservatório de alta. Se este processo for efetuado com água (vapor), como fluido de trabalho, isto envolveria a compressão da mistura líquido-vapor efluente do condensador (na prática, isto seria muito inconveniente e, portanto, em todas as instalações motoras

reais, o fluido de trabalho é condensado completamente no condensador, e a bomba trabalha apenas com a substância na fase líquida).

Como o ciclo do motor térmico de Carnot é reversível, cada processo pode ser invertido e, neste caso, ele se transforma num refrigerador. O refrigerador é mostrado pelas linhas tracejadas e pelos parênteses, na Figura 9.11. A temperatura do fluido de trabalho no evaporador deve ser infinitesimalmente menor do que a do reservatório a alta temperatura.

Deve-se salientar que o ciclo de Carnot pode ser realizado de várias maneiras diferentes. Várias substâncias de trabalho podem ser empregadas, tais como, um gás, um dispositivo termelétrico, ou uma substância paramagnética num campo magnético. Existem, também, vários arranjos possíveis para as máquinas térmicas. Por exemplo, pode-se imaginar um ciclo de Carnot que ocorra totalmente no interior de um cilindro e utilizando um gás como a substância de trabalho (Figura 9.12).

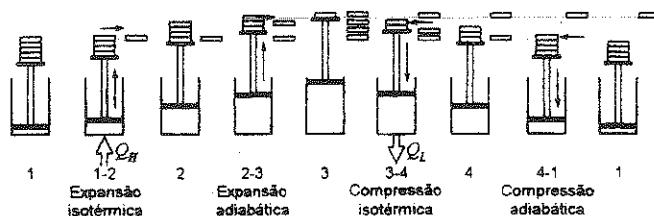


Figura 9.12 - Exemplo de um sistema gasoso, operando segundo um ciclo de Carnot

Um ponto importante, que deve ser observado, é que o ciclo de Carnot, independentemente da substância de trabalho, tem sempre os mesmos quatro processos básicos. São eles:

- 1 - Um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido para ou do reservatório a alta temperatura
- 2 - Um processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho diminui desde a do reservatório a alta temperatura até a do outro reservatório.
- 3 - Um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido para ou do reservatório a baixa temperatura.
- 4 - Um processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho aumenta desde a do reservatório de baixa temperatura até a do outro reservatório.

9.5 - Dois Teoremas Relativos ao Rendimento do Ciclo de Carnot

Existem dois teoremas importantes relativos ao rendimento térmico do ciclo de Carnot que será apenas apresentados mas não demonstrados.

Teorema 1 : É impossível construir um motor térmico que opere entre dois reservatórios térmicos dados e que seja mais eficiente do que um motor reversível operando entre os mesmos dois reservatórios.

Teorema 2 : Todos os motores que operam segundo o ciclo de Carnot e entre dois reservatórios de temperatura constante apresentam o mesmo rendimento térmico.

9.6 - A escala Termodinâmica de Temperatura

Na discussão sobre temperatura foi observado que a lei zero da termodinâmica estabelece uma base para a medida de temperatura, mas que a escala de temperatura deve ser definida em função de uma determinada substância e de um dispositivo termelétrico. Seria desejável ter-se uma escala de temperatura que fosse independente de qualquer substância particular, a qual poderia ser chamada de escala absoluta de temperatura. Na última seção verificou-se que a eficiência de um ciclo de Carnot é independente da substância de trabalho e depende somente das temperaturas dos reservatórios térmicos. Esse fato estabelece a base para essa escala absoluta de temperatura, que será chamada de escala termodinâmica.

O conceito dessa escala de temperatura pode ser desenvolvido com a ajuda da Figura 9.13, que mostra três reservatórios térmicos e três motores que operam segundo ciclos de Carnot.

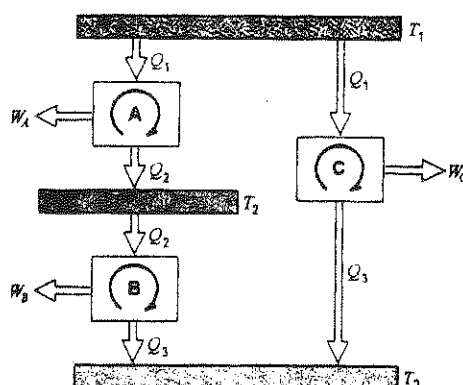


Figura 9.13 - Arranjo de motores térmicos para demonstrar a escala termodinâmica de temperatura.

T_1 é a temperatura mais alta, T_3 é a temperatura mais baixa e T_2 a intermediária. Os motores funcionam do modo indicado entres os vários reservatórios. Q_1 é o mesmo para os motores A e C e, como está-se tratando de ciclos reversíveis, Q_2 é o mesmo para os motores B e C.

Como o rendimento térmico do ciclo de Carnot é função somente da temperatura, pode-se escrever:

$$\eta_{\text{termico}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \Psi(T_L, T_H) \quad (9.3)$$

onde Ψ indica uma relação funcional.

Aplicando-se esta relação aos três ciclos de Carnot da Figura 9.13:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \Psi(T_1, T_2) \quad \frac{Q_2}{Q_3} = \Psi(T_2, T_3) \quad \frac{Q_1}{Q_3} = \Psi(T_1, T_3)$$

Como:

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \frac{Q_1 Q_2}{Q_2 Q_3}$$

Tem-se:

$$\Psi(T_1, T_3) = \Psi(T_1, T_2) \times \Psi(T_2, T_3) \quad (9.4)$$

Note que o primeiro membro é função de T_1 e T_3 (e não de T_2) e, portanto, o segundo membro dessa equação, também, deve ser função de T_1 e T_3 (e não de T_2). Dessa equação, conclui-se que a forma da função Ψ deve ser tal que:

$$\Psi(T_1, T_2) = \frac{f(T_1)}{f(T_2)} \quad \Psi(T_2, T_3) = \frac{f(T_2)}{f(T_3)}$$

pois, deste modo, $\Psi(T_2)$ se cancelará no produto $\Psi(T_1, T_2) \times \Psi(T_2, T_3)$. Portanto, concluímos que:

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \Psi(T_1, T_3) = \frac{f(T_1)}{f(T_3)} \quad (9.5)$$

Generalizando,

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{f(T_H)}{f(T_L)} \quad (9.6)$$

Existem diversas relações funcionais que satisfazem essa equação. A escolhida para escala termodinâmica de temperatura proposta originalmente por Lord Kelvin, é a relação:

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_H}{T_L} \quad (9.7)$$

Assim utilizando-se a relação anterior, o rendimento térmico de um ciclo de Carnot pode ser expresso em função das temperaturas absolutas:

$$\eta_{\text{termico}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (9.8)$$

Isso significa que conhecendo-se o rendimento térmico de um ciclo de Carnot entre opera entre dois reservatórios térmicos conhece-se também, a relação das duas temperaturas absolutas dos reservatórios.

Note que a equação (9.7) fornece uma relação entre as temperaturas absolutas, porém não nos informa sobre a grandeza do grau. Considere inicialmente uma aproximação qualitativa desse assunto e posteriormente uma demonstração mais rigorosa.

Admite-se que um motor térmico operando segundo o ciclo de Carnot, que recebe calor a temperatura do ponto de evaporação da água e que rejeita calor num reservatório a temperatura do ponto do ponto de fusão do gelo (desde que o ciclo de Carnot envolve somente processo reversíveis é impossível construir tal motor e que execute a experiência proposta. Entretanto, pode-se seguir o raciocínio como uma "experiência mental" e admitir conhecimento adicional da escala termodinâmica de temperatura). Se o rendimento térmico de tal motor pudesse ser medido, obter-se-ia o valor de 26.8%. Portanto, da equação (9.8):

$$\eta_{\text{termico}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{T_{\text{fusao}}}{T_{\text{evap.}}} = 0.2680 \Rightarrow \frac{T_{\text{fusao}}}{T_{\text{evap.}}} = 0.7320$$

Isso fornece uma equação envolvendo as duas incógnitas T_H e T_L . A segunda equação provém de uma decisão arbitrária à grandeza do grau na escala termodinâmica de temperaturas. Desejando-se que a grandeza do grau na escala termodinâmica corresponda à mesma grandeza na escala Celsius, pode-se escrever:

$$T_{\text{evap}} - T_{\text{fus}} = 100$$

resolvendo simultaneamente essas duas equações. Obtém-se:

$$T_{\text{evap}} = 373.15 \text{ K} \quad T_{\text{fus}} = 273.15 \text{ K}$$

Assim:

$$T(^{\circ}\text{C}) + 273.15 = T(\text{K})$$

Conforme já foi observado, a medida dos rendimentos térmicos dos ciclos de Carnot não é, entretanto, uma maneira prática de abordar o problema da medida de temperatura na escala termodinâmica. A abordagem utilizada é baseada no termômetro de gás perfeito e num valor atribuído para o ponto triplo da água. Na Décima Conferência de

Pesos e Medidas, realizada em 1954, foi atribuído o valor de 273.15K para a temperatura do ponto triplo da água (o ponto triplo da água é aproximadamente 0.01 °C acima do ponto de fusão do gelo. O ponto de fusão do gelo é definido como sendo a temperatura de uma mistura de gelo e água, à pressão de 1 atm (101.3 kPa), e em equilíbrio com ar que está saturado com vapor de água).

9.7 - Produção de Potência e o Ciclo de Carnot

Considere uma máquina térmica cíclica, internamente reversível e que opera entre dois reservatórios térmicos (isto é, ciclo de Carnot). Suponha que a máquina seja externamente irreversível, pois a transferências de calor, entre os reservatórios e a máquina ocorram com diferenças finitas de temperatura. A Figura 9.14 mostra que os reservatórios apresentam temperaturas T_H e T_L e que a máquina térmica opere entre T_a e T_b .

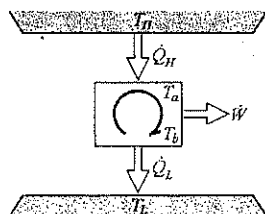


Figura 9.14 - Motor térmico externamente irreversível e internamente reversível.

Admita, também, que as taxas de transferência de calor são dadas por:

$$\dot{Q}_H = C_H(T_H - T_a) \quad (9.9)$$

$$\dot{Q}_L = C_L(T_b - T_L) \quad (9.10)$$

Assim, a potência (taxa de realização de trabalho) da máquina, de acordo com o primeiro princípio, é:

$$\dot{W} = \dot{Q}_H - \dot{Q}_L = \eta_{\text{termico}} \dot{Q}_H \quad (9.11)$$

Se as temperaturas T_a e T_b forem respectivamente iguais a T_H e T_L , a máquina será tanto internamente como externamente reversível e que, apresentará eficiência térmica máxima. Entretanto, as taxas de transferência de calor serão nulas, pois as diferenças entre as temperaturas dos reservatórios e as correspondentes da máquina são nulas. Isto também, implica que a potência da máquina seja zero. Por outro lado, se T_a é muito menor que T_H e T_b for muito maior do que T_L , as taxas de transferência de calor serão altas mas a eficiência térmica da máquina será baixa, no limite aproximando-se a zero, e proporcionando, então potência nula. Assim, deve existir um conjunto (ótimo) de temperaturas, entre estes dois extremos, no qual a potência desenvolvida pela máquina, na situação, seja a máxima possível.

Aplicando-se o segundo princípio da termodinâmica para a máquina reversível, tem-se:

$$\frac{\dot{Q}_H}{T_a} = \frac{\dot{Q}_L}{T_b} \quad (9.12)$$

Pode-se relacionar T_a com T_b utilizando-se as equações (9.9) e (9.10). Deste modo:

$$C_H \left(\frac{T_H}{T_a} - 1 \right) = C_L \left(\frac{T_L}{T_b} - 1 \right)$$

$$T_b = T_L \left[1 - \frac{C_H}{C_L} \left(\frac{T_H}{T_a} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (9.13)$$

A potência desenvolvida pode ser calculada utilizando-se as equações (9.11), (9.9) e (9.12). Assim:

$$\dot{W} = \eta_{\text{termico}} \dot{Q}_H = \left(1 - \frac{T_b}{T_a} \right) C_H (T_H - T_a) \quad (9.14)$$

Substituindo-se T_b nesta equação pela expressão fornecida pela equação (9.13), obtém-se a potência desenvolvida pelo ciclo em função de T_a e de outros parâmetros. Para determinar-se a potência máxima que pode ser desenvolvida, basta diferenciar este resultado em relação a T_a e igualar esta derivada a zero. Se assim for feito:

$$\frac{\partial \dot{W}}{\partial T_a} = \left(\frac{T_b}{T_a} - \frac{\partial T_b}{\partial T_a} \right) C_H \left(\frac{T_H}{T_a} - 1 \right) - C_H \left(1 - \frac{T_b}{T_a} \right) = 0 \quad (9.15)$$

A derivada de T_b em relação a T_a pode ser obtida a partir da equação (9.13):

$$\frac{\partial T_b}{\partial T_a} = -T_L \left[1 - \frac{C_H}{C_L} \left(\frac{T_H}{T_a} - 1 \right) \right]^{-2} \frac{C_H T_H}{C_L T_a^2} \quad (9.16)$$

Aplicando-se as equações (9.13), (9.16) e (9.15) e simplificando-se, obtém-se:

$$T_a = \frac{C_H}{C_H + C_L} T_H + \frac{C_L}{C_H + C_L} \sqrt{T_H T_L} \quad (9.17)$$

$$T_b = \frac{C_L}{C_H + C_L} T_L + \frac{C_H}{C_H + C_L} \sqrt{T_H T_L} \quad (9.18)$$

As temperaturas do ciclo (T_a e T_b) dependem dos coeficientes de transferência de calor e das temperaturas dos reservatórios. Se um dos coeficientes, C_H ou C_L , é muito maior do que o outro, a temperatura na máquina reversível (T_a ou T_b) se aproxima à temperatura do reservatório correspondente.

Utilizando-se as equações (9.17) e (9.18) pode-se calcular a eficiência da máquina reversível, ou seja:

$$\eta_{\text{termico}} = 1 - \frac{T_b}{T_a} = 1 - \frac{C_L T_L + C_H \sqrt{T_H T_L}}{C_H T_H + C_L \sqrt{T_H T_L}} \quad (9.19)$$

que pode ser simplificado para:

$$\eta_{\text{termico}} = 1 - \sqrt{\frac{T_L}{T_H}} \quad (9.20)$$

Note que esta eficiência térmica é independente dos coeficientes de transferência de calor (C_H e C_L). Então, a eficiência da máquina reversível que desenvolve a potência máxima, nas condições anteriormente propostas, é função apenas das temperaturas dos reservatórios, mas é menor do que a eficiência de um ciclo de Carnot que opera entre os mesmos reservatórios.

Bibliografia

[01]- Van WYLEN, G., SONNTAG, R., BORGNACKE, C. "Fundamentos da Termodinâmica Clássica" Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, Brasil (1995).

Exercícios propostos

1 - Os seguintes dados são referentes à instalação motora a vapor d'água mostrada na Figura P9.1.

Ponto	1	2	3	4	5	6	7
p MPa	6.2	6.0	5.9	5.7	5.5	0.001	0.005
T °C		45	175	500	490		40

No ponto 6 $x = 0.92$ e $V = 200 \text{ m/s}$

Vazão de vapor d'água = 25 kg/s

Potência de acionamento da bomba = 300 kW

Diâmetro dos tubos

- do gerador de vapor à turbina = 200 mm

- do condensador ao gerador de vapor = 75 mm

Calcule:

a - Potência produzida pela turbina

b - Taxa de transferência de calor no condensador, economizador e gerador de vapor.

c - Vazão de água de resfriamento no condensador sabendo que a temperatura dessa água aumenta de 15 para 25°C no condensador.

d - O rendimento térmico

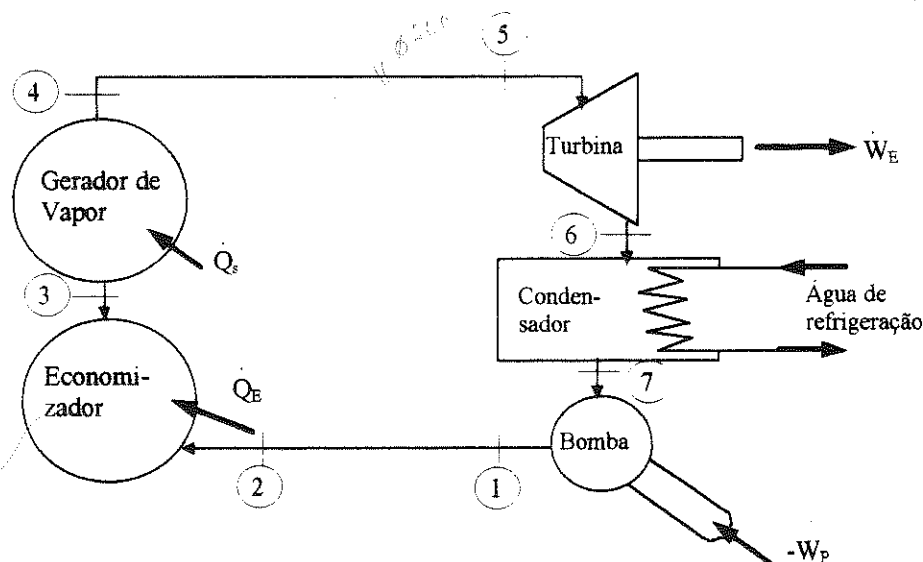


Figura P9.1

2 - Um congelador doméstico opera numa sala a temperatura de 20°C. Para manter a temperatura do espaço refrigerado em -30 °C é necessária uma taxa de transferência de calor, do espaço refrigerado, igual a 20 kW. Qual é a mínima potência necessária para operar esse refrigerador?

10 - ENTROPIA

O primeiro passo no estudo da propriedade denominada entropia é estabelecer a desigualdade de Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (10.1)$$

A desigualdade de Clausius é um corolário ou uma consequência do segundo princípio da termodinâmica. A sua validade pode ser demonstrada para todos os ciclos possíveis, incluindo motores térmicos e os refrigeradores, tanto reversíveis como irreversíveis. A demonstração desta desigualdade pode ser encontrada no livro Van WYLEN, G., SONNTAG, R., BORGNACKE, C. "Fundamentos da Termodinâmica Clássica" Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, Brasil (1995). Pode-se ainda acrescentar que a igualdade é aplicada a ciclos reversíveis e a desigualdade para os irreversíveis. Neste texto o significado desta desigualdade será ilustrado considerando-se o ciclo de potência a vapor d'água simples mostrado na Figura 10.1.

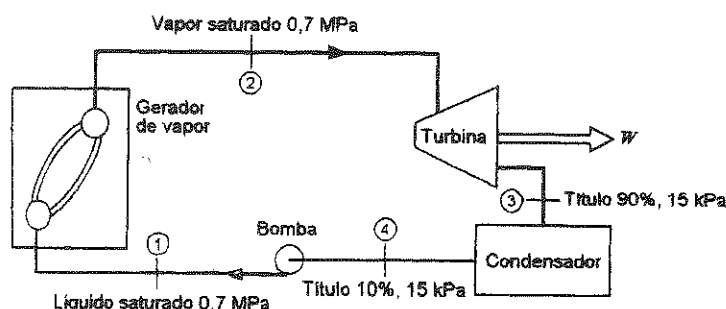


Figura 10.1 - Instalação a vapor para mostrar a desigualdade de Clausius

Esse ciclo é ligeiramente diferente do ciclo comum destas instalações de potência. A bomba é alimentada com uma mistura de líquido e vapor numa proporção tal que a água sai da bomba e entra na caldeira como líquido saturado. Admitamos que alguém nos informe que as características do fluido, no ciclo, são as fornecidas na Figura 10.1. Esse ciclo satisfaz a desigualdade de Clausius?

Calor é transferido em dois locais, na caldeira e no condensador. Assim

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{caldeira}} + \int \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{condensador}}$$

Como a temperatura permanece constante, tanto na caldeira como no condensador, essa expressão pode ser integrada da seguinte forma:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_1} \int_1^2 \delta Q + \frac{1}{T_3} \int_3^4 \delta Q = \frac{{}_1Q_2}{T_1} + \frac{{}_3Q_4}{T_3}$$

Considerando-se uma massa unitária de fluido de trabalho. Assim:

$${}_1q_2 = h_2 - h_1 = 2066.3 \text{ kJ/kg}; \quad T_1 = 164.97 \text{ }^\circ\text{C}$$

$${}_3q_4 = h_4 - h_3 = 463.4 - 2361.8 = -1898.4 \text{ kJ/kg}; \quad T_3 = 53.97 \text{ }^\circ\text{C}$$

Portanto:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{2066.3}{164.97 + 273.15} - \frac{1898.4}{53.97 + 273.15} = -1,087 \text{ kJ/kgK}$$

Assim esse ciclo satisfaz a desigualdade de Clausius, o que é equivalente a dizer que o ciclo não viola o segundo princípio da termodinâmica.

10-1 - Entropia - Uma Propriedade de um Sistema

Nesta seção pretende-se mostrar, a partir da equação (7.1) e da Figura 10.2, que o segundo princípio da termodinâmica conduz a uma propriedade termodinâmica denominada entropia.

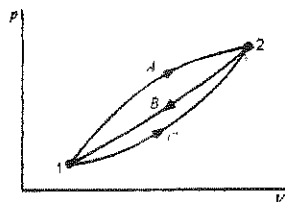


Figura 10.2 - Dois ciclos reversíveis, demonstrando que a entropia é uma propriedade termodinâmica.

O sistema percorre um processo reversível do estado 1 ao estado 2, representado pelo caminho A, e que o ciclo seja completado através de um processo reversível representado pelo caminho B. Como esse ciclo é reversível, pode-se escrever:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B$$

Considere agora, um outro ciclo reversível que tem o processo inicial alterado para o representado pelo caminho C e completado através do mesmo processo reversível representado pelo caminho B. Para esse ciclo pode-se escrever:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_C + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B$$

Subtraindo-se a segunda equação da primeira, tem-se:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_C$$

Como o valor $\left(\frac{\delta Q}{T} \right)$ é o mesmo para todos os caminhos reversíveis entre os estados 1 e 2 conclui-se que essa quantidade é independente do caminho e é uma função apenas dos estados final e inicial; portanto, ele representa uma propriedade termodinâmica. Esta propriedade é denominada entropia e é designada por S . Conclui-se que a propriedade termodinâmica entropia pode ser definida por:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad (10.2)$$

A entropia é uma propriedade extensiva, e a entropia por unidade de massa é indicada por s . É importante observar que a entropia é definida em função de um processo reversível.

A variação de entropia de um sistema numa mudança de estado, pode ser obtida pela integração da equação (10.2).

Assim:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{rev}} \quad (10.3)$$

Para efetuar a integração, a relação entre T e Q deve ser conhecida (oportunamente apresentar-se-ão exemplos desta operação). O ponto importante a ser observado aqui é: como a entropia é uma propriedade, a variação de entropia de uma substância, ao ir de um estado a outro, é a mesma para todos os processos, tanto reversíveis como irreversíveis, entre estes dois estados. A equação (10.3) permite obter a variação de entropia somente de um caminho reversível. Entretanto, uma vez determinado, esse valor será o mesmo para todos os processos entre estes dois estados.

A equação (10.3) permite calcular variações de entropia, porém não informa nada a respeito dos valores absolutos da entropia. Entretanto, pelo terceiro princípio da termodinâmica, que não será aqui apresentado, pode-se atribuir o valor zero para a entropia de todas as substâncias puras na temperatura zero absoluto. Disto resultam valores absolutos de entropia que são necessários para que se possa fazer a análise de reações químicas.

Entretanto, quando não está envolvida nenhuma mudança de composição, é adequado atribuir valores de entropia em relação a um estado de referência arbitrário. Este é o método utilizado na maioria das tabelas de propriedades termodinâmicas, como as tabelas de vapor d'água e de amônia.

Deve-se acrescentar, neste ponto, um comentário relativo ao papel de T como fator integrante. Observou-se anteriormente que Q é uma função de linha, e portanto dQ é uma diferencial inexata. Do ponto de vista matemático, verifica-se que um diferencial inexato pode se transformar num exato pela introdução de um fator integrante. Portanto, num processo reversível, $1/T$ funciona como o fator integrante na transformação da diferencial inexata dQ para a diferencial exata dq/t .

10.2 - A entropia para um substância pura

A entropia é uma propriedade extensiva de um sistema. Valores de entropia específica (entropia por unidade de massa) estão apresentados em tabelas de propriedades termodinâmicas da mesma maneira que o volume específico e a entalpia específica. A unidade de entropia específica nas tabelas de vapor d'água e de refrigerantes é kJ/kg.K e os valores são dados em relação a um estado de referência arbitrário. Nas tabelas de vapor d'água atribuiu-se o valor zero para a entropia do líquido saturado 0.01°C . Para muitos fluidos refrigerantes, atribui-se o valor zero para a entropia do líquido saturado a -40°C .

Em geral, usa-se o termo "entropia" para indicar tanto a entropia total como a entropia específica, pois o contexto ou o símbolo apropriado indicará claramente o significado preciso do termo. Na região de saturação, a entropia pode ser calculada utilizando-se o título. As relações são análogas às de volume específico e entalpia. Assim:

$$\begin{aligned} s &= (1-x)s_l + xs_g \\ s &= s_l + xs_{fg} \end{aligned} \quad (10.4)$$

A Figura 10.3 mostra um diagrama típico temperatura-entropia para o vapor d'água

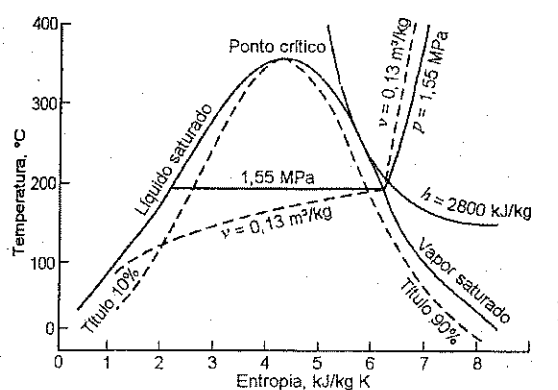


Figura 10.3 - Diagrama temperatura-entropia para o vapor d'água.

10.3 - Variação de entropia em processos reversíveis

Considera-se como sistema o fluido de trabalho de um motor térmico que opera segundo o ciclo de Carnot. O primeiro processo é o da transferência de calor isotérmica do reservatório a alta temperatura para o fluido de trabalho. Para esse processo, pode-se escrever:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

como este processo é isotérmico:

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T_H} \int_1^2 \delta Q = \frac{Q_2}{T_H}$$

Esse processo está mostrado na Figura 10.4a e a área abaixo da linha 1-2, a área 1-2-b-a-1, representa o calor transferido ao fluido de trabalho durante o processo.

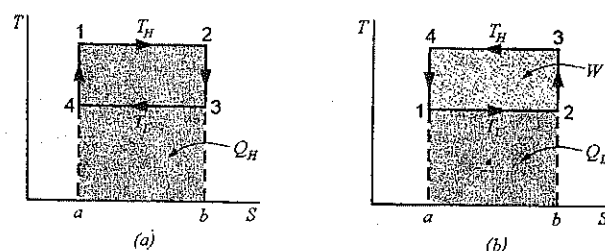


Figura 10.4 - O ciclo de Carnot no diagrama temperatura-entropia

O segundo processo de um ciclo de Carnot é adiabático reversível. Da definição de entropia:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

é evidente que a entropia permanece constante num processo adiabático reversível. Um processo de entropia constante é chamado de processo isoentrópico. A linha 2-3 representa esse processo que termina no estado 3, onde a temperatura do fluido de trabalho atinge o valor T_L .

O terceiro processo, é isotérmico reversível, no qual o calor é transferido do fluido de trabalho ao reservatório a baixa temperatura. Para esse processo, pode-se escrever:

$$S_4 - S_3 = \int_3^4 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} = \frac{{}_3Q_4}{T_L}$$

Durante esse processo, o calor transferido é negativo (em relação ao fluido de trabalho) e a entropia do fluido decresce. O processo final, 4-1, que completa o ciclo é um processo adiabático reversível (e portanto isentrópico). É evidente que a diminuição de entropia no processo 3-4 deve ser exatamente igual ao aumento de entropia no processo 1-2. A área abaixo da linha 3-4 da Figura 10.4a, área 3-4-a-b-3, representa o calor transferido do fluido de trabalho ao reservatório a baixa temperatura.

Como o trabalho líquido do ciclo é igual à transferência líquida de calor, é evidente que a área 1-2-3-4-1 representa o trabalho líquido do ciclo. O rendimento térmico do ciclo pode ser também expresso em função de áreas:

$$\eta_{termico} = \frac{W_{liq}}{Q_H} = \frac{area \ 1-2-3-4-1}{area \ 1-2-b-a-1}$$

Algumas afirmações, feitas anteriormente, sobre os rendimentos térmicos podem agora ser visualizadas graficamente. Por exemplo: com o aumento de T_H , enquanto T_L permanece constante, há aumento do rendimento térmico; diminuindo-se T_L , enquanto T_H permanece constante, o rendimento térmico aumenta. É também, evidente que o rendimento térmico se aproxima de 100%, quando a temperatura absoluta, na qual o calor é rejeitado, tende a zero. Se o ciclo for invertido, tem-se um refrigerador ou uma bomba de calor. O ciclo de Carnot para um refrigerador está mostrado na Figura 10.4b. Observa-se, nesse caso, que a entropia do fluido de trabalho aumenta a temperatura T_L , pois o calor é transferido ao fluido de trabalho. A entropia decresce a temperatura T_H devido à transferência de calor do fluido de trabalho.

11 - CICLOS DE USINAS TERMELÉTRICAS

Algumas centrais de potência, como a central simples a vapor d'água, que já foi considerada anteriormente, operam segundo um ciclo. Isto é, o fluido de trabalho sofre uma série de processo e finalmente retorna ao estado inicial. Em outras centrais de potência, tais como o motor de combustão interna e a turbina a gás, o fluido de trabalho não passa por um ciclo termodinâmico, ainda que o equipamento opera segundo um ciclo mecânico. Neste caso o fluido de trabalho, no fim do processo, apresenta uma composição química diferente ou está num estado termodinâmico diferente do inicial. Diz-se que tal equipamento opera segundo um ciclo aberto, enquanto que a unidade motora a vapor opera segundo um ciclo fechado. A mesma distinção entre ciclos abertos e fechados pode ser feita em relação aos aparelhos de refrigeração.

Este capítulo trata de ciclos ideais, de potência e particularmente do ciclo de Rankine

11.1 - O ciclo de Rankine

Considere um ciclo baseado em quatro processos que ocorrem em regime permanente (Figura 11.1).

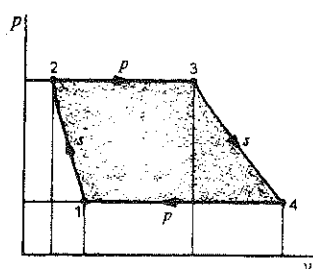


Figura 11.1 - Ciclo de potência baseado em quatro processos

Admita que o estado 1 seja líquido saturado e que o estado 3 seja vapor saturado ou superaquecido. Este ciclo recebe a denominação de ciclo de Rankine e é ideal para uma unidade motora simples a vapor. A Figura 11.2 apresenta o diagrama $T-s$ referente ao ciclo e os processos que compõem o ciclo são:

- 1-2: Processo de bombeamento adiabático reversível, na bomba
- 2-3: Transferência de calor a pressão constante, na caldeira.
- 3-4: Expansão adiabática reversível, na turbina (ou noutra máquina motora tal como a máquina a vapor)
- 4-1: Transferência de calor a pressão constante, no condensador.

O ciclo de Rankine, como já foi exposto, também pode apresentar superaquecimento do vapor, como o ciclo 1-2-3'-4'-1.

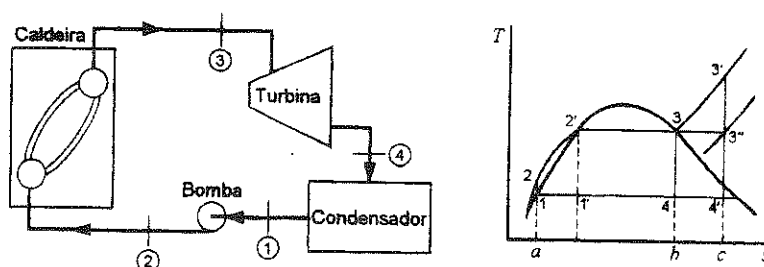


Figura 11.2 - Unidade motora simples a vapor que opera segundo um ciclo de Rankine

Se as variações de energia cinética e potencial forem desprezadas, as transferências de calor e o trabalho líquido podem ser representados pelas diversas áreas do diagrama $T-s$. O calor transferido ao fluido de trabalho é representado pela área $a-2-2'-3-b-a$ e o calor transferido do fluido de trabalho pela área $a-1-4-b-a$. Utilizando-se o primeiro princípio da termodinâmica, pode-se concluir que a área que representa o trabalho é igual à diferença entre essas duas áreas, isto é, a área $1-2-2'-3-4-1$.

O rendimento térmico é definido pela relação:

$$\eta_{\text{térmico}} = \frac{w_{\text{liq}}}{q_H} = \frac{\text{área } 1-2-2'-3-4-1}{\text{área } a-2-2'-3-b-a}$$

Na análise do ciclo de Rankine é útil considerar que o rendimento depende da temperatura média na qual o calor é fornecido e da temperatura média na qual o calor é rejeitado. Qualquer variação que aumente a temperatura média na qual calor é fornecido, ou que diminua a temperatura média na qual calor é rejeitado aumentará o rendimento do ciclo de Rankine.

É evidente que o ciclo de Rankine tem um rendimento menor do que o ciclo de Carnot que apresenta as mesmas temperaturas máxima e mínima do ciclo de Rankine, porque a temperatura média entre 2 e 2' é menor do que

a temperatura durante a vaporização. Pode-se então perguntar, porque escolher o ciclo de Rankine como o ciclo ideal? Porque não escolher o ciclo de Carnot $1'-2'-3-4-1$ como o ciclo ideal? Pode-se fornecer, pelo menos, duas razões para a escolha do ciclo de Rankine. A primeira envolve o processo de bombeamento. O estado $1'$ é uma mistura de líquido e vapor e é muito difícil construir uma bomba que opere convenientemente sendo alimentada com uma mistura de líquido e vapor ($1'$) e que forneça líquido saturado na seção de descarga ($2'$). É muito mais fácil condensar completamente o vapor e trabalhar somente com líquido na bomba (o ciclo de Rankine é baseado neste fato). A segunda razão envolve o superaquecimento do vapor. No ciclo de Rankine o vapor é superaquecido a pressão constante, processo $3-3'$. No ciclo de Carnot toda a transferência de calor ocorre à temperatura constante e portanto o vapor é superaquecido no processo $3-3''$. Note que durante esse processo a pressão cai. Isto significa que calor deve ser transferido ao vapor enquanto ele sofre um processo de expansão (no qual é efetuado trabalho). Isso também é muito difícil de se conseguir na prática.

Exemplo 11.1

Determine o rendimento de um ciclo de Rankine que utiliza água como fluido de trabalho e no qual a pressão no condensador é igual a 10 kPa. A pressão na caldeira é de 2 MPa. O vapor deixa a caldeira como vapor saturado. Na resolução dos problemas sobre o ciclo de Rankine, indica-se por w_b o trabalho na bomba por quilograma de fluido que escoa no equipamento e por q_L o calor rejeitado pelo fluido de trabalho por quilo de fluido que escoa no equipamento.

Na solução desse problema considera-se, sucessivamente, uma superfície de controle que envolve a bomba, caldeira, turbina e condensador. Em cada caso, o modelo termodinâmico adotado é aquele associado às tabelas de vapor d'água e considera-se que o processo ocorra em regime permanente (com variações de energias cinética e potencial desprezíveis). Assim,

Volume de controle: Bomba

Estado da entrada: p_1 conhecida, líquido saturado, estado determinado.

Estado da saída: p_2 conhecida

Análise: Primeiro princípio da termodinâmica: $|w_b| = h_2 - h_1$

Segundo princípio da termodinâmica: $s_2 = s_1$

Como $s_2 = s_1$,

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 v dp$$

Solução: Admitindo-se que o líquido seja incompressível

$$|w_b| = v(p_2 - p_1) = 0.00101(200 - 10) = 2.0 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = h_1 + |w_b| = 191.8 + 2.0 = 193.8$$

Volume de controle: Caldeira

Estado de entrada: p_2, h_2 conhecidas, estado determinado.

Estado de saída: p_2 conhecida, vapor saturado, estado determinado

Análise: primeiro princípio: $q_H = h_3 - h_2$

Solução:

$$q_H = h_3 - h_2 = 2799.5 - 193.8 = 2605.7 \text{ kJ/kg}$$

Volume de controle: Turbina

Estado de entrada: Estado 3 conhecido (acima)

Estado de saída: p_4 conhecida

Análise: Primeiro princípio: $w_t = h_3 - h_4$

Segundo princípio: $s_3 = s_4$

Solução: Com a entropia no estado 4 pode-se determinar o título neste estado. Assim,

$$s_3 = s_4 = 6.3409 + x_4 7.50009 \Rightarrow x_4 = 0.7588$$

$$h_4 = 191.8 + 0.7588(2392.8) = 2007.5$$

$$w_t = 2799.5 - 2007.5 = 792.0 \text{ kJ/kg}$$

Volume de controle: Condensador

Estado de entrada: Estado 4 conhecido (acima)

Estado de saída: Estado 1, conhecido

Análise: Primeiro princípio: $|q_L| = h_4 - h_1$

Solução:

$$|q_L| = h_4 - h_1 = 2007.5 - 191.8 = 1815.7 \text{ kJ/kg}$$

Pode-se agora calcular o rendimento térmico:

$$\eta_{\text{TERMICO}} = \frac{w_{\text{liq}}}{q_H} = \frac{q_H - |q_L|}{q_H} = \frac{w_t - |w_b|}{q_H} = \frac{792.0 - 2.0}{2605.7} = 30.3\%$$

Pode-se também escrever uma expressão para o rendimento térmico em função das propriedades nos vários pontos do ciclo. Assim:

$$\eta_{\text{termico}} = \frac{(h_3 - h_2) - (h_4 - h_1)}{h_3 - h_2} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2}$$

$$\eta_{\text{termico}} = \frac{2605.7 - 1815.7}{2605.7} = \frac{792.2 - 2.0}{2605.7} = 30.3\%$$

11.3 - Bibliografia

[01]- Van WYLEN, G., SONNTAG, R, BORGNAKKE, C. "Fundamentos da Termodinâmica Clássica" Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, Brasil (1995).

APÊNDICES

Tabela A-1 Propriedades da Água¹

Tabela A-1 Saturação Líquido-Vapor: Tabela de Temperatura

Temp. $T, ^\circ\text{C}$	Pressão P, kPa	Volume específico, m^3/kg		Energia interna, kJ/kg			Entalpia, kJ/kg			Entropia, $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$		
		líquido sat. v_f	vapor sat. v_g	líquido sat. u_f	Evap. u_{fg}	vapor sat. u_g	líquido sat. h_f	Evap. h_{fg}	vapor sat. h_g	líquido sat. s_f	Evap. s_{fg}	vapor sat. s_g
0,01	0,6113	0,001 000	206,14	,00	2375,3	2375,3	,01	2501,3	2501,4	,0000	9,1562	9,1562
5	0,8721	0,001 000	147,12	20,97	2361,3	2382,3	20,98	2489,6	2510,6	,0761	8,9496	9,0257
10	1,2276	0,001 000	106,38	42,00	2347,2	2389,2	42,01	2477,7	2519,8	,1510	8,7498	8,9008
15	1,7051	0,001 001	77,93	62,99	2333,1	2396,1	62,99	2465,9	2528,9	,2245	8,5569	8,7814
20	2,339	0,001 002	57,79	83,95	2319,0	2402,9	83,96	2454,1	2538,1	,2966	8,3706	8,6672
25	3,169	0,001 003	43,36	104,88	2304,9	2409,8	104,89	2442,3	2547,2	,3674	8,1905	8,5580
30	4,246	0,001 004	32,89	125,78	2290,8	2416,6	125,79	2430,5	2556,3	,4369	8,0164	8,4533
35	5,628	0,001 006	25,22	146,67	2276,7	2423,4	146,68	2418,6	2565,3	,5053	7,8478	8,3531
40	7,384	0,001 008	19,52	167,56	2262,6	2430,1	167,57	2406,7	2574,3	,5725	7,6845	8,2570
45	9,593	0,001 010	15,26	188,44	2248,4	2436,8	188,45	2394,8	2583,2	,6387	7,5261	8,1648
50	12,349	0,001 012	12,03	209,32	2234,2	2443,5	209,33	2382,7	2592,1	,7038	7,3725	8,0763
55	15,758	0,001 015	9,568	230,21	2219,9	2450,1	230,23	2370,7	2600,9	,7679	7,2234	7,9913
60	19,940	0,001 017	7,671	251,11	2205,5	2456,6	251,13	2358,5	2609,6	,8312	7,0784	7,9096
65	25,03	0,001 020	6,197	272,02	2191,1	2463,1	272,06	2346,2	2618,3	,8935	6,9375	7,8310
70	31,19	0,001 023	5,042	292,95	2176,6	2469,6	292,98	2333,8	2626,8	,9549	6,8004	7,7553
75	38,58	0,001 026	4,131	313,90	2162,0	2475,9	313,93	2321,4	2635,3	,10155	6,6669	7,6824
80	47,39	0,001 029	3,407	334,86	2147,4	2482,2	334,91	2308,8	2643,7	,10753	6,5369	7,6122
85	57,83	0,001 033	2,828	355,84	2132,6	2488,4	355,90	2296,0	2651,9	,11343	6,4102	7,5445
90	70,14	0,001 036	2,361	376,85	2117,7	2494,5	376,92	2283,2	2660,1	,11925	6,2866	7,4791
95	84,55	0,001 040	1,982	397,88	2102,7	2500,6	397,96	2270,2	2668,1	,12500	6,1659	7,4159
Temp. $T, ^\circ\text{C}$	Pressão P, MPa	líquido sat. v_f	vapor sat. v_g	líquido sat. u_f	Evap. u_{fg}	vapor sat. u_g	líquido sat. h_f	Evap. h_{fg}	vapor sat. h_g	líquido sat. s_f	Evap. s_{fg}	vapor sat. s_g
100	0,101 35	0,001 044	1,6729	418,94	2087,6	2506,5	419,04	2257,0	2676,1	1,3069	6,0480	7,3549
105	0,120 82	0,001 048	1,4184	440,02	2072,3	2512,4	440,15	2243,7	2683,8	1,3630	5,9328	7,2958
110	0,143 27	0,001 052	1,2102	461,14	2057,0	2518,1	461,30	2230,2	2691,5	1,4185	5,8202	7,2387
115	0,169 06	0,001 056	1,0366	482,30	2041,4	2523,7	482,48	2216,5	2699,0	1,4734	5,7100	7,1833
120	0,198 53	0,001 060	0,8919	503,50	2025,8	2529,3	503,71	2202,6	2706,3	1,5276	5,6020	7,1296
125	0,2321	0,001 065	0,7706	524,74	2009,9	2534,6	524,98	2188,5	2713,5	1,5813	5,4962	7,0775
130	0,2701	0,001 070	0,6685	546,02	1993,9	2539,9	546,31	2174,2	2720,5	1,6344	5,3925	7,0269
135	0,3130	0,001 075	0,5822	567,35	1977,7	2545,0	567,69	2159,6	2727,3	1,6870	5,2907	6,9777
140	0,3613	0,001 080	0,5089	588,74	1961,3	2550,0	589,13	2144,7	2733,9	1,7391	5,1908	6,9299
145	0,4154	0,001 085	0,4463	610,18	1944,7	2554,9	610,63	2129,6	2740,3	1,7907	5,0926	6,8833
150	0,4758	0,001 091	0,3928	631,68	1927,9	2559,5	632,20	2114,3	2746,5	1,8418	4,9960	6,8379
155	0,5431	0,001 096	0,3468	653,24	1910,8	2564,1	653,84	2098,6	2752,4	1,8925	4,9010	6,7935
160	0,6178	0,001 102	0,3071	674,87	1893,5	2568,4	675,55	2082,6	2758,1	1,9427	4,8075	6,7502
165	0,7005	0,001 108	0,2727	696,56	1876,0	2572,5	697,34	2066,2	2763,5	1,9925	4,7153	6,7078
170	0,7917	0,001 114	0,2428	718,33	1858,1	2576,5	719,21	2049,5	2768,7	2,0419	4,6244	6,6663
175	0,8920	0,001 121	0,2168	740,17	1840,0	2580,2	741,17	2032,4	2773,6	2,0909	4,5347	6,6256
180	1,0021	0,001 127	0,194 05	762,09	1821,6	2583,7	763,22	2015,0	2778,2	2,1396	4,4461	6,5857
185	1,1227	0,001 134	0,174 09	784,10	1802,9	2587,0	785,37	1997,1	2782,4	2,1879	4,3586	6,5465
190	1,2544	0,001 141	0,156 54	806,19	1783,8	2590,0	807,62	1978,8	2786,4	2,2359	4,2720	6,5079
195	1,3978	0,001 149	0,141 05	828,37	1764,4	2592,8	829,98	1960,0	2790,0	2,2835	4,1863	6,4698
200	1,5538	0,001 157	0,127 36	850,65	1744,7	2595,3	852,45	1940,7	2793,2	2,3309	4,1014	6,4323
205	1,7230	0,001 164	0,115 21	873,04	1724,5	2597,5	875,04	1921,0	2796,0	2,3780	4,0172	6,3952
210	1,9062	0,001 173	0,104 41	895,53	1703,9	2599,5	897,76	1900,7	2798,5	2,4248	3,9337	6,3585
215	2,104	0,001 181	0,094 79	918,14	1682,9	2601,1	920,62	1879,9	2800,5	2,4714	3,8507	6,3221
220	2,318	0,001 190	0,086 19	940,87	1661,5	2602,4	943,62	1858,5	2802,1	2,5178	3,7683	6,2861
225	2,548	0,001 199	0,078 49	963,73	1639,6	2603,3	966,78	1836,5	2803,3	2,5639	3,6863	6,2503
230	2,795	0,001 209	0,071 58	986,74	1617,2	2603,9	990,12	1813,8	2804,0	2,6099	3,6047	6,2146
235	3,060	0,001 219	0,065 37	1009,89	1594,2	2604,1	1013,62	1790,5	2804,2	2,6558	3,5233	6,1791
240	3,344	0,001 229	0,059 76	1033,21	1570,8	2604,0	1037,32	1766,5	2803,8	2,7015	3,4422	6,1437
245	3,648	0,001 240	0,054 71	1056,71	1546,7	2603,4	1061,23	1741,7	2803,0	2,7472	3,3612	6,1083
250	3,973	0,001 251	0,050 13	1080,39	1522,0	2602,4	1085,36	1716,2	2801,5	2,7927	3,2802	6,0730
255	4,319	0,001 263	0,045 98	1104,28	1496,7	2600,9	1109,73	1689,8	2799,5	2,8383	3,1992	6,0375
260	4,688	0,001 276	0,042 21	1128,39	1470,6	2599,0	1134,37	1662,5	2796,9	2,8838	3,1181	6,0019
265	5,081	0,001 289	0,038 77	1152,74	1443,9	2596,6	1159,28	1634,4	2793,6	2,9294	3,0368	5,9662
270	5,499	0,001 302	0,035 64	1177,36	1416,3	2593,7	1184,51	1605,2	2789,7	2,9751	2,9551	5,9301
275	5,942	0,001 317	0,032 79	1202,25	1387,9	2590,2	1210,07	1574,9	2785,0	3,0208	2,8730	5,8938
280	6,412	0,001 332	0,030 17	1227,46	1358,7	2586,1	1235,99	1543,6	2779,6	3,0668	2,7903	5,8571
285	6,909	0,001 348	0,027 77	1253,00	1328,4	2581,4	1262,31	1511,0	2773,3	3,1130	2,7070	5,8199
290	7,436	0,001 366	0,025 57	1278,92	1297,1	2576,0	1289,07	1477,1	2766,2	3,1594	2,6227	5,7821
295	7,993	0,001 384	0,023 54	1305,2	1264,7	2569,9	1316,3	1441,8	2758,1	3,2062	2,5375	5,7437
300	8,581	0,001 404	0,021 67	1332,0	1231,0	2563,0	1344,0	1404,9	2749,0	3,2534	2,4511	5,7045
305	9,202	0,001 425	0,019 948	1359,3	1195,9	2555,2	1372,4	1366,4	2738,7	3,3010	2,3633	5,6643
310	9,856	0,001 447	0,018 350	1387,1	1159,4	2546,4	1401,3	1326,0	2727,3	3,3493	2,2737	5,6230
315	10,547	0,001 472	0,016 887	1415,5	1121,1	2536,6	1431,0	1283,5	2714,5	3,3982	2,1821	5,5804
320	11,274	0,001 499	0,015 488	1444,6	1080,9	2525,5	1461,5	1238,6	2700,1	3,4480	2,0882	5,5362
330	12,845	0,001 561	0,012 996	1505,3	993,7	2498,9	1525,3	1140,6	2665,9	3,5507	1,8909	5,4417
340	14,586	0,001 638	0,010 797	1570,3	894,3	2464,6	1594,2	1027,9	2622,0	3,6594	1,6763	5,3357
350	16,513	0,001 740	0,008 813	1641,9	776,6	2418,4	1670,6	893,4	2563,9	3,7777	1,4335	5,2112
360	18,851	0,001 893	0,006 945	1725,2	626,3	2351,5	1760,5	720,5	2481,0	3,9147	1,1379	5,0526
370	21,03	0,002 213	0,004 925	1844,0	384,5	2228,5	1890,5	441,6	2332,1	4,1106	0,6865	4,7971
374,14	22,09	0,003 155	0,003 155	2029,6	0	2029,6	2099,3	0	2099,3	4,4298	0	4,4298

¹ Joseph H. Keenan, Frederick G. Keyes, Philip G. Hill e Joan G. Moore, Steam Tables, Wiley, Nova Iorque, 1969.

Tabela A-1.2 Saturação Líquido-Vapor: Tabela de Pressão

Temp. Pressão T, P °C, kPa	Volume específico, m ³ /kg			Energia interna, kJ/kg			Entalpia, kJ/kg			Entropia, kJ/kg·K		
	líquido		vapor	líquido	Evap.	vapor	líquido	Evap.	vapor	líquido	Evap.	vapor
	sal.	v _f	v _g	sal.	u _f	u _g	sal.	h _f	h _g	sal.	s _f	s _g
0,6113	0,001 000	206,14	0,001 000	2375,3	2375,3	2375,3	29,30	2501,3	2501,3	0,000	9,1582	9,1582
1,0	0,001 000	129,21	0,001 000	2355,7	2355,7	2355,7	54,71	2470,6	2470,6	0,000	9,1582	9,1582
1,5	0,001 001	67,98	0,001 001	2338,6	2338,6	2338,6	73,48	2460,0	2460,0	0,000	9,1582	9,1582
2,0	0,001 001	45,25	0,001 001	2326,0	2326,0	2326,0	88,48	2445,1	2445,1	0,000	9,1582	9,1582
2,5	0,001 002	34,80	0,001 002	2315,9	2315,9	2315,9	101,04	2432,8	2432,8	0,000	9,1582	9,1582
3,0	0,001 003	28,19	0,001 003	2307,5	2307,5	2307,5	121,46	2423,7	2423,7	0,000	9,1582	9,1582
4,0	0,001 004	21,45	0,001 004	2293,7	2293,7	2293,7	137,82	2423,7	2423,7	0,000	9,1582	9,1582
5,0	0,001 005	18,24	0,001 005	2281,7	2281,7	2281,7	168,78	2408,0	2408,0	0,000	9,1582	9,1582
7,5	0,001 008	14,67	0,001 008	2246,1	2246,1	2246,1	191,83	2392,8	2392,8	0,000	9,1582	9,1582
10	0,001 010	10,02	0,001 010	2225,9	2225,9	2225,9	225,94	2373,1	2373,1	0,000	9,1582	9,1582
15	0,001 014	6,204	0,001 014	2191,2	2191,2	2191,2	271,93	2346,3	2346,3	0,000	9,1582	9,1582
20	0,001 017	5,229	0,001 017	2159,5	2159,5	2159,5	289,23	2319,2	2319,2	0,000	9,1582	9,1582
25	0,001 020	4,363	0,001 020	2130,4	2130,4	2130,4	317,58	2305,4	2305,4	0,000	9,1582	9,1582
30	0,001 022	3,983	0,001 022	2103,1	2103,1	2103,1	340,49	2278,8	2278,8	0,000	9,1582	9,1582
40	0,001 027	3,240	0,001 027	2063,6	2063,6	2063,6	384,39	2212,1	2212,1	0,000	9,1582	9,1582
50	0,001 030	2,217	0,001 030	2029,6	2029,6	2029,6	417,46	2181,5	2181,5	0,000	9,1582	9,1582
75	0,001 037	0,7933	0,001 037	2029,6	2029,6	2029,6	535,37	2181,5	2181,5	0,000	9,1582	9,1582
100	0,001 043	0,4140	0,001 043	2029,6	2029,6	2029,6	548,89	2172,4	2172,4	0,000	9,1582	9,1582
125	0,001 048	0,2729	0,001 048	2029,6	2029,6	2029,6	561,47	2163,8	2163,8	0,000	9,1582	9,1582
150	0,001 053	0,1936	0,001 053	2029,6	2029,6	2029,6	573,25	2155,8	2155,8	0,000	9,1582	9,1582
175	0,001 057	0,1357	0,001 057	2029,6	2029,6	2029,6	584,33	2148,1	2148,1	0,000	9,1582	9,1582
200	0,001 061	0,0957	0,001 061	2029,6	2029,6	2029,6	594,81	2140,8	2140,8	0,000	9,1582	9,1582
225	0,001 064	0,07933	0,001 064	2029,6	2029,6	2029,6	604,74	2133,8	2133,8	0,000	9,1582	9,1582
250	0,001 067	0,0556	0,001 067	2029,6	2029,6	2029,6	623,25	2120,7	2120,7	0,000	9,1582	9,1582
275	0,001 075	0,0349	0,001 075	2029,6	2029,6	2029,6	639,68	2108,5	2108,5	0,000	9,1582	9,1582
300	0,001 084	0,0240	0,001 084	2029,6	2029,6	2029,6	655,32	2097,0	2097,0	0,000	9,1582	9,1582
325	0,001 088	0,0140	0,001 088	2029,6	2029,6	2029,6	669,90	2086,3	2086,3	0,000	9,1582	9,1582
350	0,001 093	0,00749	0,001 093	2029,6	2029,6	2029,6	683,56	2076,0	2076,0	0,000	9,1582	9,1582
375	0,001 097	0,00427	0,001 097	2029,6	2029,6	2029,6	696,44	2066,3	2066,3	0,000	9,1582	9,1582
400	0,001 101	0,003157	0,001 101	2029,6	2029,6	2029,6	708,64	2057,0	2057,0	0,000	9,1582	9,1582
425	0,001 104	0,00229	0,001 104	2029,6	2029,6	2029,6	720,22	2048,0	2048,0	0,000	9,1582	9,1582
450	0,001 108	0,001585	0,001 108	2029,6	2029,6	2029,6	731,27	2039,4	2039,4	0,000	9,1582	9,1582
475	0,001 112	0,00108	0,001 112	2029,6	2029,6	2029,6	741,83	2031,1	2031,1	0,000	9,1582	9,1582
500	0,001 115	0,000749	0,001 115	2029,6	2029,6	2029,6	751,95	2023,1	2023,1	0,000	9,1582	9,1582
525	0,001 118	0,000504	0,001 118	2029,6	2029,6	2029,6	761,68	2015,3	2015,3	0,000	9,1582	9,1582
550	0,001 124	0,000242	0,001 124	2029,6	2029,6	2029,6	770,09	2007,6	2007,6	0,000	9,1582	9,1582
575	0,001 127	0,000184	0,001 127	2029,6	2029,6	2029,6	778,29	1999,2	1999,2	0,000	9,1582	9,1582
600	0,001 133	0,000117	0,001 133	2029,6	2029,6	2029,6	786,46	1991,5	1991,5	0,000	9,1582	9,1582
625	0,001 139	0,000063	0,001 139	2029,6	2029,6	2029,6	794,09	1984,0	1984,0	0,000	9,1582	9,1582
650	0,001 144	0,0000125	0,001 144	2029,6	2029,6	2029,6	801,64	1976,8	1976,8	0,000	9,1582	9,1582
675	0,001 149	0,0000084	0,001 149	2029,6	2029,6	2029,6	809,14	1969,8	1969,8	0,000	9,1582	9,1582
700	0,001 154	0,00000131	0,001 154	2029,6	2029,6	2029,6	816,59	1962,9	1962,9	0,000	9,1582	9,1582
725	0,001 158	0,00000025	0,001 158	2029,6	2029,6	2029,6	824,00	1956,2	1956,2	0,000	9,1582	9,1582
750	0,001 166	0,00000009	0,001 166	2029,6	2029,6	2029,6	831,37	1949,7	1949,7	0,000	9,1582	9,1582
775	0,001 177	0,0000000049	0,001 177	2029,6	2029,6	2029,6	838,70	1943,3	1943,3	0,000	9,1582	9,1582
800	0,001 187	0,00000000075	0,001 187	2029,6	2029,6	2029,6	846,00	1937,0	1937,0	0,000	9,1582	9,1582
825	0,001 197	0,000000000079	0,001 197	2029,6	2029,6	2029,6	853,27	1930,8	1930,8	0,000	9,1582	9,1582
850	0,001 217	0,0000000000068	0,001 217	2029,6	2029,6	2029,6	860,51	1924,7	1924,7	0,000	9,1582	9,1582
875	0,001 235	0,0000000000007	0,001 235	2029,6	2029,6	2029,6	867,72	1918,6	1918,6	0,000	9,1582	9,1582
900	0,001 252	0,000000000000049	0,001 252	2029,6	2029,6	2029,6	874,91	1912,6	1912,6	0,000	9,1582	9,1582
925	0,001 286	0,0000000000000039	0,001 286	2029,6	2029,6	2029,6	882,08	1906,6	1906,6	0,000	9,1582	9,1582
950	0,001 319	0,00000000000000044	0,001 319	2029,6	2029,6	2029,6	889,23	1900,7	1900,7	0,000	9,1582	9,1582
975	0,001 351	0,000000000000000027	0,001 351	2029,6	2029,6	2029,6	896,36	1894,8	1894,8	0,000	9,1582	9,1582
1000	0,001 394	0,0000000000000000023	0,001 394	2029,6	2029,6	2029,6	903,47	1888,9	1888,9	0,000	9,1582	9,1582
1025	0,001 418	0,00000000000000000020	0,001 418	2029,6	2029,6	2029,6	910,57	1883,0	1883,0	0,000	9,1582	9,1582
1050	0,001 452	0,000000000000000000026	0,001 452	2029,6	2029,6	2029,6	917,65	1877,1	1877,1	0,000	9,1582	9,1582
1075	0,001 489	0,0000000000000000000015	0,001 489	2029,6	2029,6	2029,6	924,72	1871,2	1871,2	0,000	9,1582	9,1582
1100	0,001 527	0,000000000000000000000263	0,001 527	2029,6	2029,6	2029,6	931,78	1865,3	1865,3	0,000	9,1582	9,1582
1125	0,001 567	0,0000000000000000000000780	0,001 567	2029,6	2029,6	2029,6	938,83	1859,4	1859,4	0,000	9,1582	9,1582
1150	0,001 611	0,00000000000000000000000485	0,001 611	2029,6	2029,6	2029,6	945,87	1853,5	1853,5	0,000	9,1582	9,1582
1175	0,001 658	0,000000000000000000000000337	0,001 658	2029,6	2029,6	2029,6	952,90	1847,6	1847,6	0,000	9,1582	9,1582
1200	0,001 688	0,00000000000000000000000000337	0,001 688	2029,6	2029,6	2029,6	960,00	1841,7	1841,7	0,000	9,1582	9,1582
1225	0,001 711	0,000000000000000000000000000306	0,001 711	2029,6	2029,6	2029,6	967,08	1835,8	1835,8	0,000	9,1582	9,1582
1250	0,001 770	0,0000000000000000000000000000364	0,001 770	2029,6	2029,6	2029,6	974,15	1829,9	1829,9	0,000	9,1582	9,1582
1275	0,001 840	0,00000000000000000000000000000489	0,001 840	2029,6	2029,6	2029,6	981,23	1824,0	1824,0	0,000	9,1582	9,1582
1300	0,001 924	0,00000000000000000000000										

Tabela A-1.3 Vapor Superaqueado

T	P = 0,010 MPa (45,81)				P = 0,050 MPa (81,33)				P = 0,10 MPa (99,63)			
	v	u	h	s	v	u	h	s	v	u	h	s
Sat.	14,674	2437,9	2584,7	8,1502	3,240	2483,9	2645,9	7,5839	1,6940	2506,1	2675,5	7,3594
50	14,869	2443,9	2592,6	8,1749								
100	17,196	2515,5	2687,5	8,4479	3,418	2511,6	2682,5	7,6947	1,6858	2506,7	2676,2	7,3614
150	19,512	2587,9	2783,0	8,6882	3,889	2585,6	2780,1	7,9401	1,8364	2582,8	2776,4	7,6134
200	21,825	2661,3	2879,5	8,9036	4,356	2659,9	2877,7	8,1580	2,172	2658,1	2875,3	7,8343
250	24,136	2736,0	2977,3	9,1002	4,820	2735,0	2976,0	8,3556	2,406	2733,7	2974,3	8,0333
300	26,445	2812,1	3076,5	9,2813	5,284	2811,3	3075,5	8,5373	2,639	2810,4	3074,3	8,2158
400	31,063	2968,9	3279,6	9,6077	6,209	2968,5	3278,9	8,8642	3,103	2967,9	3278,2	8,5435
500	35,679	3132,3	3489,1	9,8978	7,134	3132,0	3488,7	9,1546	3,565	3131,6	3488,1	8,8342
600	40,295	3302,5	3705,4	10,1608	8,057	3302,2	3705,1	9,4178	4,028	3301,9	3704,7	9,0976
700	44,911	3479,6	3928,7	10,4028	8,981	3479,4	3928,5	9,6599	4,490	3479,2	3928,2	9,3398
800	49,526	3663,8	4159,0	10,6281	9,904	3663,6	4158,9	9,8852	4,952	3663,5	4158,6	9,5652
900	54,141	3855,0	4396,4	10,8396	10,828	3854,9	4396,3	10,0967	5,414	3854,8	4396,1	9,7767
1000	58,757	4053,0	4640,6	11,0393	11,751	4052,9	4640,5	10,2964	5,875	4052,8	4640,3	9,9764
1100	63,372	4257,5	4891,2	11,2287	12,674	4257,4	4891,1	10,4859	6,337	4257,3	4891,0	10,1659
1200	67,987	4467,9	5147,8	11,4091	13,597	4467,8	5147,7	10,6662	6,799	4467,7	5147,6	10,3463
1300	72,602	4683,7	5409,7	11,5811	14,521	4683,6	5409,6	10,8382	7,260	4683,5	5409,5	10,5183
P = 0,20 MPa (120,23)				P = 0,30 MPa (133,55)				P = 0,40 MPa (143,63)				
Sat.	0,8857	2529,5	2706,7	7,1272	0,6058	2543,6	2725,3	6,9919	0,4625	2553,6	2738,6	6,8959
150	0,9596	2576,9	2768,8	7,2795	0,6339	2570,8	2761,0	7,0778	0,4708	2564,5	2752,8	6,9299
200	1,0803	2654,4	2870,5	7,5066	0,7163	2650,7	2865,6	7,3115	0,5342	2646,8	2860,5	7,1706
250	1,1988	2731,2	2971,0	7,7086	0,7964	2728,7	2967,6	7,5166	0,5951	2726,1	2964,2	7,3789
300	1,3162	2808,6	3071,8	7,8926	0,8753	2806,7	3069,3	7,7022	0,6548	2804,8	3066,8	7,5662
400	1,5493	2966,7	3276,6	8,2218	1,0315	2965,6	3275,0	8,0330	0,7726	2964,4	3273,4	7,8985
500	1,7814	3130,8	3487,1	8,5133	1,1867	3130,0	3486,0	8,3251	0,8893	3129,2	3484,9	8,1913
600	2,013	3301,4	3704,0	8,7770	1,3414	3300,8	3703,2	8,5892	1,0055	3300,2	3702,4	8,4558
700	2,244	3478,8	3927,6	9,0194	1,4957	3478,4	3927,1	8,8319	1,1215	3477,9	3926,5	8,6987
800	2,475	3663,1	4158,2	9,2449	1,6499	3662,9	4157,8	9,0576	1,2372	3662,4	4157,3	8,9244
900	2,706	3854,5	4395,8	9,4566	1,8041	3854,2	4395,4	9,2692	1,3529	3853,9	4395,1	9,1362
1000	2,937	4052,5	4640,0	9,6563	1,9581	4052,3	4639,7	9,4690	1,4685	4052,0	4639,4	9,3360
1100	3,168	4257,0	4890,7	9,8458	2,1121	4256,8	4890,4	9,6585	1,5840	4256,5	4890,2	9,5256
1200	3,399	4467,5	5147,3	10,0262	2,2661	4467,2	5147,1	9,8389	1,6996	4467,0	5146,8	9,7060
1300	3,630	4683,2	5409,3	10,1982	2,4201	4683,0	5409,0	10,0110	1,8151	4682,8	5408,8	9,8780
P = 0,50 MPa (151,86)				P = 0,60 MPa (158,85)				P = 0,80 MPa (170,43)				
Sat.	0,3749	2581,2	2748,7	6,8213	0,3157	2567,4	2756,8	6,7600	0,2404	2576,8	2769,1	6,6628
200	0,4249	2642,9	2855,4	7,0592	0,3520	2638,9	2850,1	6,9665	0,2808	2630,6	2839,3	6,8158
250	0,4744	2723,5	2960,7	7,2709	0,3938	2720,9	2957,2	7,1816	0,2931	2715,5	2950,0	7,0384
300	0,5226	2802,9	3064,2	7,4599	0,4344	2801,0	3061,6	7,3724	0,3241	2797,2	3056,5	7,2328
350	0,5701	2882,6	3167,7	7,6329	0,4742	2881,2	3165,7	7,5464	0,3544	2878,2	3161,7	7,4089
400	0,6173	2963,2	3271,9	7,7938	0,5137	2962,1	3270,3	7,7079	0,3843	2959,7	3267,1	7,5716
500	0,7109	3128,4	3483,9	8,0873	0,5920	3127,6	3482,8	8,0021	0,4433	3126,0	3480,6	7,8673
600	0,8041	3299,6	3701,7	8,3522	0,6697	3299,1	3700,9	8,2674	0,5018	3297,9	3699,4	8,1333
700	0,8969	3477,5	3925,9	8,5952	0,7472	3477,0	3925,3	8,5107	0,5601	3476,2	3924,2	8,3770
800	0,9896	3662,1	4156,9	8,8211	0,8245	3661,8	4156,5	8,7367	0,6181	3661,1	4155,6	8,6033
900	1,0822	3853,6	4394,7	9,0329	0,9017	3853,4	4394,4	8,9486	0,6761	3852,8	4393,7	8,8153
1000	1,1747	4051,8	4639,1	9,2328	0,9788	4051,5	4638,8	9,1485	0,7340	4051,0	4638,2	9,0153
1100	1,2672	4256,3	4889,9	9,4224	1,0559	4256,1	4889,8	9,3381	0,7919	4255,6	4889,1	9,2050
1200	1,3596	4466,8	5146,6	9,6029	1,1330	4466,5	5146,3	9,5185	0,8497	4466,1	5145,9	9,3855
1300	1,4521	4682,5	5408,6	9,7749	1,2101	4682,3	5408,3	9,6906	0,9076	4681,8	5407,9	9,5575
P = 1,00 MPa (179,91)				P = 1,20 MPa (187,99)				P = 1,40 MPa (196,07)				
Sat.	0,194 44	2583,6	2778,1	6,5865	0,163 33	2588,8	2784,8	6,5233	0,140 84	2592,8	2790,0	6,4693
200	0,2060	2621,9	2827,9	6,6940	0,169 30	2612,8	2815,9	6,5898	0,143 02	2603,1	2803,3	6,4975
250	0,2327	2709,9	2942,6	6,9247	0,192 34	2704,2	2935,0	6,8294	0,163 50	2698,3	2927,2	6,7467
300	0,2579	2793,2	3051,2	7,1229	0,2138	2789,2	3045,8	7,0317	0,182 28	2785,2	3040,4	6,9534
350	0,2825	2875,2	3157,7	7,3011	0,2345	2872,2	3153,6	7,2121	0,2003	2869,2	3149,5	7,1360
400	0,3066	2957,3	3263,9	7,4651	0,2548	2954,9	3260,7	7,3774	0,2178	2952,5	3257,5	7,3026
500	0,3541	3124,4	3478,5	7,7622	0,2946	3122,8	3476,3	7,6759	0,2521	3121,1	3474,1	7,6027
600	0,4011	3296,8	3697,9	8,0290	0,3339	3295,6	3696,3	7,9435	0,2860	3294,4	3694,8	7,8710
700	0,4478	3475,3	3923,1	8,2731	0,3729	3474,4	3922,0	8,1881	0,3195	3473,6	3920,8	8,1160
800	0,4943	3660,4	4154,7	8,4996	0,4118	3659,7	4153,8	8,4148	0,3528	3659,0	4153,0	8,3431
900	0,5407	3852,2	4392,9	8,7118	0,4505	3851,6	4392,2	8,6272	0,3861	3851,1	4391,5	8,5556
1000	0,5871	4050,5	4637,6	8,9119	0,4892	4050,0	4637,0	8,8274	0,4192	4049,5	4636,4	8,7559
1100	0,6335	4255,1	4888,6	9,1017	0,5278	4254,6	4888,0	9,0172	0,4524	4254,1	4887,5	8,9457
1200	0,6798	4465,6	5145,4	9,2822	0,5665	4465,1	5144,9	9,1977	0,4855	4464,7	5144,4	9,1262
1300	0,7261	4681,3	5407,4	9,4543	0,6051	4680,9	5407,0	9,3698	0,5186	4680,4	5406,5	9,2984
P = 1,60 MPa (201,41)				P = 1,80 MPa (207,15)				P = 2,00 MPa (212,42)				
Sat.	0,123 80	2596,0	2794,0	6,4218	0,110 42	2598,4	2797,1	6,3794	0,099 63	2600,3	2799,5	6,3409
225	0,132 87	2644,7	2857,3	6,5518	0,116 73	2636,6	2846,7	6,4808	0,103 77	2628,3	2835,8	6,4147
250	0,141 84	2692,3	2919,2	6,6732	0,124 97	2686,0	2911,0	6,6066	0,111 44	2679,6	2902,5	6,5453
300	0,158 62	2781,1	3034,8	6,8844	0,140 21	2776,9	3029,2	6,8226	0,125 47	2772,6	3023,5	6,7664
350	0,174 56	2866,1	3145,4	7,0694	0,154 57	2863,0	3141,2	7,0100	0,138 57	2859,8	3137,0	6,9563
400	0,190 05	2950,1	3254,2	7,2374	0,168 47	2947,7	3250,9	7,1794	0,151 20	2945,2	3247,6	7,1271
500	0,2203	3119,5	3472,0	7,5390	0,195 50	3117,9	3469,8	7,4825	0,175 68	3116,2	3467,6	7,4317
600	0,2500	3293,3	3693,2	7,8080	0,2220	3292,1	3691,7	7,7523	0,199 60	3290,9	3690,1	7,7024
700	0,2794	3472,7	3919,7	8,0535	0,2482	3471,8	3918,5	7,9983	0,2232	3470,9	3917,4	7,9487
800	0,3086	3658,3	4152,1	8,2808	0,2742	3657,6	4151,2	8,2258	0,2467	3657,0	4150,3	8,1765
900	0,3377	3850,5	4390,8	8,4935	0,3001	3849,9	4390,1	8,4386	0,2700	3849,3	4389,4	8,38958

Tabela A-1.3 Continuação

P = 2,50 MPa (223,99)					P = 3,00 MPa (233,90)					P = 3,50 MPa (242,60)				
T	v	u	h	s	v	u	h	s	v	u	h	s		
Sat.	0,079 98	2603,1	2603,1	6,2575	0,086 68	2604,1	2604,2	6,1869	0,087 07	2603,7	2603,4	6,1263		
225	0,080 27	2605,6	2606,3	6,2639										
250	0,087 00	2662,6	2680,1	6,4085	0,070 58	2644,0	2655,8	6,2872	0,058 72	2623,7	2629,2	6,1749		
300	0,098 90	2761,6	3008,8	6,8438	0,081 14	2750,1	2993,5	6,5390	0,068 42	2738,0	2977,5	6,4461		
350	0,109 76	2851,9	3126,3	6,8403	0,090 53	2843,7	3115,3	6,7428	0,076 78	2835,3	3104,0	6,6579		
400	0,120 10	2939,1	3239,3	7,0148	0,099 36	2932,8	3230,9	6,9212	0,084 53	2926,4	3222,3	6,8405		
450	0,130 14	3025,5	3350,8	7,1746	0,107 87	3020,4	3344,0	7,0834	0,091 96	3015,3	3337,2	7,0052		
500	0,139 98	3112,1	3462,1	7,3234	0,116 19	3108,0	3456,5	7,2338	0,099 18	3103,0	3450,8	7,1572		
600	0,159 30	3288,0	3686,3	7,5960	0,132 43	3285,0	3682,3	7,5085	0,113 24	3282,1	3678,4	7,4339		
700	0,178 32	3468,7	3914,5	7,8435	0,148 38	3466,5	3911,7	7,7571	0,126 99	3464,3	3908,8	7,6833		
800	0,197 16	3655,3	4148,2	8,0720	0,164 14	3653,5	4145,9	7,9862	0,140 56	3651,8	4143,7	7,9134		
900	0,215 90	3847,9	4387,6	8,2853	0,179 80	3846,5	4385,9	8,1999	0,154 02	3845,0	4384,1	8,1276		
1000	0,2346	4046,7	4633,1	8,4861	0,195 41	4045,4	4631,6	8,4009	0,167 43	4044,1	4630,1	8,3288		
1100	0,2532	4251,5	4884,6	8,6762	0,210 98	4250,3	4883,3	8,5912	0,180 80	4249,2	4881,9	8,5192		
1200	0,2718	4462,1	5141,7	8,8569	0,226 52	4460,9	5140,5	8,7720	0,194 15	4459,8	5139,3	8,7000		
1300	0,2905	4677,8	5404,0	9,0291	0,242 06	4676,6	5402,8	8,9442	0,207 49	4675,5	5401,7	8,8723		
P = 4,0 MPa (250,40)					P = 4,5 MPa (257,49)					P = 5,0 MPa (263,99)				
Sat.	0,049 78	2602,3	2601,4	6,0701	0,044 06	2600,1	2798,3	6,0198	0,039 44	2597,1	2794,3	5,9734		
275	0,054 57	2667,9	2886,2	6,2285	0,047 30	2650,3	2863,2	6,1401	0,041 41	2631,3	2838,2	6,0544		
300	0,058 84	2725,3	2960,7	6,3615	0,051 35	2712,0	2943,1	6,2828	0,045 32	2698,0	2924,5	6,2084		
350	0,066 45	2826,7	3092,5	6,5821	0,058 40	2817,8	3080,6	6,5131	0,051 94	2808,7	3068,4	6,4493		
400	0,073 41	2919,9	3213,6	6,7690	0,064 75	2913,3	3204,7	6,7047	0,057 81	2906,6	3195,7	6,6459		
450	0,080 02	3010,2	3330,3	6,9363	0,070 74	3005,0	3323,3	6,8746	0,063 30	2999,7	3316,2	6,8186		
500	0,086 43	3099,5	3445,3	7,0901	0,076 51	3095,3	3439,6	7,0301	0,068 57	3091,0	3433,8	6,9759		
600	0,098 85	3279,1	3674,4	7,3688	0,087 65	3276,0	3670,5	7,3110	0,078 69	3273,0	3666,5	7,2589		
700	0,110 95	3462,1	3905,9	7,6198	0,098 47	3459,9	3903,0	7,5631	0,088 49	3457,6	3900,1	7,5122		
800	0,122 87	3650,0	4141,5	7,8502	0,109 11	3648,3	4139,3	7,7942	0,098 11	3646,6	4137,1	7,7440		
900	0,134 69	3843,6	4382,3	8,0647	0,119 65	3842,2	4380,6	8,0091	0,107 62	3840,7	4378,8	7,9593		
1000	0,146 45	4042,9	4628,7	8,2662	0,130 13	4041,6	4627,2	8,2108	0,117 07	4040,4	4625,7	8,1612		
1100	0,158 17	4248,0	4880,6	8,4567	0,140 56	4246,8	4879,3	8,4015	0,126 48	4245,6	4878,0	8,3520		
1200	0,169 87	4458,6	5138,1	8,6376	0,150 98	4457,5	5136,9	8,5825	0,135 87	4456,3	5135,7	8,5331		
1300	0,181 56	4674,3	5400,5	8,8100	0,161 39	4673,1	5399,4	8,7549	0,145 26	4672,0	5398,2	8,7055		
P = 6,0 MPa (275,64)					P = 7,0 MPa (285,88)					P = 8,0 MPa (295,06)				
Sat.	0,032 44	2589,7	2784,3	5,8892	0,027 37	2580,5	2772,1	5,8133	0,023 52	2569,8	2758,0	5,7432		
300	0,036 16	2667,2	2884,2	6,0674	0,029 47	2632,2	2838,4	5,9305	0,024 26	2590,9	2785,0	5,7906		
350	0,042 23	2789,6	3043,0	6,3335	0,035 24	2769,4	3016,0	6,2283	0,029 95	2747,7	2987,3	6,1301		
400	0,047 39	2892,9	3177,2	6,5408	0,039 93	2878,6	3158,1	6,4478	0,034 32	2863,8	3138,3	6,3634		
450	0,052 14	2998,9	3301,8	6,7193	0,044 16	2978,0	3287,1	6,6327	0,038 17	2966,7	3272,0	6,5551		
500	0,056 65	3082,2	3422,2	6,8803	0,048 14	3073,4	3410,3	6,7975	0,041 75	3064,3	3398,3	6,7240		
550	0,061 01	3174,6	3540,6	7,0288	0,051 95	3167,2	3530,9	6,9486	0,045 16	3159,8	3521,0	6,8778		
600	0,065 25	3266,9	3658,4	7,1677	0,055 65	3260,7	3650,3	7,0894	0,048 45	3254,4	3642,0	7,0206		
700	0,073 52	3453,1	3894,2	7,4234	0,062 83	3448,5	3888,3	7,3476	0,054 81	3443,9	3882,4	7,2812		
800	0,081 60	3643,1	4132,7	7,6566	0,069 81	3639,5	4128,2	7,5822	0,060 97	3636,0	4123,8	7,5173		
900	0,089 58	3837,8	4375,3	7,8727	0,076 69	3835,0	4371,8	7,7991	0,067 02	3832,1	4368,3	7,7351		
1000	0,097 49	4037,8	4622,7	8,0751	0,083 50	4035,3	4619,8	8,0020	0,073 01	4032,8	4616,9	7,9384		
1100	0,105 38	4243,3	4875,4	8,2661	0,090 27	4240,9	4872,8	8,1933	0,078 96	4238,6	4870,3	8,1300		
1200	0,113 21	4454,0	5133,3	8,4474	0,097 03	4451,7	5130,9	8,3747	0,084 89	4449,5	5128,5	8,3115		
1300	0,121 06	4669,6	5396,0	8,6199	0,103 77	4667,3	5393,7	8,5473	0,090 80	4665,0	5391,5	8,4842		
P = 9,0 MPa (303,40)					P = 10,0 MPa (311,06)					P = 12,5 MPa (327,89)				
Sat.	0,020 48	2557,8	2742,1	5,6772	0,018 026	2544,4	2724,7	5,6141	0,013 495	2505,1	2673,8	5,4624		
325	0,023 27	2646,6	2856,0	5,8712	0,019 861	2610,4	2809,1	5,7568						
350	0,025 80	2724,4	2956,6	6,0361	0,022 42	2699,2	2923,4	5,9443	0,016 126	2624,5	2826,2	5,7118		
400	0,029 93	2848,4	3117,8	6,2854	0,026 41	2832,4	3096,5	6,2120	0,020 00	2789,3	3039,3	6,0417		
450	0,033 50	2955,2	3256,6	6,4844	0,029 75	2943,4	3240,9	6,4190	0,022 99	2912,5	3199,8	6,2719		
500	0,036 77	3055,2	3386,1	6,6576	0,032 79	3045,8	3373,7	6,5966	0,025 60	3021,7	3341,8	6,4618		
550	0,039 87	3152,2	3511,0	6,8142	0,035 64	3144,6	3500,9	6,7581	0,028 01	3125,0	3475,2	6,6290		
600	0,042 85	3248,1	3633,7	6,9589	0,038 37	3241,7	3625,3	6,9029	0,030 29	3225,4	3604,0	6,7810		
650	0,045 74	3343,6	3755,3	7,0943	0,041 01	3338,2	3748,2	7,0398	0,032 48	3324,4	3730,4	6,9218		
700	0,048 57	3439,3	3876,5	7,2221	0,043 58	3434,7	3870,5	7,1687	0,034 60	3422,9	3855,3	7,0536		
800	0,054 09	3632,5	4119,3	7,4596	0,048 59	3628,9	4114,8	7,4077	0,038 69	3620,0	4103,6	7,2965		
900	0,059 50	3829,2	4364,8	7,6783	0,053 49	3826,3	4361,2	7,6272	0,042 67	3819,1	4352,5	7,5182		
1000	0,064 85	4030,3	4614,0	7,8821	0,058 32	4027,8	4611,0	7,8315	0,046 58	4021,6	4603,8	7,7237		
1100	0,070 16	4236,3	4867,7	8,0740	0,063 12	4234,0	4865,1	8,0237	0,050 45	4228,2	4858,8	7,9165		
1200	0,075 44	4447,2	5126,2	8,2556	0,067 89	4444,9	5123,8	8,2055	0,054 30	4439,3	5118,0	8,0987		
1300	0,080 72	4662,7	5389,2	8,4284	0,072 65	4460,5	5387,0	8,3783	0,058 13	4654,8	5381,4	8,2717		

Tabela A-1.3 Continuação

r	$P = 15,0 \text{ MPa (342,24)}$					$P = 17,5 \text{ MPa (354,75)}$					$P = 20,0 \text{ MPa (365,81)}$				
	v	u	h	s		v	u	h	s		v	u	h	s	
Sal.	0,010	337	2455,5	2610,5	5,3098	0,007	920	2390,2	2528,8	5,1419	0,005	834	2293,0	2409,7	4,9269
350	0,011	470	2520,4	2692,4	5,4421										
400	0,015	649	2740,7	2975,5	5,8811	0,012	447	2685,0	2902,9	5,7213	0,009	942	2619,3	2818,1	5,5540
450	0,018	445	2879,5	3156,2	6,1404	0,015	174	2844,2	3109,7	6,0184	0,012	695	2806,2	3060,1	5,9017
500	0,020	80	2996,6	3308,6	6,3443	0,017	358	2970,3	3274,1	6,2383	0,014	788	2942,9	3238,2	6,1401
550	0,022	93	3104,7	3448,6	6,5199	0,019	288	3083,9	3421,4	6,4230	0,016	555	3062,4	3393,5	6,3348
600	0,024	91	3208,6	3582,3	6,6776	0,021	06	3191,5	3560,1	6,5866	0,018	178	3174,0	3537,6	6,5048
650	0,026	80	3310,3	3712,3	6,8224	0,022	74	3296,0	3693,9	6,7357	0,019	693	3281,4	3675,3	6,6582
700	0,028	61	3410,9	3840,1	6,9572	0,024	34	3398,7	3824,6	6,8736	0,021	13	3386,4	3809,0	6,7993
800	0,032	10	3610,9	4092,4	7,2040	0,027	38	3601,8	4081,1	7,1244	0,023	85	3592,7	4069,7	7,0544
900	0,035	46	3811,9	4343,8	7,4279	0,030	31	3804,7	4335,1	7,3507	0,026	45	3797,5	4326,4	7,2830
1000	0,038	75	4015,4	4596,6	7,6348	0,033	16	4009,3	4589,5	7,5589	0,028	97	4003,1	4582,5	7,4925
1100	0,042	00	4222,6	4852,6	7,8283	0,035	97	4216,9	4846,4	7,7531	0,031	45	4211,3	4840,2	7,6874
1200	0,045	23	4433,8	5112,3	8,0108	0,038	76	4428,3	5106,6	7,9360	0,033	91	4422,8	5101,0	7,8707
1300	0,048	45	4648,1	5376,0	8,1840	0,041	54	4643,5	5370,5	8,1093	0,036	36	4638,0	5365,1	8,0442
$P = 25,0 \text{ MPa}$						$P = 30,0 \text{ MPa}$					$P = 35,0 \text{ MPa}$				
375	0,001	973	1798,7	1848,0	4,0320	0,001	789	1737,8	1791,5	3,9305	0,001	700	1702,9	1762,4	3,8722
400	0,006	004	2430,1	2580,2	5,1418	0,002	790	2067,4	2151,1	4,4728	0,002	100	1914,1	1987,6	4,2126
425	0,007	881	2609,2	2806,3	5,4723	0,005	303	2455,1	2614,2	5,1504	0,003	428	2253,4	2373,4	4,7747
450	0,008	182	2720,7	2949,7	5,6744	0,006	735	2619,3	2821,4	5,4424	0,004	961	2498,7	2672,4	5,1962
500	0,011	123	2884,3	3162,4	5,9592	0,008	678	2820,7	3081,1	5,7905	0,006	927	2751,9	2994,4	5,6282
550	0,012	724	3017,5	3335,6	6,1765	0,010	168	2970,3	3275,4	6,0342	0,008	345	2921,0	3213,0	5,9026
600	0,014	137	3137,9	3491,4	6,3602	0,011	446	3100,5	3443,9	6,2331	0,009	527	3062,0	3395,5	6,1179
650	0,015	433	3251,6	3637,4	6,5229	0,012	596	3221,0	3598,9	6,4058	0,010	575	3189,8	3559,9	6,3010
700	0,016	646	3361,3	3777,5	6,6707	0,013	661	3335,8	3745,6	6,5606	0,011	533	3309,8	3713,5	6,4631
800	0,018	912	3574,3	4047,1	6,9345	0,015	623	3555,5	4024,2	6,8332	0,013	278	3536,7	4001,5	6,7450
900	0,021	045	3783,0	4309,1	7,1680	0,017	448	3768,5	4291,9	7,0718	0,014	883	3754,0	4274,9	6,9886
1000	0,023	10	3990,9	4568,5	7,3802	0,019	196	3978,8	4554,7	7,2867	0,016	410	3966,7	4541,1	7,2064
1100	0,025	12	4200,2	4828,2	7,5765	0,020	903	4189,2	4816,3	7,4845	0,017	895	4178,3	4804,6	7,4057
1200	0,027	11	4412,0	5089,9	7,7605	0,022	589	4401,3	5079,0	7,6692	0,019	360	4390,7	5068,3	7,5910
1300	0,029	10	4626,9	5354,4	7,9342	0,024	266	4616,0	5344,0	7,8432	0,020	815	4605,1	5333,6	7,7653
$P = 40,0 \text{ MPa}$						$P = 50,0 \text{ MPa}$					$P = 60,0 \text{ MPa}$				
375	0,001	641	1677,1	1742,8	3,8290	0,001	559	1638,6	1716,6	3,7639	0,001	503	1608,4	1699,5	3,7141
400	0,001	908	1854,6	1930,9	4,1135	0,001	730	1788,1	1874,6	4,0031	0,001	634	1745,4	1843,4	3,9318
425	0,002	532	2096,9	2198,1	4,5029	0,002	007	1959,7	2060,0	4,2734	0,001	817	1892,7	2001,7	4,1626
450	0,003	893	2365,1	2512,8	4,9459	0,002	486	2159,6	2284,0	4,5884	0,002	085	2053,9	2179,0	4,4121
500	0,005	622	2678,4	2903,3	5,4700	0,003	892	2525,5	2720,1	5,1726	0,002	956	2390,6	2567,9	4,9321
550	0,006	984	2869,7	3149,1	5,7785	0,005	118	2763,6	3019,5	5,5485	0,003	956	2658,8	2896,2	5,3441
600	0,008	094	3022,6	3346,4	6,0114	0,006	112	2942,0	3247,6	5,8178	0,004	834	2861,1	3151,2	5,6452
650	0,009	063	3158,0	3520,6	6,2054	0,006	966	3093,5	3441,8	6,0342	0,005	595	3028,8	3364,5	5,8829
700	0,009	941	3283,6	3681,2	6,3750	0,007	727	3230,5	3616,8	6,2189	0,006	272	3177,2	3553,5	6,0824
800	0,011	523	3517,8	3978,7	6,6862	0,009	078	3479,8	3933,8	6,5290	0,007	459	3441,5	3889,1	6,4109
900	0,012	962	3739,4	4257,9	6,9150	0,010	283	3710,3	4224,4	6,7882	0,008	508	3681,0	4191,5	6,6805
1000	0,014	324	3954,6	4527,6	7,1356	0,011	411	3930,5	4501,1	7,0146	0,009	480	3906,4	4475,2	6,9127
1100	0,015	842	4167,4	4793,1	7,3384	0,012	496	4145,7	4770,5	7,2184	0,010	409	4124,1	4748,6	7,1195
1200	0,016	940	4380,1	5057,7	7,5224	0,013	561	4359,1	5037,2	7,4058	0,011	317	4338,2	5017,2	7,3083
1300	0,018	229	4594,3	5323,5	7,6969	0,014	616	4572,8	5303,6	7,5808	0,012	215	4551,4	5284,3	7,4837

Tabela A-3 Diagrama Generalizado de Compressibilidade¹

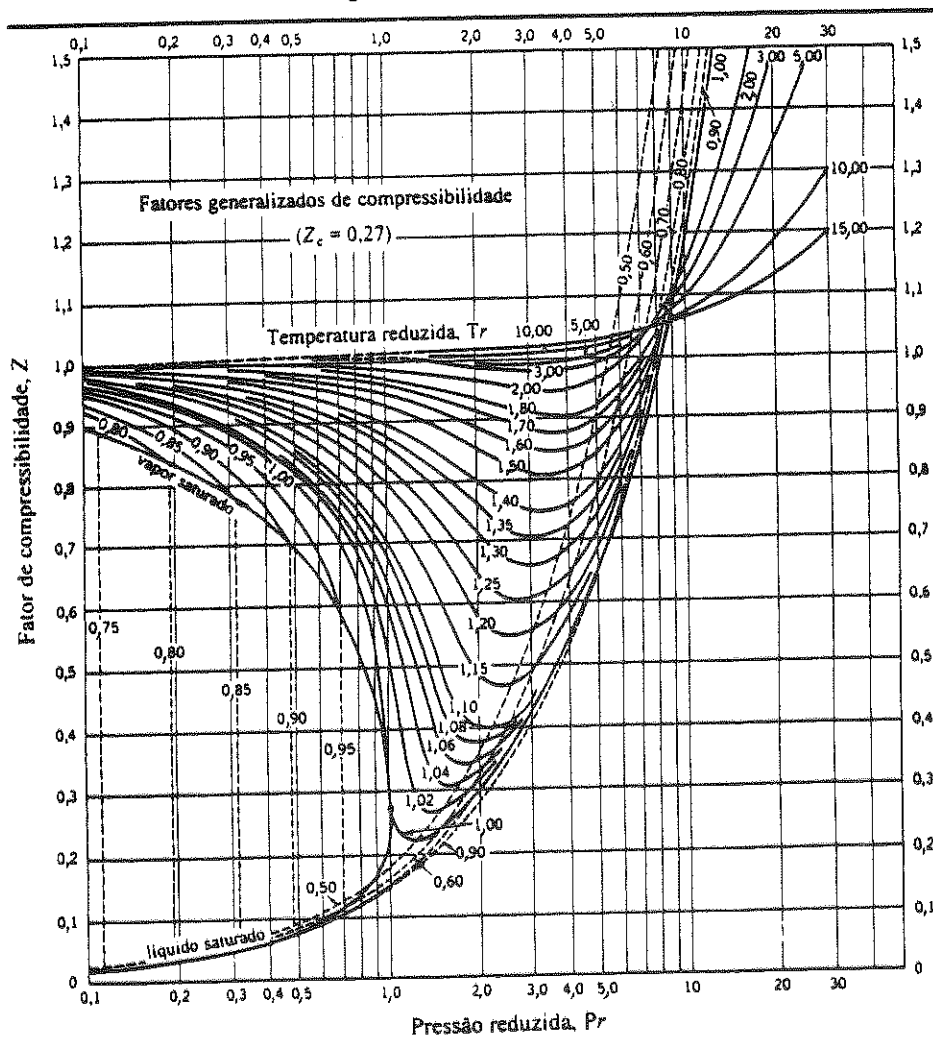


Tabela A-4 Equações de Estado

Nome da equação	Equação	Constantes *	Comentários
van der Waals	$(P + \frac{a}{v^2})(v - b) = RT$	$a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_{CR}^2}{P_{CR}}$ $b = \frac{RT_{CR}}{8P_{CR}}$	falta precisão - interesse histórico
Redlich-Kwong	$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{T^{1/2}v(v + b)}$	$a = 0,4278 \frac{R^2 T_{CR}^{3/2}}{P_{CR}}$ $b = 0,0867 \frac{RT_{CR}}{P_{CR}}$	Boa para altas pressões e temperaturas próximas do ponto crítico.
Beattie-Bridgeman	$P = \frac{RT(1 - \theta)(v + B)}{v^2} - \frac{A}{v^2}$	$\theta = \frac{c}{vT^3}$ $A = A_0 \left(1 - \frac{a}{v}\right)$ $B = B_0 \left(1 - \frac{b}{v}\right)$	Altamente precisa, mas exige que 5 constantes sejam determinadas de forma experimental.
Virial	$Pv = a + bP + cP^2 + dP^3 + \dots$	$a, b, c, \dots$ são funções da temperatura e podem ser obtidos da termodinâmica estatística para cada subst.	Altamente precisa, mas os coeficientes a, b, c , etc dependem da temperatura

* Índice CR refere-se ao estado crítico.

Tabela A-5 Calores Específicos a Pressão Constante para Vários Gases Ideais¹.
 $\bar{c}_p = \text{kJ/kmol} \cdot \text{K}$, $\theta = T(\text{K})/100$

Gás		Faixa, K	Erro Máx., %
N ₂	$\bar{c}_p = 39,060 - 512,79\theta^{-1.5} + 1072,7\theta^{-2} - 820,40\theta^{-3}$	300-3500	0,43
O ₂	$\bar{c}_p = 37,432 + 0,020102\theta^{1.5} - 178,570\theta^{-1.5} + 236,88\theta^{-2}$	300-3500	0,30
H ₂	$\bar{c}_p = 56,505 - 702,74\theta^{-0.75} + 1165,0\theta^{-1} - 560,70\theta^{-1.5}$	300-3500	0,60
CO	$\bar{c}_p = 69,145 - 0,70463\theta^{0.75} - 200,77\theta^{-0.5} + 176,76\theta^{-0.75}$	300-3500	0,42
OH	$\bar{c}_p = 81,546 - 59,350\theta^{0.25} + 17,329\theta^{0.75} - 4,2660\theta$	300-3500	0,43
NO	$\bar{c}_p = 59,283 - 1,7096\theta^{0.5} - 70,613\theta^{-0.5} + 74,889\theta^{-1.5}$	300-3500	0,34
H ₂ O	$\bar{c}_p = 143,05 - 183,54\theta^{0.25} + 82,751\theta^{0.5} - 3,6989\theta$	300-3500	0,43
CO ₂	$\bar{c}_p = -3,7357 + 30,529\theta^{0.5} - 4,1034\theta + 0,024198\theta^2$	300-3500	0,19
NO ₂	$\bar{c}_p = 46,045 + 216,10\theta^{-0.5} - 363,66\theta^{-0.75} + 232,55\theta^{-2}$	300-3500	0,26
CH ₄	$\bar{c}_p = -672,87 + 439,74\theta^{0.25} - 24,875\theta^{0.75} + 323,88\theta^{-0.5}$	300-2000	0,15
C ₂ H ₄	$\bar{c}_p = -95,395 + 123,15\theta^{0.5} - 35,641\theta^{0.75} + 182,77\theta^{-3}$	300-2000	0,07
C ₂ H ₆	$\bar{c}_p = 6,895 + 17,26\theta - 0,6402\theta^2 + 0,00728\theta^3$	300-1500	0,83
C ₃ H ₈	$\bar{c}_p = -4,042 + 30,46\theta - 1,571\theta^2 + 0,03171\theta^3$	300-1500	0,40
C ₄ H ₁₀	$\bar{c}_p = 3,954 + 37,12\theta - 1,833\theta^2 + 0,03498\theta^3$	300-1500	0,54

Extraído de T. C. Scott e R. E. Sonntag, Univ. of Michigan, não publicado (1971), exceto C₂H₄ e C₄H₁₀, obtido de K. A. Kobe, *Petroleum Refiner* 28, N° 2, 113 (1949).

Tabela A-6 Diagrama Temperatura-Entropia para a Água¹

