

TRANSMISSÃO DE CALOR

UMA ABORDAGEM TEÓRICO-PRÁTICA

MARTA OLIVEIRA PANÃO
MIGUEL OLIVEIRA PANÃO



AUTORES

Marta Oliveira Panão
Miguel Oliveira Panão

TÍTULO

TRANSMISSÃO DE CALOR – UMA ABORDAGEM TEÓRICO-PRÁTICA

EDIÇÃO

Quântica Editora – Conteúdos Especializados, Lda.
Tel. 220 939 053 · E-mail: geral@quanticaeditora.pt · www.quanticaeditora.pt
Praça da Corujeira n.º 38 · 4300-144 PORTO

CHANCELA

Engebook – Conteúdos de Engenharia

DISTRIBUIÇÃO

Booki – Conteúdos Especializados
Tel. 220 104 872 · Fax 220 104 871 · E-mail: info@booki.pt · www.booki.pt

REVISÃO

Quântica Editora – Conteúdos Especializados, Lda.

DESIGN DE CAPA

Delineatura – Design de Comunicação · www.delineatura.pt

IMPRESSÃO

outubro, 2021

DEPÓSITO LEGAL

489600/21



A **cópia ilegal** viola os direitos dos autores.
Os prejudicados somos todos nós.

Copyright © 2021 | Todos os direitos reservados a Quântica Editora – Conteúdos Especializados, Lda.

A reprodução desta obra, no todo ou em parte, por fotocópia ou qualquer outro meio, seja eletrónico, mecânico ou outros, sem prévia autorização escrita do Editor e do Autor, é ilícita e passível de procedimento judicial contra o infrator.

Por opção dos autores, este livro não segue o novo Acordo Ortográfico de 1990.

CDU
536 Calor. Termodinâmica. Física estatística
536.2 Condução de calor. Transferência de calor

ISBN
Papel: 9789899017719
E-book: 9789899017726

Catálogo da publicação
Família: Bases de Engenharia
Subfamília: Outros

Índice

Prefácio	xi
1 Introdução à Transmissão de Calor	17
1.1. Condução	20
1.2. Convecção	21
1.3. Radiação	22
1.4. Os 4C na abordagem de problemas	22
1.5. Primeiros passos	24
1.6. Exemplos de aplicação dos mecanismos de transmissão de calor	25
1.7. Noções práticas da Matemática aplicadas à Física	32
1.8. EXERCÍCIOS	35
I Parte - CONDUÇÃO	39
2 Introdução à Condução de Calor	41
2.1. Acumulação de energia	42
2.2. Trocas de calor na fronteira e geração interna de energia	43
2.3. Simplificações	45
2.4. Condições fronteira e inicial	46
2.5. Análise escalar	51
2.6. EXERCÍCIOS	54
3 Condução de Calor Uni-Dimensional	59
3.1. Análogo eléctrico	62
3.2. Paredes compostas	68
3.3. Resistência de contacto	72
3.4. Sistemas cilíndricos e esféricos	74
3.5. Raio crítico de isolamento	75
3.6. Efeitos 2D e 3D	77
3.7. EXERCÍCIOS	80

4	Condução de Calor Transiente	85
4.1.	Número de Biot	86
4.2.	Dimensão característica na análise de Biot	87
4.3.	Método da capacitância global	88
4.4.	Soluções aproximadas	95
4.5.	EXERCÍCIOS	100
II	Parte – CONVECÇÃO	103
5	Introdução à Convecção de Calor	105
5.1.	Regimes de escoamento	112
5.2.	Número de Nusselt	117
5.3.	Relação entre transmissão de calor e mecânica dos fluidos	117
5.3.1.	Quando a camada limite térmica é espessa, $\delta \ll \delta_t$	120
5.3.2.	Quando a camada limite térmica é fina, $\delta \gg \delta_t$	122
5.4.	EXERCÍCIOS	128
6	Convecção Forçada em Escoamentos Exteriores	133
6.1.	Escoamento sobre placa plana	134
6.2.	Escoamento em torno de um cilindro	140
6.3.	Escoamento em torno de esferas	143
6.4.	EXERCÍCIOS	144
7	Convecção Forçada em Escoamentos Interiores	147
7.1.	Hidrodinâmica do escoamento no interior de um tubo	147
7.1.1.	Perfil de velocidade	149
7.1.2.	Gradiente de pressão	152
7.1.3.	Factor de atrito	152
7.2.	Transmissão de calor em escoamentos interiores	155
7.2.1.	Temperatura média	156
7.2.2.	Análise das condições de escoamento totalmente desenvolvido	157
7.3.	Balço de energia	158
7.4.	Correlações empíricas	161
7.4.1.	Regime laminar	161
7.4.2.	Região de entrada em regime laminar	166
7.4.3.	Regime turbulento	167
7.4.4.	Tubos de secção não-circular	174
7.5.	EXERCÍCIOS	175

8	Convecção Natural	179
8.1.	Forças de impulsão na origem da convecção natural	179
8.2.	Análise escalar às equações de conservação	182
8.2.1.	Convecção e condução pura	182
8.2.2.	Conservação de massa	183
8.2.3.	Conservação de energia	183
8.2.4.	Conservação de quantidade de movimento	185
8.3.	Convecção natural em regime laminar numa parede vertical	188
8.4.	Correlações empíricas em convecção natural	191
8.4.1.	Regime do escoamento em convecção natural	192
8.4.2.	Convecção natural exterior	192
8.4.3.	Cilindros e esferas concêntricas	199
8.5.	EXERCÍCIOS	200
III	Parte - RADIAÇÃO	203
9	Radiação de Calor	205
9.1.	Conceitos fundamentais	205
9.2.	Intensidade de radiação	207
9.3.	Radiação de corpo negro	210
9.4.	Emissividade, absorptividade, reflectividade e transmissividade	216
9.5.	Lei de Kirchhoff	216
9.6.	Fracção de radiação de corpo negro	220
9.7.	Radiação ambiental	227
9.8.	EXERCÍCIOS	229
10	Trocas de Energia por Radiação entre Superfícies	231
10.1.	Factores de forma	231
10.2.	Trocas de calor por radiação de corpo negro	236
10.2.1.	Trocas de calor por radiação entre superfícies opacas, cin- zetas e difusas numa cavidade	237
10.2.2.	Trocas de calor por radiação entre superfícies	238
10.3.	Redes radiativas lineares	244
10.4.	Transferência de calor combinada	247
10.5.	EXERCÍCIOS	248

IV Parte – APLICAÇÕES	251
11 Permutadores de Calor	253
11.1. Balanço de energia	254
11.2. Método da diferença de temperatura média logarítmica	255
11.3. Método ϵ -NTU	261
11.4. EXERCÍCIOS	267
12 Tópicos Avançados e Aplicações	269
12.1. Escoamento sobre feixes de tubos	269
12.2. Jactos incidentes	278
12.2.1. Jactos circulares	279
12.2.2. Jactos em fenda	280
12.3. Convecção natural entre canais de placas paralelas	281
12.4. Convecção natural em cavidades	283
ANEXOS	
Anexo A Deduções	289
A.1. Dedução da distribuição de temperatura num tubo	289
A.2. Dedução da distribuição de temperatura numa camada esférica	290
A.3. Dedução da solução analítica normalizada: condução transiente	292
A.4. Dedução da variação de temperatura do fluido num escoamento interior	295
A.5. Dedução de $T_m(x)$ no interior de tubos	295
A.6. Dedução de $\epsilon = 1 - \exp(-NTU)$	301
Anexo B Elementos Auxiliares da Radiação	305
Anexo C Tabelas de Propriedades Termofísicas	311
Anexo D Formulário de Transmissão de Calor	315
Bibliografia	cccxxvii
Índice de Figuras	cccxxix
Índice de Tabelas	cccxxxiii
Índice Remissivo	cccxxxv

Capítulo 1

Introdução à Transmissão de Calor

A transmissão de calor está presente em muito daquilo que faz parte do nosso cotidiano. Basta pensar na razão de colocarmos tapetes numa casa de banho para não sentirmos os pés frios, ou quando soprarmos sobre o dedo depois de nos termos queimado num *pirex* saído do forno, ou ainda o conforto térmico sentido num dia de Inverno com Sol e céu limpo. Associados a estes momentos do dia-a-dia estão diversos elementos que fazem parte da “linguagem” da transmissão de calor.

Se tivermos dois copos iguais e os enchermos com água em quantidade diferente, visualmente, conseguimos perceber qual o copo que tem mais água porque a altura é maior nesse quando comparado com o outro. Ora, se houver um pequeno tubo na base que ligue os dois copos, a água fluirá no sentido daquele que tem mais para o que tem menos. A esta simples experiência designamos, comumente, por *vasos comunicantes*. Por analogia, a energia está para a quantidade de água, como a altura está para a temperatura. Assim, um sistema que tem uma temperatura maior revela ao observador que tem mais energia. E se houver um *canal comunicante* (mecanismo de transmissão de calor), essa energia fluirá dos sistemas que têm mais energia para os que têm menos. Considerando agora um outro ponto de vista, se os copos tiverem a mesma quantidade de água, será que têm a mesma energia?

Pensemos nos momentos em que fazemos um chá. Fervemos água, colocamo-la num bule e dentro desse as saquetas de chá. O que acontece fisicamente? Experimentemos com dois copos de vidro. Num colocamos água à temperatura ambiente e noutra a água fervida. Depois, simultaneamente, coloquemos as saquetas de chá e observemos. No copo com água quente a coloração típica do chá *difunde-se* pela água. No outro caso, com água à temperatura ambiente, também existe difusão mas essa acontece muito lentamente. Porquê?

A temperatura é uma propriedade intrínseca à matéria que está, microscopicamente, associada, neste exemplo, ao movimento das moléculas de água. Assim,

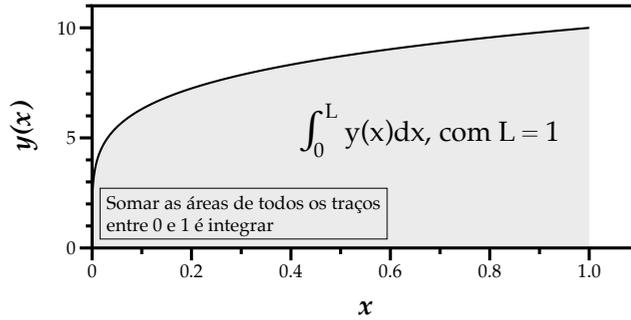


Figura 1.5. Área total da função geral $y(x)$ se somarmos/integrarmos todos os traços/áreas infinitesimais numa determinada gama de integração (de 0 a $L = 1$).

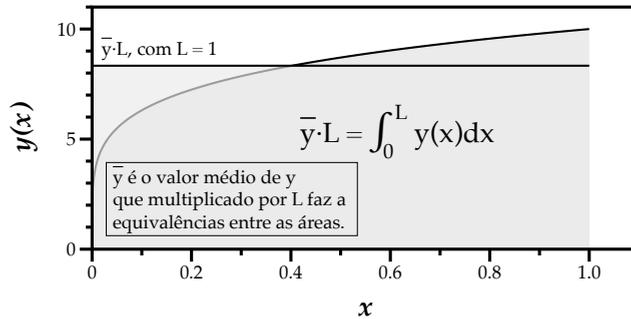


Figura 1.6. Equivalência entre a área total com a "forma" definida pelo traço da função geral $y(x)$ e a área de um rectângulo em que um dos lados corresponde à gama de integração e a altura ao valor médio.

Daí que valores médios em Física obtidos como médias temporais, espaciais ou em temperatura se obtenham, em geral, e de acordo com o exemplo anterior como

$$\bar{y} = \frac{1}{L} \int_0^L y(x)dx$$

Um outro exemplo prático relacionado com a transmissão de calor pode ser o cálculo da quantidade de energia perdida por unidade de área de uma placa vertical (E''_{sai}) entre uma situação inicial em que a temperatura é função quadrática $T(x) = a + bx + cx^2$, e uma situação final em equilíbrio térmico com o ambiente a T_∞ . Entre os dois instantes, a placa varia a sua energia interna, libertando calor para o meio ambiente,

$$\Delta U = U_f - U_i = -E_{sai}$$

mas no instante inicial, $U(t = 0) = U_i$, como a variação da temperatura não é linear, significa que a energia interna não é a mesma em todas as posições,

PARTE I

CONDUÇÃO



Capítulo 2

Introdução à Condução de Calor

Na condução de calor percebemos um certo princípio de solidariedade na natureza: uma porção de matéria que tem mais energia transmite-a a outra que tem menos através de difusão molecular. Este princípio está particularmente presente neste modo de transmitir o calor.

A nossa percepção da realidade envolve quatro dimensões: três espaciais e uma temporal. Quando pretendemos caracterizar e explicar os fenômenos de transmissão de calor por condução da energia pela matéria, essa percepção espaciotemporal torna-se relevante. O mecanismo subjacente à transmissão de calor por condução é a difusão molecular, como foi mencionado anteriormente, e a consequência prática reflecte-se na forma como a temperatura evolui (varia com o tempo) e se distribui (varia no espaço) num determinado meio, mediante as trocas de energia na fronteira. Assim, um primeiro passo para compreender e explicar a condução de calor seria fazer uma análise às trocas de calor num sistema através de um balanço de energia de acordo com a primeira Lei da Termodinâmica.

O balanço de energia de um sistema consiste no equilíbrio entre a forma como a energia varia ao longo do tempo no *interior* do sistema e as trocas de calor que ocorrem na fronteira, mais a possível geração ou consumo interno de energia por diversos tipos de transformação da mesma (ver Fig. 2.1.). Um exemplo de geração interna de energia são as placas de indução que usamos na cozinha. Se o fundo da panela contiver um material com propriedades ferromagnéticas, o campo magnético induzido por uma corrente eléctrica na placa de indução, induzirá, por sua vez, uma corrente eléctrica no fundo da panela que resulta na dissipação de calor por efeito de Joule.

Em termos matemáticos, a evolução da energia no interior do sistema ao longo do tempo descreve-se por $-\frac{dE}{dt}$ – em que dE corresponde a uma ínfima variação de energia que ocorre num ínfimo intervalo de tempo dt , daí a referência a este termo como *taxa de variação de energia*, onde a palavra *taxa* refere-se à variação

Condição-fronteira de temperatura uniforme

Implica considerar que a temperatura à superfície (fronteira) em $x = x_s$ mantém-se inalterada e uniformemente distribuída na direcção x ao longo do tempo, independentemente dos fluxos de calor trocados, logo, $T(x_s, t) = T_s$.

Condição-fronteira de fluxo de calor uniforme

Implica que numa dada superfície (fronteira), por exemplo $x = x_s$, o calor transmitido por difusão no material iguala o que está a ser imposto, expressando-se como $-k \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_s} = q''_s$.

Condição-fronteira de superfície isolada

Implica, na prática, que o fluxo de calor nessa superfície (fronteira) é nulo. É o que designamos por fronteira adiabática ou, por vezes, condição de simetria térmica. Logo, assumindo que essa se encontra em $x = x_s$, o gradiente de temperatura expressa-se como $\frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_s} = 0$.

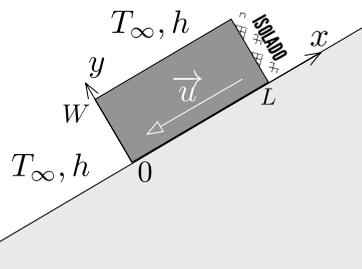
Exemplo 2.1. Equação geral da condução de calor e condições-fronteira

Uma placa rectangular de comprimento L e altura W desliza por uma rampa com uma velocidade \vec{u} . A fricção sobre a rampa resulta na imposição de um fluxo de calor uniforme, q''_0 , nessa superfície. Os lados da frente e de topo estão sujeitos a trocas de calor por convecção, h , com o ar ambiente (T_∞). As trocas de calor no lado de trás são desprezáveis, logo, considera-se que a superfície está isolada.

Escreva a equação da condução bi-dimensional em regime permanente para este caso, bem como as relações para as condições-fronteira.

RESOLUÇÃO

ESQUEMA _____



Capítulo 3

Condução de Calor Uni-Dimensional

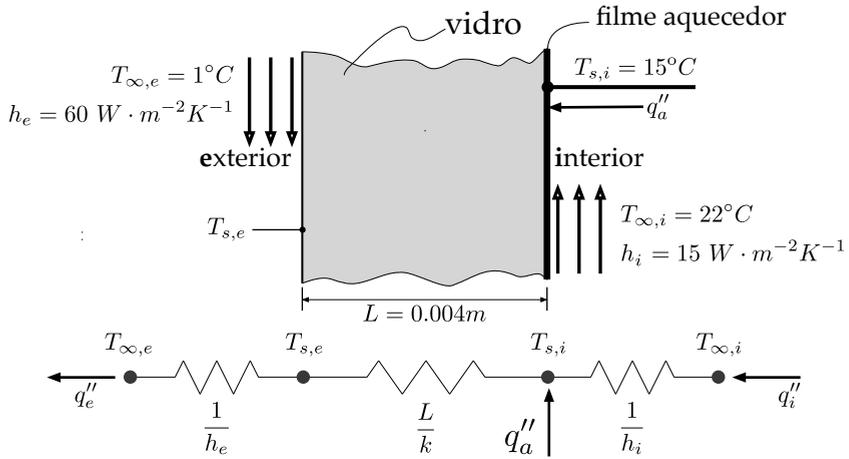
O calor escoa em todas as direcções, mas existem diversas situações em que flui preferencialmente numa direcção. Pode ser ao fluir através da parede de um edifício, composta por vários elementos ou do interior para o exterior de um longo tubo na direcção radial. Se o mecanismo de transmissão de calor for a difusão, significa que flui mais numa direcção do que em todas as outras, abrindo-se a possibilidade de estabelecer uma analogia com o que acontece num circuito eléctrico, dando origem à ferramenta que designamos por *análogo eléctrico* para a condução uni-dimensional a explorar neste capítulo.

Como vimos no primeiro capítulo, a temperatura é uma forma indirecta de avaliar a quantidade de energia num determinado volume de material. Logo, quanto maior for a temperatura, maior a quantidade de energia. Se numa determinada direcção, ao fim de um certo comprimento, o material contiver menos energia e, consequentemente, a sua temperatura for menor, significa existir potencial de o calor fluir por difusão ao longo dessa direcção. Nesse percurso, mediante a capacidade do material em conduzir o calor, assim varia a resistência que a energia “encontra” enquanto flui. A analogia está na diferença de temperatura positiva como uma diferença de potencial, o fluir do calor como uma intensidade de corrente, e as propriedades, geometria do material ou coeficientes de transmissão de calor por convecção, como resistências à sua transferência. Mas existem alguns pressupostos relacionados com o desenvolvimento da ferramenta do análogo eléctrico.

Na maior parte das aplicações que podemos analisar em transmissão de calor por condução é comum encontrar as seguintes quatro condições:

1. o regime é permanente $\rightarrow \frac{\partial T}{\partial t} = 0$
2. não existe taxa de geração interna de energia $\rightarrow q_g''' = 0$

ESQUEMA



PRESSUPOSTOS

1. Condução uni-dimensional
2. Regime permanente
3. Propriedades constantes
4. Sem taxa de geração interna de energia

ANÁLISE

Considerando o análogo elétrico representado no esquema, o nodo de temperatura relativa à superfície interior do vidro ($T_{s,i}$) tem uma “entrada” adicional de energia através do filme fino resistivo. Logo, o fluxo de calor trocado entre a superfície interior do vidro e o ar ambiente exterior (q''_e) inclui as trocas de calor por convecção com o ar ambiente interior (q''_i) e o contributo adicional do filme resistivo (q''_f), expressando-se como

$$q''_f + q''_i = q''_e$$

Considerando as resistências térmicas unitárias (por se desconhecer a área do vidro) associadas a todos os mecanismos de transmissão de calor envolvidos:

- $R''_{t,\infty,i} = \frac{1}{h_i}$ resultando em $R''_{t,\infty,i} = 0.067 \text{ m}^2\text{K/W}$
- $R''_{t,v} = \frac{L}{k}$ resultando em $R''_{t,v} = 0.003 \text{ m}^2\text{K/W}$

Capítulo 4

Condução de Calor Transiente

Quando as trocas de calor na fronteira são de tal modo assimétricas que geram uma variação da energia acumulada num material, inicia-se um processo de transmissão de calor por difusão até se encontrar um novo estado de equilíbrio. Esse processo designa-se por condução de calor em regime transiente e o estudo desse regime é o objectivo deste capítulo. Porém, convém partir do conhecimento adquirido em capítulos anteriores para entender o modo como abordamos a condução de calor neste regime.

Numa grande parte dos casos analisados em transmissão de calor, o balanço de energia ocorre numa interface definida entre um sólido e um escoamento, ou seja, trata-se de um balanço definido pelo equilíbrio entre as trocas de calor por condução e por convecção. Se considerarmos o caso em que o regime é permanente e não há taxa de geração interna de energia, na prática, a potência térmica trocada por difusão no lado do material equilibra com a potência térmica trocada por convecção no lado exterior ao material. Assim, independentemente do sentido do fluxo,

$$q_{cond} = q_{conv}$$

Aplicando a este balanço a Lei de Fourier entre dois pontos, um no interior do material (1) e outro correspondente à interface (2) com o fluido, e a Lei de Newton entre a interface (2) e o meio exterior (∞), manipulando matematicamente a relação e isolando num dos membros tudo o que diz respeito às diferenças de temperatura, obtém-se

$$-kA \frac{T_{s,2} - T_{s,1}}{L} = hA(T_{s,2} - T_{\infty}) \Leftrightarrow \frac{T_{s,2} - T_{s,1}}{T_{s,2} - T_{\infty}} = \frac{\left(\frac{L}{kA}\right)}{\left(\frac{1}{hA}\right)} = \frac{R_{cond}}{R_{conv}} = \frac{hL}{k} = Bi$$

em que Bi corresponde ao número adimensional de Biot.

geometria e outra tabela contendo os valores de ζ_1 e C_1 em função do Biot para cada uma das três geometrias principais.

A Tabela 4.1. sintetiza: *i)* a variável adimensional δ relativa à posição em cada geometria; *ii)* a função da posição $S(\zeta_1 \delta)$ também para cada geometria, e, por fim; *iii)* a formulação da relação entre a energia trocada ao fim de um determinado instante, $Q(t)$, e a máxima que seria possível trocar, Q_{max} , como está expresso na Eq. (4.6).

Tabela 4.1. Relações para a posição adimensional, a função dessa posição e para a energia trocada relativa à máxima para as três geometrias fundamentais.

	Placa plana [†]	Cilindro longo - raio R_0	Esfera - raio R_0
δ	$X = x/L_c$	$R = r/R_0$	
$S(\zeta_1 \delta)$	$= \cos(\zeta_1 \delta)$	$= J_0(\zeta_1 \delta)$	$= \frac{1}{\zeta_1 \delta} \sin(\zeta_1 \delta)$
$\frac{Q(t)}{Q_{max}}$	$= 1 - \frac{\sin(\zeta_1)}{\zeta_1} \theta^*(0, Fo)$	$= 1 - \frac{2\theta^*(0, Fo)}{\zeta_1} J_1(\zeta_1)$	$= 1 - \frac{3\theta^*(0, Fo)}{\zeta_1^3} [\sin(\zeta_1) - \zeta_1 \cos(\zeta_1)]$

[†] Se L for a espessura da placa, $L_c = L/2$ caso as condições fronteira seja iguais de ambos os lados e $L_c = L$ se um dos lados corresponder à condição de simetria.

Exemplo 4.2. Exemplo de aplicação do método das soluções aproximadas

Os nossos avós sempre disseram que para cozer um ovo seria necessário tê-lo 10 *min* dentro de água a ferver ($T_\infty = 98^\circ C$). Será? O que se sabe da literatura é que um ovo está bem cozido quando o centro equivalente atingir a temperatura de $T(0, t) = 70^\circ C$. O coeficiente de convecção em torno do ovo considera-se uniformemente distribuído e igual a $h = 430 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$. Assumindo que a forma do ovo se aproxima à de uma esfera com um diâmetro de $D = 5 \text{ cm}$ e que as propriedades do ovo são $k = 0.63 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$ e $\alpha = 0.254 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Inicialmente o ovo encontra-se à temperatura ambiente de $T(r, 0) = 16^\circ C$.

RESOLUÇÃO

DADOS _____

Geometria e propriedades do ovo

- Diâmetro aproximado de uma esfera: $D = 5 \times 10^{-2} \text{ m}$
- Condutibilidade térmica: $k = 0.63 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$

PARTE II

CONVECÇÃO



Capítulo 5

Introdução à Convecção de Calor

Nas trocas de calor por convecção, o mecanismo associado ao transporte de energia depende da interacção entre uma superfície e o movimento de um fluido (líquido ou gasoso) sobre essa. Este é um modo de transmissão de calor onde a transmissão de calor se interliga com a mecânica dos fluidos e a termodinâmica.

A Fig. 5.1. ilustra como a condição de continuidade à superfície ($y = 0$) exige que a velocidade possua o mesmo valor que a velocidade da superfície, ou seja, um valor nulo, $u(y = 0) = 0 \text{ m/s}$, o que se designa por **condição de não-escorregamento**. A partir dessa posição ($y > 0$), por forças associadas a uma tensão de corte, a velocidade do fluido varia de modo não linear desde a condição de não-escorregamento até ao valor de u_∞ , a uma distância tal que iguala o valor da velocidade do escoamento sem a perturbação induzida pela presença da superfície.

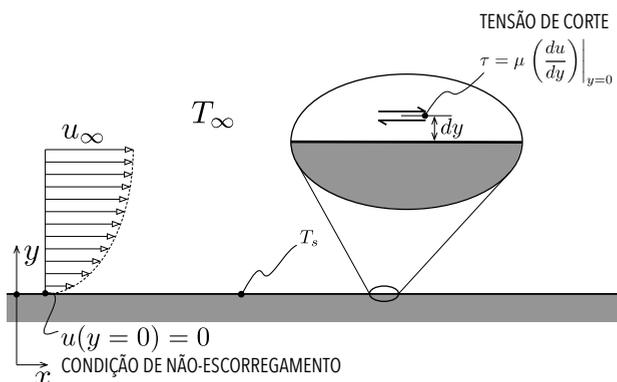


Figura 5.1. Ilustração de um perfil de velocidades numa superfície T_s que troca calor com os escoamento com o detalhe à superfície relativo à condição de não-escorregamento.

obtido pela equivalência entre a área correspondente à variação de $h(x)$ em x e uma área rectangular. Ou seja, somando todas as áreas infinitesimais, $h(x)dx$, integrando (que é esse o significado de um integral) entre a posição inicial que, neste caso, consideramos $x = 0$, e a posição final, $x = L$, o que resulta em $\int_0^L h(x)dx$ equivalente à área $\bar{h}L$, de tal modo que

$$\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h(x)dx \quad (5.3)$$

A variação local do coeficiente de convecção depende muito do regime de escoamento, argumento que iremos considerar na próxima secção.

Exemplo 5.1. Comparação entre o coeficiente de convecção local e médio

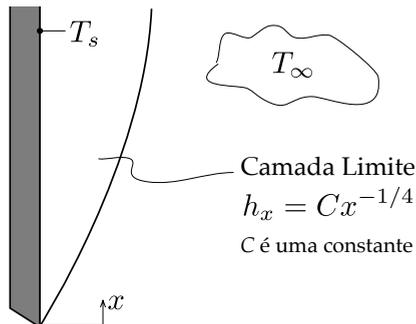
Considere um caso de convecção numa parede vertical aquecida em que o coeficiente de transmissão de calor por convecção local pode ser expresso como

$$h_x = Cx^{-1/4}$$

A variável x corresponde à distância a partir do início da camada limite na superfície e a quantidade C , que depende das propriedades do fluido, é independente de x . Obtenha uma expressão para a razão $\frac{\bar{h}_x}{h_x}$, onde \bar{h}_x é o coeficiente médio entre a extremidade em $x = 0$ e uma posição arbitrária x . Ilustre a variação de h_x e \bar{h}_x com x .

RESOLUÇÃO

ESQUEMA



Capítulo 6

Convecção Forçada em Escoamentos Exteriores

Quando o movimento do fluido sobre a superfície de um material inclui trocas de calor na interface entre os dois, estamos na presença de um mecanismo de transmissão de calor por convecção forçada. Este capítulo explora quando a convecção forçada ocorre em escoamentos exteriores, ou seja, não confinados. A forma de quantificar essas trocas de calor recorre frequentemente a correlações empíricas provenientes de diversos trabalhos experimentais. Assim, existem **cinco passos** essenciais para saber qual a correlação correcta a usar.

1. Identificar bem a **geometria do escoamento**. As geometrias principais referem-se a escoamentos sobre uma placa plana, em torno de um cilindro ou esfera. Outras geometrias possíveis, embora de maior complexidade, são, por exemplo: escoamentos por meio de um feixe de tubos, como existem nos sistemas de climatização; ou jactos incidentes, como nos sistemas de termorregulação da temperatura em superfícies.
2. Avaliar bem a **temperatura** a que se deve estimar as **propriedades do fluido** em movimento. Em alguns casos será a temperatura média entre a superfície e o escoamento livre. Noutros casos, dependendo da forma como a correlação foi construída, poderá ser a temperatura do escoamento. Em geral, assume-se que as propriedades são constantes no interior da camada limite.
3. Verificar os **domínios de validação das correlações**. Ou seja, saber que a aplicação das correlações depende de números adimensionais e que os valores que assumem esses números para os casos em estudo devem estar dentro dos intervalos para os quais a correlação foi desenvolvida.

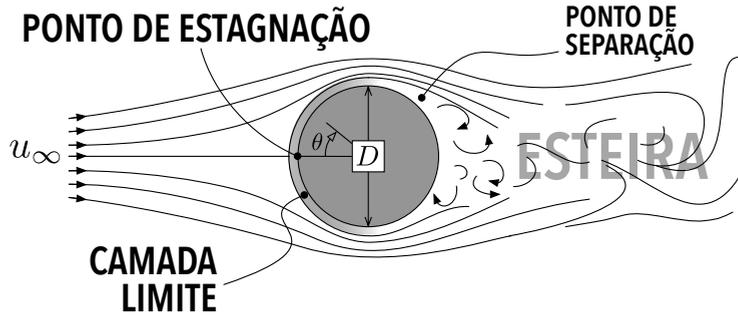


Figura 6.1. Ilustração do escoamento em torno de um cilindro.

tem como dimensão característica o diâmetro do cilindro (D),

$$Re_D = \frac{u_\infty D}{\nu}$$

em que ν corresponde à viscosidade cinemática do fluido que escoa à temperatura do escoamento livre (T_∞). Aliás, importa novamente realçar que, todas as propriedades do fluido que escoa são determinadas a uma temperatura que depende do tipo de correlação usada.

Neste escoamento há um ângulo θ a partir do qual ocorre uma separação da camada limite de um regime laminar para um regime turbulento que depende de Re_D .

$$\begin{cases} \text{Para } Re_D \leq 2 \times 10^5, \theta_{sep} \approx 80^\circ \\ \text{Para } Re_D > 2 \times 10^5, \theta_{sep} \approx 140^\circ \end{cases}$$

No que diz respeito às correlações empíricas que nos permitem obter o coeficiente de transmissão de calor por convecção médio a partir de Nusselt, uma das mais usadas provém do trabalho de Hilpert [4]

$$\overline{Nu}_D = C \cdot Re_D^m Pr^{1/3} \quad (6.7)$$

em que $\overline{Nu}_D = \frac{\overline{h}D}{k_f}$, sendo válida para $Pr \geq 0.7$, com C e m a depender da gama de Reynolds (ver Tab. 6.2.) e as propriedades obtidas à temperatura média entre a superfície e o filme.

Existem ainda duas outras correlações para escoamento em torno de cilindros. A correlação de Zukauskas [5] que se escreve como

$$\overline{Nu}_D = C Re_D^m Pr^n \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad (6.8)$$

Capítulo 7

Convecção Forçada em Escoamentos Interiores

7.1. Hidrodinâmica do escoamento no interior de um tubo

Quando um escoamento se desenvolve no interior de um canal, a camada limite começa desde a entrada a evoluir em todo o perímetro do canal e, a partir de uma determinada distância, não se desenvolve mais. Esta distância designa-se por *região de entrada*, como ilustrado na Fig. 7.1. A partir do final da região de entrada, a camada limite está *totalmente desenvolvida* (*td*) – x_{td} .

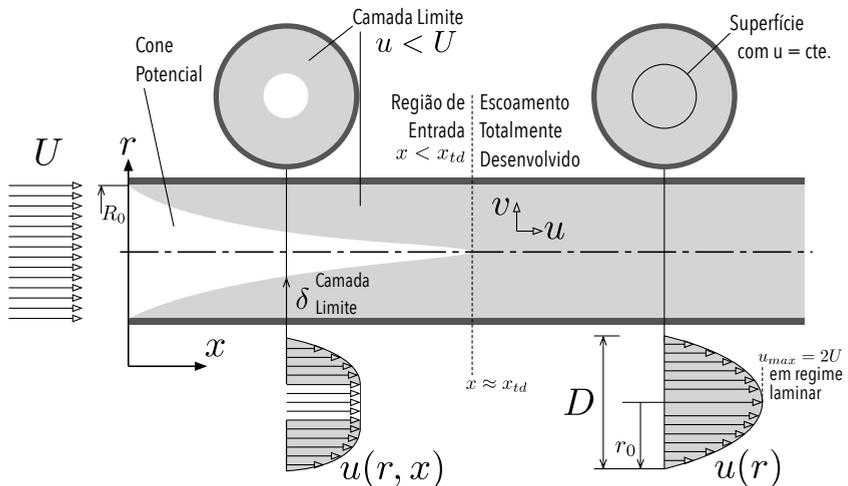


Figura 7.1. Ilustração do desenvolvimento do escoamento no interior de um tubo.

$T(r, x)$. Assim, a potência térmica associada à entalpia em cada secção do canal

$$\begin{aligned} \dot{m}h &= \dot{m}c_p T_m = \int_{A_s} \rho u(r, x) c_p T(r, x) dA_s \Leftrightarrow \\ T_m &= \frac{\rho c_p}{\dot{m} c_p} \int_0^{R_0} u(r, x) T(r, x) (2\pi r) dr = \frac{\rho 2\pi}{\rho u_m \pi R_0^2} \int_0^{R_0} u(r, x) T(r, x) r dr \Leftrightarrow \\ T_m &= \frac{2}{u_m R_0^2} \int_0^{R_0} u(r, x) T(r, x) r dr \end{aligned} \quad (7.16)$$

Usando a temperatura média, podemos definir a Lei de Newton para quantificar o fluxo de calor em cada secção do escoamento no interior do tubo como

$$q_s'' = h(T(R_0, x) - T_m)$$

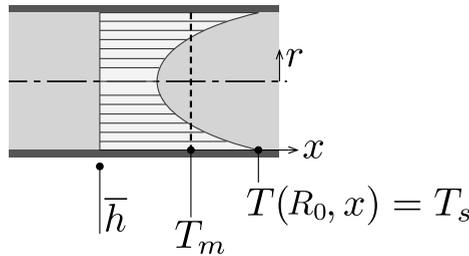


Figura 7.5. Ilustração das grandezas envolvidas na aplicação simplificada da Lei de Newton a uma secção do tubo.

7.2.2. Análise das condições de escoamento totalmente desenvolvido

Em primeiro lugar consideramos uma diferença de temperatura normalizada por uma diferença que envolve a temperatura média na secção do tubo ao longo do mesmo na direcção do escoamento.

$$\theta^*(r, x) = \frac{\overbrace{T(R_0, x)}^{T_s} - T(r, x)}{T(R_0, x) - T_m(x)}$$

Considera-se um escoamento totalmente desenvolvido termicamente quando

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \theta^*}{\partial r} = \frac{1}{T_s - T_m} \frac{\partial T}{\partial r} \end{cases}$$

Capítulo 8

Convecção Natural

Na convecção forçada, o mecanismo responsável pelo escoamento distingue, matematicamente, o transporte do fluido da transmissão de calor para os relacionar. No caso de escoamentos associados a fenômenos “naturais” gerados por forças de impulsão de natureza gravítica, e de variações da massa volúmica, essa relação matemática é intrínseca. Por isso, para compreendermos o fenômeno de convecção natural será necessário entender a origem das forças de impulsão geradas.

8.1. Forças de impulsão na origem da convecção natural

Qualquer escoamento é gerado por forças, pelo que o melhor modo de compreender a sua origem será por análise da relação da conservação de quantidade de movimento. No caso das forças de impulsão, dada a sua natureza gravítica, essa relação corresponde à que tem a mesma direção que a da gravidade (x) avaliada em regime permanente,

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{\infty}}{\partial x} - g + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (8.1)$$

A Fig. 8.1. ilustra que na posição correspondente à espessura da camada limite hidrodinâmica δ , a velocidade é a mesma que a do ambiente em repouso, ou seja, nula: $u = 0$. Assim, em $y = \delta$ a Eq. (8.1) para a conservação da quantidade de movimento simplifica-se e traduz uma relação entre o gradiente de pressão e as forças gravíticas

$$0 = -\frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{dp_{\infty}}{dx} - g \Leftrightarrow \frac{dp_{\infty}}{dx} = -\rho_{\infty} g$$

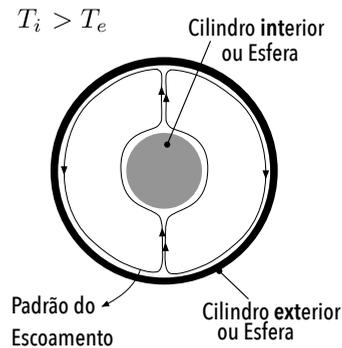


Figura 8.6. Ilustração bidimensional do escoamento por convecção natural em cilindros ou esferas concêntricas.

Tabela 8.2. Correlações empíricas para cavidades cilíndricas e esféricas.

Geometria	R_i [K/W]	k_{ef}/k	Comprimento característico	Gama de validação
Cilíndrica	$\frac{\ln(R_e/R_i)}{2\pi L k_{ef}}$	$0.386 \left(\frac{Pr}{0.861+Pr} \right)^{1/4} Ra_c^{1/4}$	$L_c = \frac{2[\ln(R_e/R_i)]^{4/3}}{(R_i^{-3/5} + R_e^{-3/5})^{5/3}}$	$0.7 \leq Pr \leq 6000$ $Ra_c \leq 10^7$
Esférica	$\frac{1}{4\pi k_{ef}} \left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_e} \right)$	$0.74 \left(\frac{Pr}{0.861+Pr} \right)^{1/4} Ra_s^{1/4}$	$L_s = \frac{\left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_e} \right)^{4/3}}{2^{1/3} (R_i^{-7/5} + R_e^{-7/5})^{5/3}}$	$0.7 \leq Pr \leq 4000$ $Ra_s \leq 10^4$

Caso $\frac{k_{ef}}{k} < 1$, então, faz-se $k_{ef} = k$, e k corresponde à condutibilidade térmica do fluido à temperatura média entre o interior e o exterior, respectivamente, T_i e T_e .

8.5. EXERCÍCIOS

Ex8.1. Uma parede vertical fina com $H = 0.4 \text{ m}$ está sujeita a um fluxo de calor uniformemente distribuído de um lado. Do lado oposto troca calor por convecção natural com um ar ambiente a $T_\infty = 10^\circ\text{C}$ e uma envolvente à mesma temperatura ($T_{env} = T_\infty$). Sabendo que a emissividade da superfície é de $\varepsilon = 0.7$ e que a temperatura no ponto médio é de $T_s = 40^\circ\text{C}$, determine o fluxo de calor.

Solução: $q'' = 243.5 \text{ W/m}^2$.

PARTE III
RADIAÇÃO



Capítulo 9

Radiação de Calor

9.1. Conceitos fundamentais

O calor transmite-se por radiação através da propagação de ondas electromagnéticas cujo comprimento de onda depende da velocidade da luz ($c = 2.998 \times 10^8$ m/s) e da frequência, ν

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (9.1)$$

A radiação térmica associa-se a uma gama de comprimentos de onda entre $0.1\mu\text{m}$ e $100\mu\text{m}$. Esse espectro inclui uma parte da radiação ultra-violeta (UV), toda a gama da radiação visível e, ainda, a radiação infravermelha. Pelo facto de uma superfície emitir simultaneamente radiação nos diversos comprimentos de onda, atribui-se-lhe o que se designa por *distribuição espectral*. Se essa distribuição de intensidade de radiação depender da direcção, a sua descrição torna-se mais complexa. De qualquer modo, nesta fase, importa interiorizar alguns conceitos fundamentais, começando pelos diferentes fluxos de calor radiativos e respectiva nomenclatura.

- Fluxo de calor emitido por radiação (E)

Fluxo de calor (W/m^2) emitido por uma superfície em toda a gama de comprimentos de onda e todas as direcções. Obtém-se usando a Lei de Stefan-Boltzmann $E = \epsilon \sigma T_s^4$ em que ϵ corresponde à emissividade da superfície e σ à constante de Stefan-Boltzmann cujo valor é de $5.67 \times 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}$.

- Irradiação (G)

Por definição, um corpo negro é um emissor difuso. Logo,

$$E_{b,\lambda}(\lambda, T) [Wm^{-2}\mu m^{-1}] = \pi I_b(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (9.15)$$

onde $C_1 = 2\pi hc_0^2 = 3.742 \times 10^8 W \cdot \mu m^4 m^{-2}$ e $C_2 = \frac{hc_0}{k_B} = 1.439 \times 10^4 \mu m \cdot K$.

A Eq. (9.15) é referida como a *Distribuição* ou *Lei de Planck*, e o gráfico na Fig. 9.2. representa o fluxo de calor espectral emitido de acordo com a Lei de Planck para diferentes temperaturas absolutas.

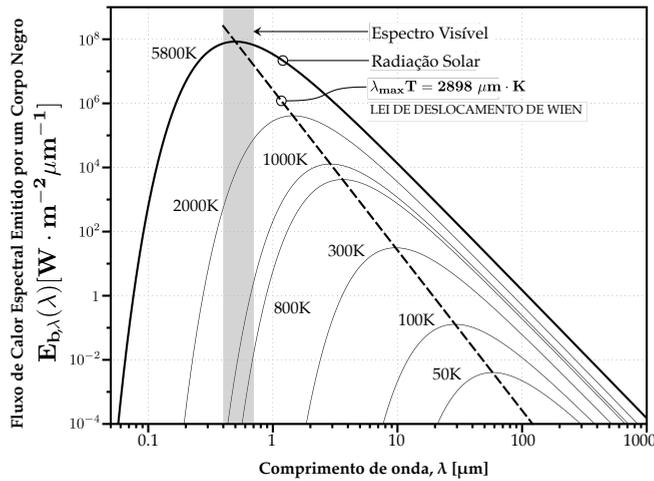


Figura 9.2. Espectro de potência emitida por um corpo negro

É de notar que o espectro inclui um valor máximo local que pode ser obtido derivando a Eq. (9.15) em ordem a λ . Esse valor máximo (λ_{max}) correlaciona-se com a temperatura por

$$\lambda_{max} T = C_3 \quad (9.16)$$

em que $C_3 = 2898 \mu m \cdot K$. Esta relação é também conhecida por *Lei do Deslocamento de Wien*.

Se substituirmos a Lei de Planck expressa pela Eq. (9.15) na que permite obter a radiação total emitida, Eq. (9.10), e resolvermos a integração em toda a gama de comprimentos de onda λ , para um corpo negro (b), obtém-se a conhecida *Lei de Stefan-Boltzmann*.

$$E_b = \sigma T^4 \quad (9.17)$$

em que $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} K^{-4}$ corresponde, como foi referido anteriormente, à constante de Stefan-Boltzmann. A intensidade associada à emissão de radiação de um corpo negro obtém-se por

Capítulo 10

Trocas de Energia por Radiação entre Superfícies

Na base das trocas de calor por radiação entre superfícies está o quanto essas se “vêm”. Daí que a ideia de nos protegermos do Sol com um chapéu seja para que o Sol não nos “veja”. Esta é uma forma intuitiva de entender as trocas radiativas entre superfícies que dependem do quanto as ondas electromagnéticas emitidas por cada uma intercepta todas as outras. É essa a base do primeiro conceito a explorar na primeira secção deste capítulo, o conceito de *factor de forma*.

10.1. Factores de forma

Um factor de forma F_{ij} define-se como a razão entre a potência radiativa que “saí”¹ de uma superfície i e intercepta j , $q_{i \rightarrow j}$, e a radiosidade emitida por uma superfície i . Como vimos no capítulo anterior, essa depende da intensidade de radiação emitida (e) e reflectida (r) projectada na direcção entre as superfícies i e j , $I_{e+r,i} \cos \theta_i$, cuja distância é R , distribuída na área da própria superfície, dA_i , e depende ainda do ângulo sólido entre dA_i e a superfície dA_j com a qual troca calor por radiação, $d\omega_{j \leftarrow i}$ (ver ilustração da Fig. 10.1.). Assim, considera-se uma porção infinitesimal de potência radiativa emergente de i e interceptada por j ,

$$dq_{i \rightarrow j} = I_{e+r,i} \cos \theta_i dA_i d\omega_{j \leftarrow i} \quad (10.1)$$

em que,

¹O recurso às aspas neste capítulo pode parecer excessivo. Por isso, esclarecemos que o seu uso pretende dar á palavra um sentido metafórico, mas que ajude na compreensão e intuição dos fenómenos físicos que reportam.

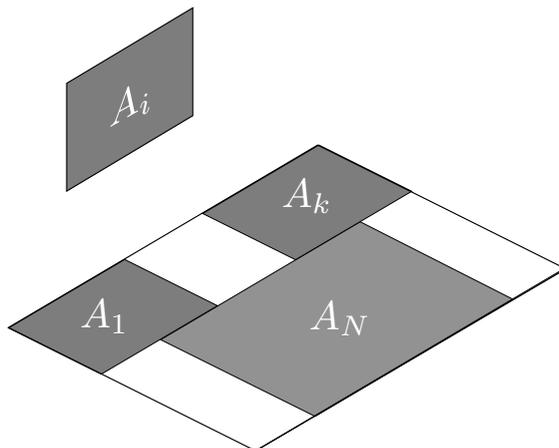


Figura 10.2. Factor de forma associado à troca de radiação entre uma superfície e múltiplas superfícies.

também uma composição de superfícies, isto é, de múltiplas para múltiplas,

$$A_{(i)}F_{(i)(j)} = \sum_{i=1}^M \cdot A_j \sum_{j=1}^N F_{ij} \quad (10.11)$$

com $i = 1, 2, 3 \dots M$ e $j = 1, 2, 3 \dots N$. Em baixo encontramos um exemplo de aplicação da Eq. (10.11). Quando as geometrias são complexas e não correspondem

$$A_{(12)}F_{(12)(345)} = A_1(F_{13} + F_{14} + F_{15}) + A_2(F_{23} + F_{24} + F_{25})$$

O diagrama mostra a equação acima com setas circulares indicando a correspondência entre os termos: \$A_{(12)}\$ aponta para \$A_1\$ e \$A_2\$, e \$F_{(12)(345)}\$ aponta para os grupos de termos \$F_{13} + F_{14} + F_{15}\$ e \$F_{23} + F_{24} + F_{25}\$.

a nenhum caso típico, como os que são indicados na tabela B.2., recorre-se a métodos numéricos para obter uma solução das Eqs (10.4) e (10.5).

Método das linhas cruzadas

Existem problemas de engenharia em que existem duas superfícies muito longas, de tal modo que se consideram “infinitas”. Nesses casos, nos anos 1950, H. C. Hottel derivou a relação que ficou conhecido como o *método das linhas cruzadas*. Em geral, o factor de forma é expresso por

$$F_{ij} = \frac{\sum(\text{Linhas que se cruzam}) - \sum(\text{Linhas que não se cruzam})}{2L_i} \quad (10.12)$$

PARTE IV
APLICAÇÕES



Capítulo 11

Permutadores de Calor

Os permutadores de calor são dispositivos de permuta (ou troca) de calor entre dois fluidos pelo que constituem uma aplicação directa da transmissão de calor à engenharia. Cada um dos fluidos – gás, líquido ou em mudança de fase líquido-gás – encontra-se confinado no espaço, pelo que para ambos existem condições de escoamento interior.

Nos permutadores, os fluidos encontram-se sempre separados por uma fronteira física. Uma das geometrias mais simples são dois tubos concêntricos, em que um dos fluidos circula no cilindro interior e o outro na secção anelar. Para minimizar as perdas térmicas é comum optar-se pela circulação do fluido quente no tubo interior. Nessa situação, a superfície de permuta corresponde à superfície do cilindro interior. Caso os caudais tenham o mesmo sentido referimo-nos a um permutador *equicorrente*, caso tenham sentidos opostos fala-se de permutador *contracorrente*.

Existem muitas outras geometrias possíveis para permutadores de calor. O permutador de calor de correntes cruzadas (*crossflow*) caracteriza-se por dois fluidos que circulam em direcções perpendiculares entre si. Nos permutadores casco-tubo (*shell-tube*), um dos fluidos circula no tubo, com uma ou mais voltas, enquanto que o outro circula no casco com variação alternada de sentido. Múltiplos permutadores casco-tubo podem encontrar-se interligados para aumentar a área de troca de calor.

Para caracterizar um permutador de calor utiliza-se o coeficiente global de transferência de calor, U , parâmetro esse que, quando multiplicado pela área, A , é o inverso de uma resistência térmica equivalente que contempla os fluidos que permutam calor e a fronteira que os separa. Dada a finalidade dos permutadores de calor, pretende-se que as superfícies de permuta sejam feitas de materiais com boa capacidade de conduzir o calor. Assim, a resistência térmica de condução através da parede (R_p) é geralmente pequena. No entanto, a resistência térmica

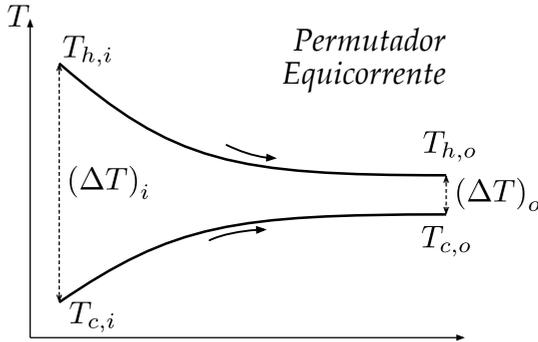


Figura 11.2. Ilustração da variação de temperatura no fluido quente (h) e fluido frio (c) para um permutador equicorrente

Num percurso infinitesimal dx , identifica-se por dT_h a diminuição infinitesimal de temperatura do fluido quente e, por dT_c , o aumento infinitesimal de temperatura do fluido frio. A taxa infinitesimal de calor trocado é, para cada um dos fluidos,

$$dq = \dot{C}_h[T_h(x + dx) - T_h(x)] = -\dot{C}_h dT_h \quad (11.5)$$

$$dq = \dot{C}_c[T_c(x + dx) - T_c(x)] = \dot{C}_c dT_c \quad (11.6)$$

No caso do fluido quente, a temperatura em $x + dx$ é inferior à temperatura em x uma vez que o fluido encontra-se num processo de arrefecimento, o que justifica o sinal negativo de (11.5). Utilizando (11.5) e (11.6), na expressão que identifica a diferença de temperatura de uma forma infinitesimal por

$$d(\Delta T) = d(T_h - T_c) = dT_h - dT_c$$

tem-se

$$d(\Delta T) = - \left(\frac{dq}{\dot{C}_h} + \frac{dq}{\dot{C}_c} \right) = -dq \left(\frac{1}{\dot{C}_h} + \frac{1}{\dot{C}_c} \right) \quad (11.7)$$

A Eq. (11.4) escrita de uma forma infinitesimal

$$dq = U(\Delta T)dA \quad (11.8)$$

quando substituímos dq em (11.7), resulta em

$$d(\Delta T) = - \left(\frac{1}{\dot{C}_h} + \frac{1}{\dot{C}_c} \right) U(\Delta T)dA$$

Capítulo 12

Tópicos Avançados e Aplicações

Neste último capítulo são exploradas algumas aplicações mais avançadas que poderão ter algum interesse do ponto de vista do desenvolvimento de sistemas de engenharia, como o caso do feixe de tubos presente, por exemplo, em sistemas de climatização, e os jactos incidentes, muito usados em aplicações de regulação térmica de superfícies. As duas últimas secções deste capítulo dedicam-se a dois casos mais complexos de convecção natural: entre canais de placas paralelas e cavidades.

12.1. Escoamento sobre feixes de tubos

Existem dois tipos de arranjo em feixe de tubos: alinhados e desalinhados. Para determinar um valor médio do coeficiente de convecção usa-se a seguinte correlação [5]

$$\overline{Nu}_D = C_1 Re_{D,max}^m Pr^{0.36} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad (12.1)$$

que possui os seguintes domínios de validação

$$\begin{cases} N_L \geq 20 \\ 0.7 \lesssim Pr \lesssim 500 \\ 10 \lesssim Re_{D,max} \lesssim 2 \times 10^6 \end{cases}$$

em que

$$Re_{D,max} = \frac{U_{max} D}{\nu}$$

sendo D o diâmetro dos tubos, e:

em que χ corresponde a um factor de correcção e f ao factor de fricção, sendo obtidos graficamente na síntese feita por Zukauskas [5].

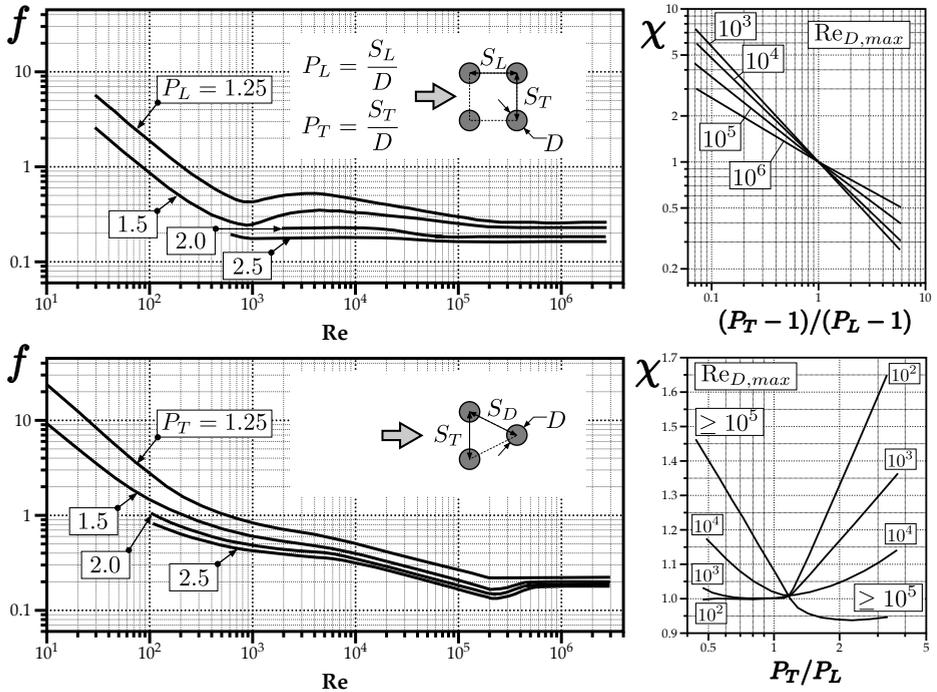


Figura 12.2. Gráficos para determinar os factores de correcção (χ) e de fricção (f) para feixes de tubos.

Exemplo 12.1. Trocas de calor num feixe de tubos

Uma conduta aquecedora de ar consiste num feixe de tubos alinhados com resistências eléctricas no seu interior e equidistantes entre si com um espaçamento longitudinal e transversal de $S_L = S_T = 25 \text{ mm}$. A disposição do feixe de tubos possui o mesmo número de 4 elementos em ambas as direcções ($N_L = N_T = 4$). O ar que atravessa o feixe de tubos no interior do canal está à pressão atmosférica e possui uma velocidade de $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ a uma temperatura de $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ num escoamento cruzado com os elementos aquecedores que têm 10 mm de diâmetro e 200 mm de comprimento, mantidos à temperatura de superfície $T_s = 300^\circ\text{C}$.

Anexo A

Deduções

A.1. Dedução da distribuição de temperatura num tubo

Quando a condução é uni-dimensional, regime permanente, propriedades constantes e sem taxa de geração interna de energia, em coordenadas cilíndricas, a distribuição de temperatura expressa-se como

$$T(r) = C_1 \ln(r) + C_2$$

Logo, para determinar as constantes, quando se trata de um tubo, em que o raio interior R_1 está a uma temperatura T_1 e o raio exterior R_2 está a T_2 , considerando estas como as condições-fronteira significa que

$$\begin{cases} T_1 = C_1 \ln(R_1) + C_2 \\ T_2 = C_1 \ln(R_2) + C_2 \end{cases}$$

Logo, pode-se expressar as equações deste sistema na sua forma algébrica como

$$\begin{bmatrix} \ln(R_1) & 1 \\ \ln(R_2) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\ln(R_1) - \ln(R_2)} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -\ln(R_2) & \ln(R_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\ln(R_1/R_2)} \begin{bmatrix} T_1 - T_2 \\ \ln(R_2)T_2 - \ln(R_2)T_1 \end{bmatrix}$$

Obtendo-se,

$$\begin{cases} C_1 = \frac{1}{\ln(R_1/R_2)}(T_1 - T_2) \\ C_2 = \frac{1}{\ln(R_1/R_2)}(\ln(R_1)T_2 - \ln(R_2)T_1) \end{cases}$$

Depois, substituindo as constantes C_1 e C_2 na equação de distribuição da temperatura no tubo resulta

TRANSMISSÃO DE CALOR

UMA ABORDAGEM TEÓRICO-PRÁTICA

MARTA OLIVEIRA PANÃO
MIGUEL OLIVEIRA PANÃO

Sobre a obra

Toda a vida na Terra é possível por causa da energia do Sol. Depois dessa energia ser capturada, pode ser desperdiçada, armazenada, transformada e transmitida. Este livro centra-se no modo como a energia se transmite e quais os mecanismos principais associados a essa transmissão. Por outro lado, como abordagem teórico-prática, o livro procura unir a teoria à prática e a prática à teoria através de explicações que estimulem o pensamento crítico, a criatividade na passagem da abstração à solução concreta e a intuição em engenharia.

As três primeiras partes incidem sobre cada um dos três mecanismos de transmissão de calor – condução, convecção e radiação – e uma quarta parte dedica-se a aplicações. O primeiro capítulo inclui, também, uma proposta do modo de abordar os problemas (4C's) e a metodologia que concretiza essa abordagem.

É um livro que parte da experiência dos autores e da ideia de que o melhor modo de ensinar é aprender com quem aprende. Por isso, destina-se sobretudo aos estudantes que precisam dos conhecimentos de transmissão de calor na sua formação académica, mas também a todos os que pretendem recordar esses conhecimentos para os utilizar na sua vida profissional.

Sobre os autores

Marta J.N. Oliveira Panão

Professora Auxiliar no Departamento de Engenharia Geográfica, Geofísica e Energia da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa. Formada em Engenharia Física Tecnológica no Instituto Superior Técnico, desenvolve investigação na área da Física de Edifícios, em modelação numérica do desempenho térmico de edifícios e modelação do consumo de energia no parque edificado, desenvolvimento de indicadores de desempenho aplicados à certificação energética, pobreza energética e edifícios de balanço energético nulo.

Miguel R. Oliveira Panão

Professor Auxiliar no Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra. Formado em Engenharia Mecânica no Instituto Superior Técnico, desenvolve investigação na aplicação de técnicas laser no estudo de escoamentos multifásicos, *sprays* e atomização de líquidos, teoria construtural, teoria da informação aplicada a *sprays* e sistemas de armazenamento de energia.

Também disponível em formato e-book



ISBN: 978-989-901-771-9



9 789899 017719

www.engebook.pt