



Universidade Federal de Pernambuco
Centro de Tecnologia e Geociências
Departamento de Engenharia Química

LABORATÓRIO DE ENGENHARIA QUÍMICA

ESCOAMENTO EM TUBULAÇÕES INDUSTRIAIS

FLUIDO INCOMPRESSÍVEL

Prof. Sandra Maria Sarmento

Prof. Maurício Alves da Motta Sobrinho

RECIFE

1998

1. INTRODUÇÃO

Em processos industriais os fluidos⁽¹⁾ são bombeados dos tanques de estocagem às unidades de reatores, torres de absorção, etc. É observado que o fluido sofrerá uma variação de pressão tanto na tubulação quanto nas unidades de reatores. Esta variação de pressão deve-se a variação da energia carregada pelo fluido, i.e., energia potencial (E_p), energia cinética (E_c), energia interna (E_i) e energia de pressão (E_{pv})⁽²⁾, ou seja, as mudanças em níveis, velocidade de escoamento, como também, devidas as perdas por fricção⁽³⁾ e trabalho realizado pelo fluido sobre a vizinhança.

A avaliação destas variações de pressão em uma planta industrial, torna-se necessária uma vez que se requer o conhecimento da potência e da capacidade das bombas, do tamanho nominal mais econômico da tubulação, das medidas da vazão volumétrica, frequentemente, para manter esta vazão. Para tal lança-se mão da aplicação da 1ª lei da termodinâmica ao sistema através de um balanço macroscópico ou integral da energia sobre um volume de controle (V.C.).

2. BALANÇO MACROSCÓPICO DE ENERGIA - EQUAÇÃO DE BERNOULLI

Considere o sistema mostrado na figura 1. Quando o fluido escoar da posição (1) para a posição (2), geralmente a energia é convertida de uma forma para outra. A primeira lei da termodinâmica diz que:

«Se um sistema é processado em um ciclo, o calor total absorvido pelo sistema da vizinhança é proporcional ao trabalho feito pelo sistema sobre à vizinhança.»

(1) *Fluidos* são substâncias que se deformam continuamente sob a ação de uma força de cisalhamento. Classificam-se como : fluidos compressíveis ($\rho \neq \text{cte} \rightarrow$ gases) e fluidos incompressíveis ($\rho = \text{cte} \rightarrow$ líquidos);

(2) *Energia Total do Sistema* ($E_T = E_p + E_c + E_i + E_{pv}$,

onde: *Energia Potencial* : é igual ao trabalho feito sobre o fluido para o elevar de um nível arbitrário (1) , onde $E_{p1} = 0$, a um nível qualquer (2) , ($E_{p2} = z \Delta h$).

Energia Cinética : é a energia que o fluido possui devido ao seu movimento, i.e., $E_c = \frac{1}{2} \rho v^2$.

Energia de Pressão : representa o trabalho que deve ser feito em ordem de introduzir o fluido, sem mudanças de volume no sistema, i.e., $E_{pv} = P V$.

Energia Interna : é a energia que um material estacionário possui. É a diferença entre as quantidades líquidas de calor adicionado ao sistema e do trabalho feito pelo sistema sobre à vizinhança, i.e., $E_i = q - W$

(3) *Fricção* : termo utilizado para caracterizar as perdas energéticas através da perda irreversível em energia térmica

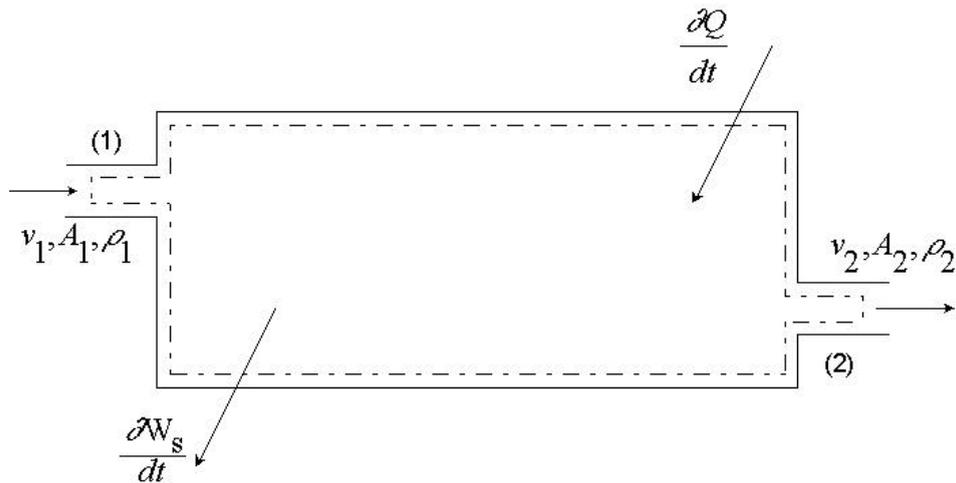


Figura 1 : sistema sobre o qual um balanço material e de energia será aplicado.

A primeira lei da termodinâmica ⁽⁴⁾ pode ser expressa por :

$$\oint \mathcal{I} Q = \oint \mathcal{I} W \quad (1)$$

ou seja,
$$dE_T = (\delta Q - \delta W) \Big|_2 - (\delta Q - \delta W) \Big|_1 \quad (2)$$

$$dE_T = \delta Q - \delta W \quad (3)$$

onde E_T = energia total do sistema (ver pág. 1)

Para um sistema onde o processo é desenvolvido em um determinado intervalo de tempo, dt , a Eq. (3) pode ser escrita em termo de taxas, ou seja :

$$\frac{\mathcal{I} Q}{dt} - \frac{\mathcal{I} W}{dt} = \frac{dE_T}{dt} \quad (4)$$

Logo, a primeira lei da termodinâmica pode ser re-escrita para um volume de controle escolhido do sistema como :

$$\left| \begin{array}{l} \text{taxa de adição} \\ \text{de calor ao V.C.} \\ \text{(a)} \end{array} \right| + \left| \begin{array}{l} \text{Taxa de trabalho realizado} \\ \text{pelo V.C. sobre a vizinhança} \\ \text{(b)} \end{array} \right| = \left| \begin{array}{l} \text{taxa de energia que deixa o V.C. devido} \\ \text{ao movimento do global do fluido} \\ \text{(c)} \end{array} \right|$$

$$- \left| \begin{array}{l} \text{taxa de energia que entra no V.C. devido} \\ \text{ao movimento do global do fluido} \\ \text{(d)} \end{array} \right| + \left| \begin{array}{l} \text{taxa de acumulação de} \\ \text{energia dentro do V.C.} \\ \text{(e)} \end{array} \right| \quad (5)$$

(4) Sinais de δQ e δW : δQ é positivo quando o calor é adicionado ao sistema, δW é positivo quando o trabalho é feito pelo sistema.

Avaliando-se os termos (a), (b), (c), (d) e (e), da Eq. (5):

(a) adição de calor ao sistema

$$\text{taxa de calor} = \frac{\int Q}{dt} \quad (6)$$

(b) trabalho realizado pelo volume de controle sobre a vizinhança

$$\text{taxa de trabalho} = \frac{\int W}{dt} \quad (7)$$

(c)-(d) energia líquida no volume de controle devido ao movimento global do fluido

$$\text{taxa de energia líquida} = (c) - (d) = \iint e \mathbf{r} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d \vec{A} \quad (8)$$

onde : e = energia específica ou energia/unidade de massa ;

\vec{v} = vetor velocidade ;

\vec{n} = normal ;

dA = área da seção transversal ao escoamento do fluido.

(e) energia acumulada no interior do volume de controle

$$\text{taxa de energia acumulada} = \frac{\int}{dt} \iiint e \mathbf{r} dV \quad (9)$$

onde : dV = diferencial de volume do V.C.

Substituindo-se (6), (7), (8) e (9) na Eq. (5), a primeira lei da termodinâmica pode ser re-escrita como :

$$\frac{\int Q}{dt} - \frac{\int W}{dt} = \iint_s e \mathbf{r} (\vec{v} \cdot \vec{u}) d \vec{A} + \frac{\int}{dt} \iiint_v e \mathbf{r} dV \quad (10)$$

Devem-se fazer algumas considerações sobre o termo $\frac{\int W}{dt}$, uma vez que existem três tipos de trabalho realizado pelo sistema sobre a vizinhança.

- trabalho feito sobre o eixo (WS - Shaft Work) : trabalho feito pelo V.C. sobre sua vizinhança que poderá ocasionar na rotação de um eixo ou no movimento de um pistão;
- trabalho de fluxo ($W\sigma$) : aquele que é feito sobre a vizinhança para superar as tensões normais que agem sobre o V.C.;
- trabalho de cisalhamento ($W\tau$) : aquele feito sobre a vizinhança para superar as tensões de cisalhamento que agem sobre o V.C.

Consequentemente, a taxa de trabalho realizado pelo V.C. sobre a vizinhança, $\frac{\mathcal{I}W}{dt}$, pode ser escrita como :

$$\frac{\mathcal{I}W}{dt} = \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} + \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} + \frac{\mathcal{I}W_t}{dt} \quad (11)$$

$$\text{onde : } \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} = -\iint \mathbf{s} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} \quad (12)$$

onde : σ = tensões normais que agem sobre o V.C. (pressão)

$$\text{Logo : } \frac{\mathcal{I}W}{dt} = \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} - \iint \mathbf{s} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}W_t}{dt} \quad (13)$$

substituindo (13) em (10) :

$$\frac{\mathcal{I}Q}{dt} - \left(\frac{\mathcal{I}W_s}{dt} - \iint \mathbf{s} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}W_t}{dt} \right) = \iint_s e \mathbf{r} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{u}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}}{dt} \iiint_V e \mathbf{r} dV \quad (14)$$

$$\text{onde : } \iint \mathbf{s} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} - \frac{\mathcal{I}W_t}{dt} = -\iint P \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} - \frac{\mathcal{I}W_m}{dt} \quad (15)$$

W_μ = trabalho realizado para vencer os efeitos viscosos sobre a superfície de controle

substituindo (15) em (14) :

$$\frac{\mathcal{I}Q}{dt} - \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} - \iint P \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}W_m}{dt} = \iint_s e \mathbf{r} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{u}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}}{dt} \iiint_V e \mathbf{r} dV \quad (16)$$

re-organizando-se a Eq. (16), obtém-se :

$$\frac{\mathcal{I}Q}{dt} - \frac{\mathcal{I}W_s}{dt} = \iint \left(e + \frac{P}{r} \right) \cdot \mathbf{r} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I}}{dt} \iiint_V e \mathbf{r} dV + \frac{\mathcal{I}W_m}{dt} \quad (17)$$

A equação (17) é a expressão final que representa a primeira lei da termodinâmica.

Considerações podem ser feitas, levando-se a um simplificação da equação (17). Estas considerações serão feitas passo a passo a seguir :

a) para um sistema em estado estacionário, tem-se que :

$$\frac{d}{dt} \iiint e \mathbf{r} dV = 0 \quad (18)$$

b) substituindo a Eq. (18) na (17) e desprezando-se as perdas viscosas, obtém-se

$$\frac{\mathcal{I} Q}{dt} - \frac{\mathcal{I} W_s}{dt} = \iint \left(e + \frac{P}{\mathbf{r}} \right) \cdot \mathbf{r} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\vec{A} + \frac{\mathcal{I} W_m}{dt} \quad (19)$$

termo $\left(e + \frac{P}{\mathbf{r}} \right)$ representa os tipos de energia que pode entrar ou sair do V.C. por unidade de massa, i. e. ,

$$\left(e + \frac{P}{\mathbf{r}} \right) = E_P + E_C + E_i + \frac{P}{\mathbf{r}} = g \cdot z + \frac{v^2}{2} + E_i + \frac{P}{\mathbf{r}} \quad (20)$$

substituindo-se a Eq. (20) na (19), chega-se a

$$\frac{\mathcal{I} Q}{dt} - \frac{\mathcal{I} W_s}{dt} = \left[\frac{v_2^2}{2} + g z_2 + E_{i_2} + \frac{P_2}{\mathbf{r}_2} \right] (\mathbf{r}_2 v_2 A_2) - \left[\frac{v_1^2}{2} + g z_1 + E_{i_1} + \frac{P_1}{\mathbf{r}_1} \right] (\mathbf{r}_1 v_1 A_1) \quad (21)$$

Pelo princípio da continuidade tem-se que :

$$\dot{m} = \mathbf{r}_1 v_1 A_1 = \mathbf{r}_2 v_2 A_2 \quad (22)$$

onde \dot{m} = vazão mássica.

substituindo-se a Eq. (22) na (21)

$$\frac{\mathcal{I} Q}{dt} - \frac{\mathcal{I} W_s}{dt} = \dot{m} \left[\frac{\Delta v^2}{2} + g \Delta z + \Delta E_i + \frac{\Delta P}{\mathbf{r}} \right] \quad (23)$$

dividindo-se a Eq. (23) pela vazão mássica, vem

$$\frac{\dot{q} - \dot{W}_s}{\dot{m}} = \frac{\Delta v^2}{2} + g\Delta z + \Delta E_i + \int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{\rho} dP \quad (24)$$

ou seja,

$$\Delta \frac{1}{2} v^2 + g\Delta z + \int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{\rho} dP + \hat{W} + \hat{E} = 0 \quad (25)$$

onde : $\hat{W} = \frac{\dot{W}_s}{\dot{m}}$ e $\hat{E}_v = \Delta E_i - \frac{\dot{q}}{\dot{m}}$ (5)

A Eq. (25) é conhecida como Equação de Bernoulli. É utilizada para avaliar as variações de pressão de um escoamento em condutos, potência de bomba necessária em um sistema, etc.

A integral que aparece na Eq. (25), pode ser avaliada se uma equação de estado é conhecida (para condições isotérmica, $\rho = f(P)$, logo tem-se :

a) Fluido compressível (gás)

gás ideal :
$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{\rho} dP = \frac{RT}{M} \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (26)$$

b) Fluido incompressível ($\rho = \text{cte}$ para líquidos)

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{\rho} dP = \frac{1}{\rho} (P_2 - P_1) \quad (27)$$

3. ESTIMAÇÃO DAS PERDAS POR FRICÇÃO

O termo \hat{E}_v (E_v / \dot{m}) encontrado na equação de Bernoulli (Eq. 25) representa a conversão irreversível de energia mecânica em energia térmica (E_1-E_2) e energia perdida através da transferência de calor (\dot{Q} / \dot{m}). Esta perda de energia por fricção global também é conhecida como perda de carga total do sistema. Devido ao fato do sistema submetido ao escoamento ser composto de tubulações (parte de área transversal constante) e de acessórios (válvulas, medidores de vazão, conexões, mudanças repentinas de diâmetro em trechos da tubulação, etc.), a perda por fricção é composta por contribuições de perdas de carga ocorridas na tubulação (PERDAS PRIMÁRIAS - h_l) e nos acessórios (PERDAS SECUNDÁRIAS - h_{lm}), ou seja :

$$\hat{E}_v = h_l + h_{lm} \quad (28)$$

(5) O termo $\hat{E}_v = \Delta E_i - \dot{q} / \dot{m}$ representa perdas por fricção (conversão irreversível de energia mecânica em energia térmica (E_1-E_2)) e perdas de energia via transferência de calor (\dot{q} / \dot{m}).

O valor da perda de carga, \hat{E}_v , em um escoamento, pode ser obtido experimentalmente com o auxílio da equação de Bernoulli, porém, esta maneira não é a mais usual. A análise dimensional do escoamento desenvolvido em um duto fornece a seguinte expressão para a perda de carga (ver Bird et alii, 1960, cap. 6):

$$E_v = \mathbf{r} \cdot v_o^3 \cdot l_o^3 \cdot f \quad (29)$$

onde : v_o (velocidade característica) : $\langle \bar{v} \rangle \rightarrow$ velocidade média ;
 l_o (comprimento característico) : $S^{1/2}$ [S = área transv. ao escoamento];
 f = parâmetro adimensional \Rightarrow Fator de perda $f = g\left(\text{Re}, \frac{e}{D}\right)$;
 $\text{Re} = \text{Número de Reynolds} = \frac{\mathbf{r} \langle \bar{v} \rangle D}{\mathbf{m}}$;
 $e/D = \text{Rugosidade relativa}$ (valor tabelado - ver Figura 2) ;
 $D = \text{diâmetro do duto}$.

A perda de carga que nos interessa é $\hat{E}_v = \frac{E_v}{\dot{m}}$

onde $\dot{m} = \text{vazão mássica} = \mathbf{r} \langle \bar{v} \rangle S$ (30)

dividindo-se a Eq. (29) pela (30), vem :

$$\hat{E}_v = \frac{E_v}{\mathbf{r} \langle \bar{v} \rangle S} = \frac{1}{2} \langle \bar{v} \rangle^2 f \quad (31)$$

O termo «1/2» foi introduzido na Eq. (31) para a perda de carga total em um sistema (\hat{E}_v) seja adimensionalizada em termos de energia cinética. Esta equação é a forma geral para perda de carga.

3.1. PERDA DE CARGA PRIMÁRIA (H_L)

Uma expressão especial para perda de carga primária, ou seja, perdas de energia ocorrida na tubulação, pode ser obtida através de um balanço de quantidade de movimento aplicado ao escoamento e levando em consideração a definição de fator de atrito :

“A força de atrito pode ser expressa através do produto de uma área característica «S», no caso área molhada, da energia cinética por unidade de volume «K» e de um fator adimensional «f», chamado de Fator de Atrito” (Bird et alii, 1960), i.e.,

$$Fa = S.K.f' \quad (32)$$

onde : f' = fator de atrito. $f' = g(\text{Re}, \frac{e}{D})$

$$S' = \text{área molhada} = 2\pi RL \quad (33)$$

$$k = \frac{1}{2} \mathbf{r} \langle v \rangle^2 \quad (34)$$

É importante observar que a Eq. (32) é uma definição, não uma lei.

Substituindo-se as Eqs. (33) e (34) na (32), tem-se :

$$Fa = (2\mathbf{p}RL)(\frac{1}{2} \mathbf{r} \langle v \rangle^2) f' \quad (35)$$

Analisando-se o sistema chega-se a conclusão que a força resultante que o fluido exerce sobre as paredes do conduto (F) pode ser desdobrada em força de pressão (F_S) e força de atrito (Fa). Aplicando-se um balanço de quantidade de movimento ao sistema, chega-se a seguinte expressão para a força de atrito (ver Bird et alii, 1960, caps 3 e 6) :

$$Fa = (P_0 - P_L) \mathbf{p} R^2 \quad (36)$$

ou

$$Fa = (P_0 - P_L) \mathbf{p} \frac{D^2}{4} \quad (37)$$

onde:

$$P_0 - P_L = (p_0 - p_L) + \mathbf{r} g(h_0 - h_L) \quad (38)$$

a substituição da Eq. (37) na (35), leva a :

$$(P_0 - P_L) \mathbf{p} \frac{D^2}{4} = (2\mathbf{p}RL)(\frac{1}{2} \mathbf{r} \langle v \rangle^2) f' \quad (39)$$

Obs: Perda de carga h_l também é definida como :

$$h_l = \frac{\Delta P}{\mathbf{r}} \quad (40)$$

rearranjando a Eq. (39), vem :

$$h_l = \frac{P_0 - P_L}{r} = 4f' \cdot \left(\frac{L}{D} \right) \cdot \langle v \rangle^2$$

$$h_l = 4f' \cdot \left(\frac{L}{D} \right) \cdot \langle v \rangle^2 \quad (41)$$

O fator de atrito f' é também conhecido como fator de atrito de Fanning. Deve ser enfatizado neste texto que a definição de fator de atrito geralmente varia de texto para texto. O fator de atrito de Moody f , relaciona-se com o de Fanning através de :

$$f = 4f' \quad (42)$$

logo, a perda de carga primária em termos do fator de atrito de Moody, será dada por :

$$h_l = \frac{1}{2} f \cdot \left(\frac{L}{D} \right) \cdot \langle v \rangle^2 \quad (43)$$

onde f pode ser obtido através do diagrama de Moody em função do número de Reynolds (Re) e da rugosidade relativa (Figura 2). Para regime laminar ($Re \leq 2100$) tem-se que $f = 64/Re$, ou seja, f não depende de (e/D) .

Geralmente as tubulações em um sistema variam de diâmetro, logo calcula-se h_L para o circuito através de :

$$h_l = \sum \left(\frac{1}{2} \langle v \rangle^2 \frac{L}{R} f \right) i \quad (44)$$

3.2. PERDAS DE CARGA SECUNDÁRIA (HLM)

Pode ser calculado através de :

$$I. h_{lm} = \frac{1}{2} \langle v \rangle^2 K \quad (45)$$

onde : K = número adimensional cujo valor pode ser encontrado para os diversos acessórios nas Figuras 4 a 7.

$$\text{II. } h_{lm} = \frac{1}{2} \frac{Le}{D} \langle v \rangle^2 f \quad (46)$$

onde : Le = comprimento equivalente de tubo reto.

$$Le = \sum Ki$$

A perda de carga secundária total pode ser dada por :

$$h_{lm} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{2} \langle v \rangle^2 K \right) i$$

$$\text{ou} \quad h_{lm} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{2} \frac{Le}{D} \langle v \rangle^2 f \right) \quad (47)$$

Levando as expressões encontradas para se avaliar as perdas de carga primária e secundária à equação de Bernoulli (Eq. 25), vem :

$$\nabla \frac{1}{2} \langle \bar{v} \rangle^2 + g\Delta h + \int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{\rho} dP + \hat{W} + \sum i \left(\frac{1}{2} \langle v \rangle^2 \frac{L}{R} f \right) + \sum i \left(\frac{1}{2} \frac{Le}{D} \langle v \rangle^2 f \right) = 0 \quad (48)$$

Equação final da primeira lei da termodinâmica aplicada a um sistema de escoamento.

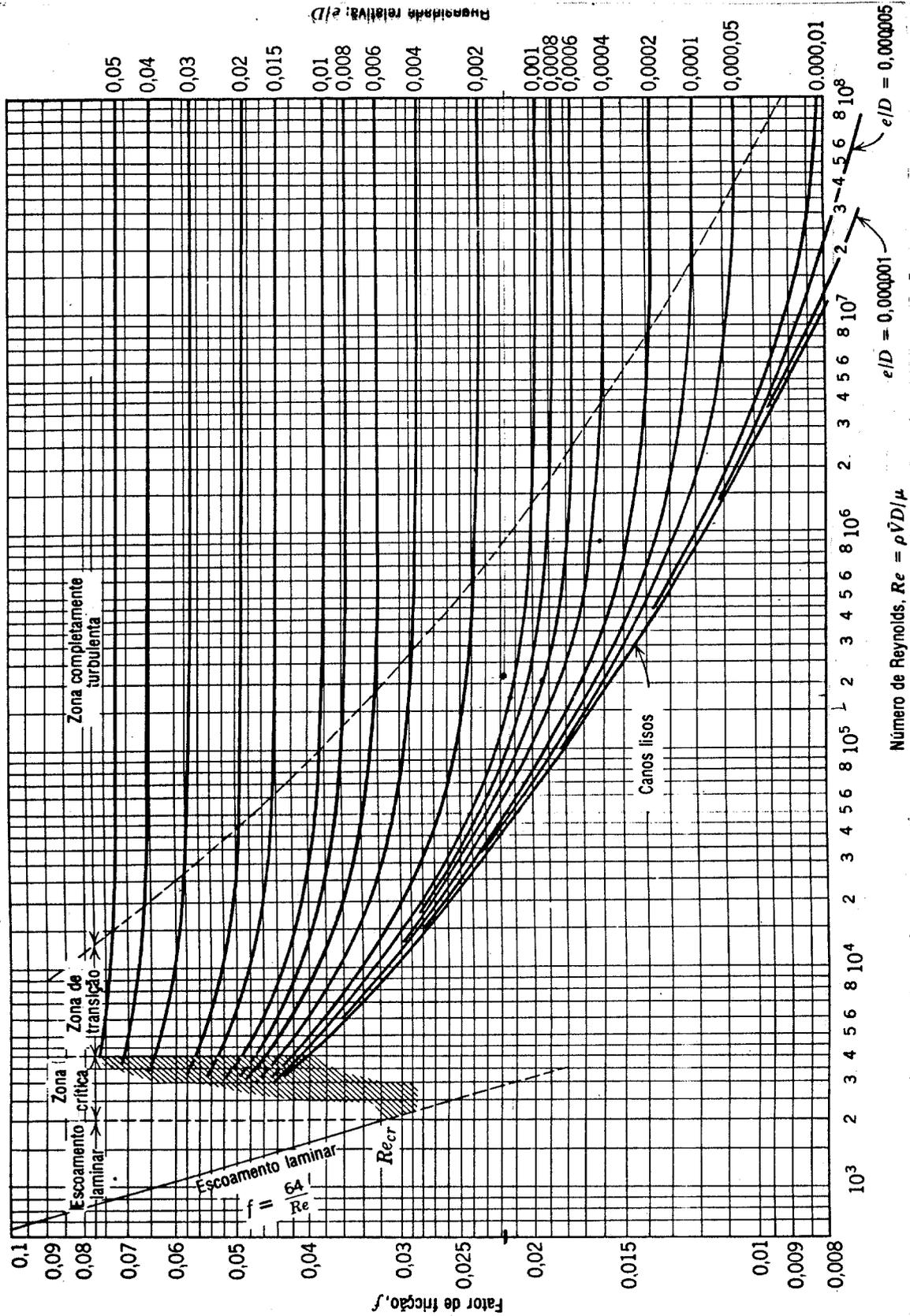


Figura 02 - Diagrama de Moody (Moody et al, 1944).

Obs.: ($f=4f'$ onde f' =fator de atrito de Fanning)

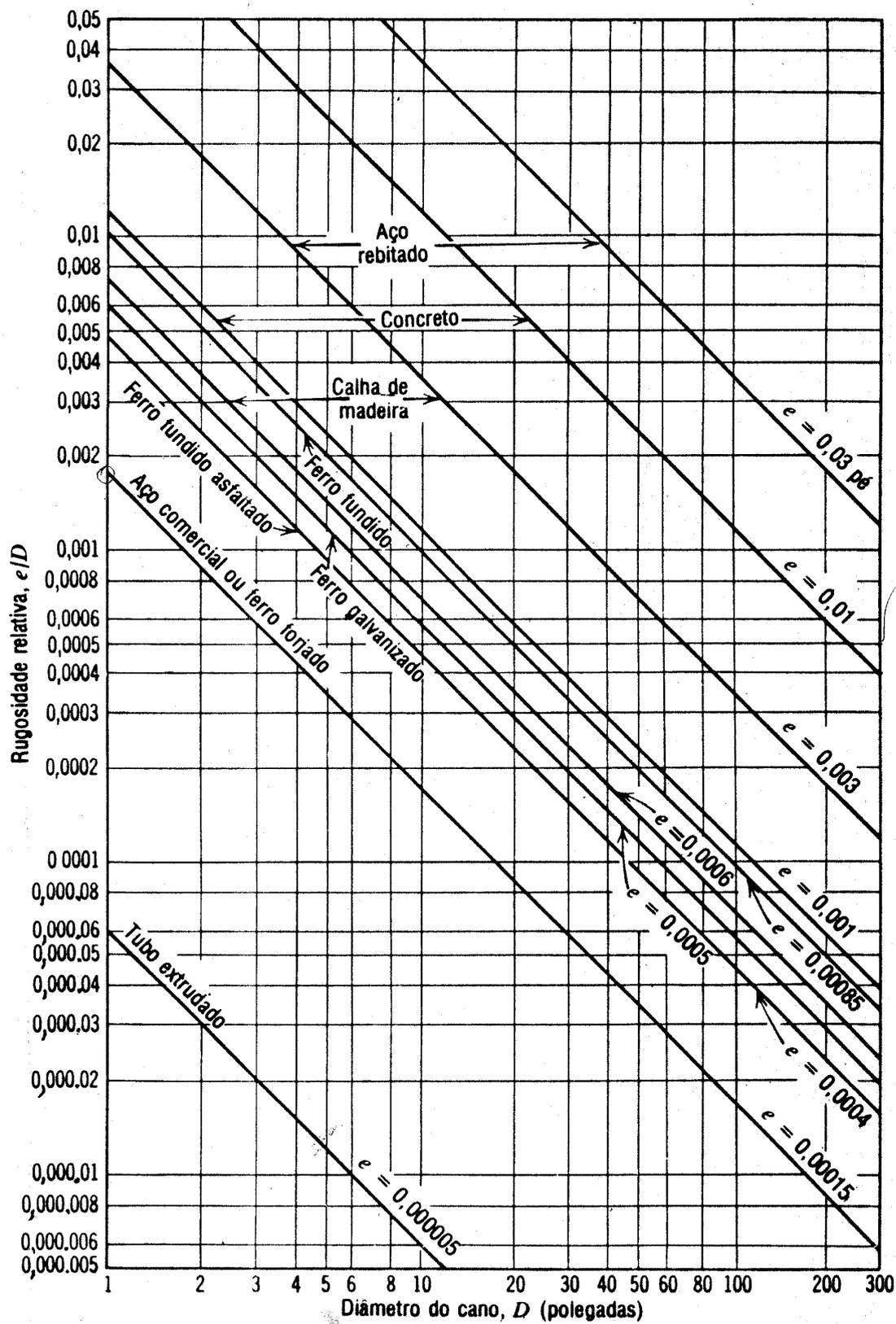


Figura 03 - Rugosidade Relativa versus diâmetro do conduto e rugosidade para diversos materiais (Moody et al, 1944).

Tabela 01 - Comprimentos equivalentes adimensionais (L_e/D) para válvulas e conexões (Fox & Mc.Donald, 1981).

Tipo de Conexão	Descrição	Comprimento equivalente, L_e/D *
Válvula-globo	Completamente Aberta	350
Válvula-gaveta	Completamente Aberta	13
	$\frac{3}{4}$ aberta	35
	$\frac{1}{2}$ aberta	160
	$\frac{1}{4}$ aberta	900
Válvula de segurança		50-100
Joelho a 90° padrão		30
Joelho a 45° padrão		16
Joelho a 90°	Raio longo	20
Joelho macho/fêmea a 90°		50
Joelho macho/fêmea a 45°		26
Tê	Escoamento da linha reta	20
	Escoamento em curva	60
Curva em «U»	Desenho fechado	50

* Baseado em $h_{lm} = f \frac{L_e \bar{V}^2}{D 2}$

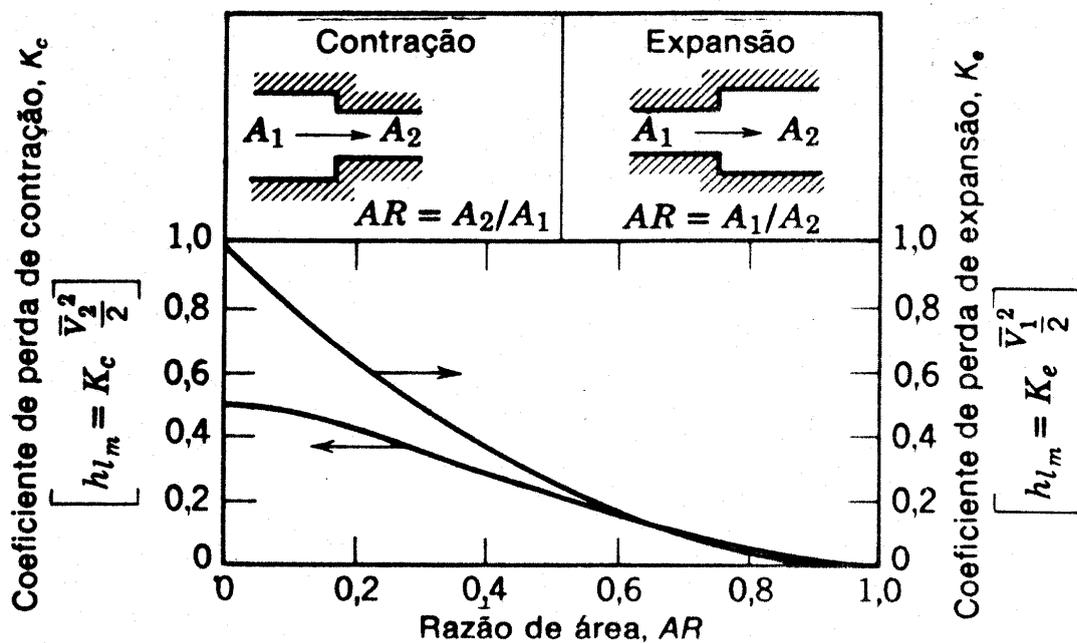
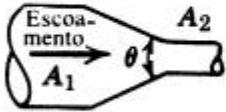
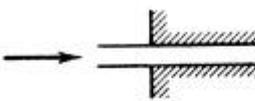
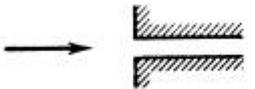
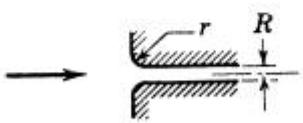


Figura 04 - Coeficiente de perda de carga para escoamento através de variações bruscas de área (Fox & McDonald, 1981).

Diagrama	Ângulo incorporado, θ , Graus	Coefficiente de perda, K^*
	30	0,02
	45	0,04
	60	0,07

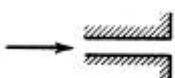
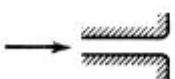
*Baseado em $h_{lm} = K(\bar{V}_2^2/2)$.

Figura 05 - Coeficiente de perda de carga para contrações graduais (Fox & McDonald, 1981).

Tipo de entrada	Diagrama	Coefficiente de perda secundária, K^*
Reentrante		1,0
Canto vivo		0,5§
Arredondada†		~0,04

*Baseado em $h_{lm} = K(\bar{V}^2/2)$, onde \bar{V} é a velocidade média no cano.
† $r/R = 0,25$.

Figura 06 - Coeficientes de perdas secundárias para entradas de canos (Fox & McDonald, 1981).

Tipo de saída	Diagrama	Coefficiente de perda secundária, K^*
Cano protudente		1,0
Canto vivo		1,0
Arredondado		1,0

*Baseado em $h_{lm} = K(\bar{V}^2/2)$.

Figura 07 - Coeficiente de perda de carga para saída em tubulações (Fox & McDonald, 1981).

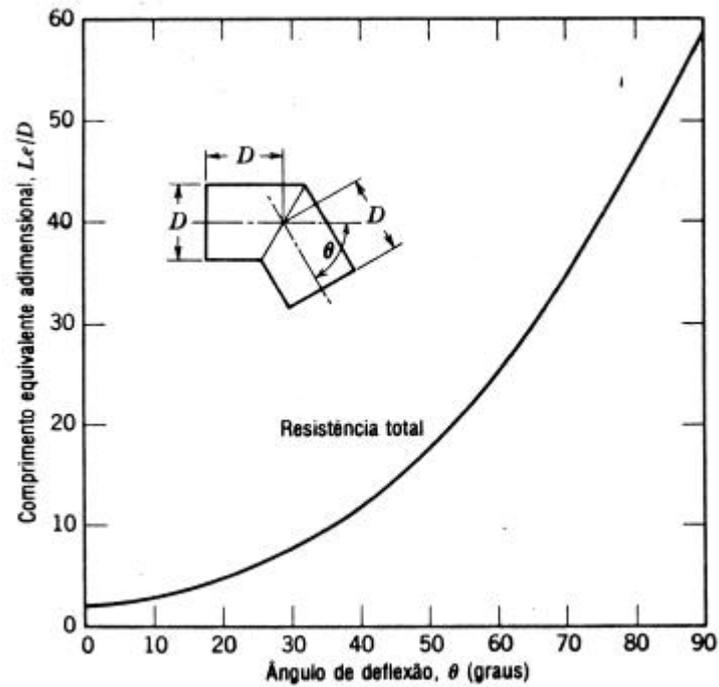


Figura 08 - Dados de projeto para a perda de carga em curva em canto vivo em dutos circulares (Fox & Mc.Donald, 1981).

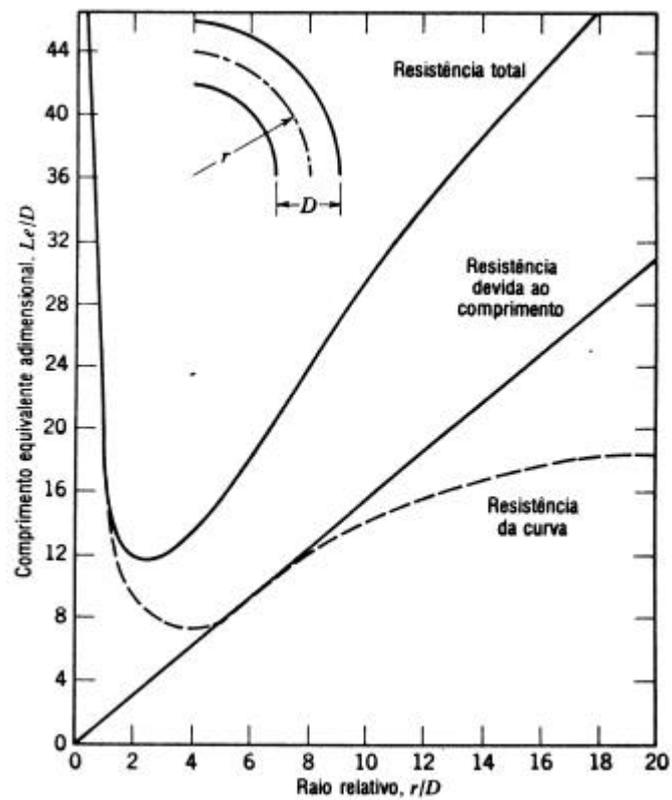


Figura 09 - Dados correlacionados para resistência de curvas a 90° em dutos circulares com escoamento completamente desenvolvido na entrada (Fox & McDonald, 1981).

4. BIBLIOGRAFIA BÁSICA

Fox, R.W. & Mc. Donald, A.T., 1981, «Introdução à Mecânica dos Fluidos», 2^a.ed., Guanabara Dois, (Cap. 4,6,8);

Shammes,I.H., 1978, «Mecânica dos Fluidos», Vol.I, Ed. Edgard Blücher;

Streeter, V. & Wylie, B., 1983, «Mecânica dos Fluidos», 7^a.ed., Mc Graw-Hill do Brasil.

Bennett, G.O. & Myers, J.E., 1978, «Fenômenos de Transporte», Mc Graw-Hill do Brasil.

Welty, J.R., Wicks, C.E. & Wilson, R.E., 1983, «Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer», 3^a. ed., John Wiley and Sons. (Cap. 6 e 14)

Bird, R.B., Stewart,W.E. & Lightfoot, E.N., 1960, «Transport Phenomena», John Wiley and Sons. (Cap. 2,5,6)

Coulson, J.M., Richardson, J.F., 1965, «Chemical Engineering», vol 1, Pergamon Press. (Cap. 2,3).

Brown, G.G., 1950, «Unit Operation», John Wiley and Sons. (Cap. 12).