

4 Perdas Localizadas

4.1 Perda de Carga

Dois tipos de perdas de energia, ou perdas de carga, ocorrem no escoamento interno em um duto: distribuídas e locais. As perdas distribuídas são em geral proporcionais ao comprimento. Essas perdas são causadas pelo atrito interno no fluido (portanto, irreversíveis) devido à não uniformidade do perfil de velocidade sendo usualmente calculadas pela equação de Darcy-Weisbach conforme descrito no capítulo anterior.

Perdas locais são devidas às resistências hidrodinâmicas em geral associadas à forma e à dimensão do duto. A passagem do fluido por uma variação de geometria causa variação na velocidade e a formação de vórtices que por sua vez provocam perdas de energia. Na maioria dos casos, perdas localizadas ocorrem na entrada e saída do duto, nas expansões e contrações, curvas, joelhos, tês, juntas e válvulas.

Para escoamento turbulento a experiência mostra que as perdas são aproximadamente proporcionais ao quadrado da velocidade.

Denominando a perda de carga por Δp_d , definimos

$$\Delta p_d = K \frac{\rho V^2}{2} \quad (4.1.1)$$

onde ρ e V são, respectivamente, a massa específica e a velocidade média do fluido numa seção previamente escolhida e K o *coeficiente de perda de carga local*.

Neste capítulo analisaremos diversas situações onde as perdas locais são relevantes. Perdas distribuídas foram consideradas no capítulo anterior.

Pode-se ainda definir a altura (do fluido em consideração) associado à perda de carga local a partir da Eq. (4.1.1). Dividindo a queda de pressão por ρg

$$h_d = \frac{\Delta p_d}{\rho g} = K \frac{V^2}{2g} \quad (4.1.2)$$

ou, em função da vazão

$$h_d = K \frac{Q^2}{2gA^2} = \frac{8K}{\pi^2 g} \frac{Q^2}{D^4} \quad (4.1.3)$$

Um duto pode ter várias fontes de perdas localizadas. Se todas estiverem correlacionadas com $V^2/2g$, e se este tiver um diâmetro constante, a perda total pode ser determinada a partir da soma das perdas individuais

$$h_t = h_{total} = h_f + \sum h_d = \left(\frac{fL}{D} + \sum K \right) \frac{V^2}{2g} \quad (4.1.4)$$

onde h_f é a altura correspondente à perda devido ao atrito viscoso, definida pela *equação de Darcy-Weisbach*, Eq. (3.1.14).

Por outro lado, deve-se somar as perdas separadamente se o diâmetro, ou a rugosidade, por exemplo, mudar de seção para seção ao longo do duto. Para fluido incompressível, como líquidos em geral, o coeficiente de perda pode ainda ser obtido a partir da expressão (4.1.3) uma vez que a vazão é constante, ou

$$K_t = \sum_i K_f + \sum_j K_d = \sum_i \left(\frac{fL}{D^5} \right)_i + \sum_j \left(\frac{K}{D^4} \right)_j \quad (4.1.5)$$

e assim a altura total de perda é obtida de (4.1.3) e (4.1.5)

$$h_t = \frac{8}{\pi^2 g} K_t Q^2 \quad (4.1.6)$$

Um sumário de perdas localizadas representativas de diversos componentes publicados pela CRANE Co.^{®1} é mostrado na Tabela 4.1.1.

¹ Flow of Fluids Through Valves, Fittings and Pipe, CRANE, Co., 1977

Tabela 4.1.1 Coeficientes de perda localizada em componentes

Componente	K
Válvula globo (tot. aberta)	10
Válvula em ângulo (tot. aberta)	2,5
Válvula de retenção - balanço (tot. aberta)	2,5
Válvula gaveta (tot. aberta)	0,2
Curva de retorno reduzida	2,2
Tê padrão	1,8
Joelho padrão	0,9
Joelho médio	0,75
Joelho longo	0,60
União roscada	0,08

4.2 Expansão Súbita

O coeficiente de perda de carga local é em geral determinado experimentalmente e serve para estabelecer as fórmulas ou gráficos utilizados nas mais diversas situações práticas. Todavia, no caso particular de escoamento turbulento numa expansão brusca de seção, a perda pode ser determinada teoricamente de forma bastante precisa.

Considere a situação idealizada na Fig. 4.2.1. Na medida que o escoamento deixa o tubo de entrada este descola e se expande gradualmente, formando um espaço anular entre a corrente e a parede do duto a jusante. Neste espaço formam-se vórtices que provocam a perda de energia local. Experimentos mostram que ocorre uma troca contínua de partículas entre a corrente principal e a região vortical.

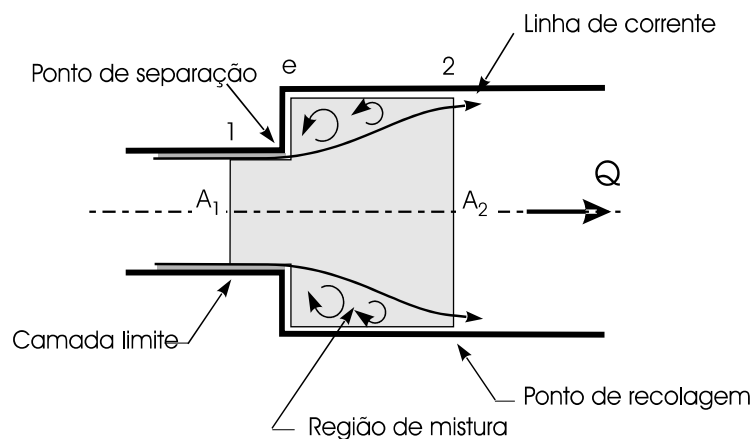


Figura 4.2.1 Escoamento numa expansão súbita.

Consideremos o volume de controle mostrado na figura. A pressão na entrada da expansão p_e pode ser considerada aproximadamente constante na seção, igual a p_1 também. Admitindo escoamento turbulento uni-dimensional aplicamos o teorema de conservação de quantidade de movimento entre as seções 1 e 2

$$(p_e - p_2)A_2 + F_f = \dot{m}(V_2 - V_1) = \rho V_2 A_2 (V_2 - V_1) \quad (4.2.1)$$

onde F_f é a força de atrito atuando no contorno externo do volume de controle (que define o sistema fluido) devido ao atrito viscoso. Se consideramos esta força pequena tem-se

$$p_e - p_2 = p_1 - p_2 = \rho V_2 (V_2 - V_1) \quad (4.2.2)$$

Aplicando a equação de energia entre as seções 1 e 2

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + h_e \quad (4.2.3)$$

onde h_e é a perda local. Resolvendo para h_e e combinando com a Eq. (4.2.2) obtém-se

$$h_e = \left(1 - \frac{V_2}{V_1}\right)^2 \frac{V_1^2}{2g} = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \frac{V_1^2}{2g} = K_e \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.2.4)$$

e assim o coeficiente de perda localizada para a expansão é definido como

$$K_e = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 = \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^2 \quad (4.2.5)$$

onde $\beta = A_2/A_1 = D_2^2/D_1^2$ é o grau de abertura da expansão.

No caso A_2 particular em que a seção A_2 é muito maior do que a seção A_1 podemos admitir que a velocidade V_2 é praticamente nula. Neste caso o coeficiente de perda de carga é unitário ($\beta \Rightarrow \infty$), então

$$h_e = \frac{V_1^2}{2g} \quad (A_2 \rightarrow \infty) \quad (4.2.6)$$

Isto é, toda altura dinâmica, ou toda energia cinética do fluido, é perdida no processo de mistura da corrente de chegada com o fluido estagnado a jusante. Esta é, por exemplo, a situação encontrada por um fluido admitido num reservatório de grande dimensão.

4.3 Expansão Gradual — Difusor

Um duto que se expande gradualmente é denominado difusor, ou expansor. O escoamento de um líquido por um difusor experimenta uma diminuição na velocidade e um aumento na pressão; ou seja, as partículas líquidas encontram um gradiente de pressão adverso ao escoamento, i.e., a pressão cresce na direção do escoamento. Parte da energia cinética é transformada em energia de pressão ao longo do difusor. Esta situação pode trazer algumas dificuldades de operação. Em certas situações (grandes ângulos e velocidades elevadas), a camada líquida que se encontra próxima da parede possui energia cinética tão reduzida que não é capaz de superar o gradiente de pressão elevado. O fluido para, ou começa a se deslocar para trás. Em alguma região, essa camada encontra o núcleo central deslocando-se para jusante, enquanto vórtices são formados, provando o descolamento da corrente da parede. A intensidade deste fenômeno cresce com o aumento do ângulo do difusor, induzindo aumento das perdas de energia, Fig. 4.3.1. Por outro lado, no difusor ocorrem perdas devido ao atrito viscoso semelhantes àquelas observadas em dutos com seção constante.

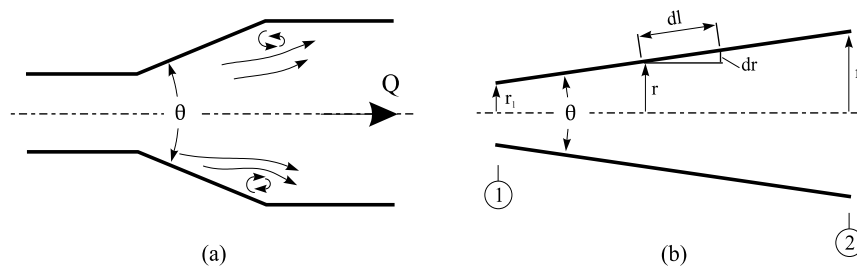


Figura 4.3.1 a) Formação de vórtices num difusor; b) Relações geométricas num difusor.

A equação de energia aplicada entre as seções de entrada e saída do difusor assume a forma

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + h_d = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + K_d \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.3.1)$$

que pode ser reescrita ainda como

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho V_1^2 / 2} = 1 - \frac{1}{\beta^2} - K_t \quad (4.3.2)$$

onde $\beta = A_2/A_1 = D_2^2/D_1^2$ é o grau de abertura do difusor. Observe que K_d foi arbitrariamente definido em função da velocidade a montante, V_1 .

Para determinar a perda de energia entre as seções 1 e 2 admitiremos que a perda h_d representa a soma da perda por atrito h_f mais aquela devido à expansão geométrica h_e , i.e.

$$h_d = h_f + h_e \quad (4.3.3)$$

A perda devido ao atrito pode ser estimada pela equação de Darcy-Weisbach. Para um comprimento dl tem-se

$$dh_f = f \frac{dl}{2r} \frac{V^2}{2g} \quad (4.3.4)$$

Por outro lado, da geometria do difusor e da equação de conservação de massa

$$dl = \frac{dr}{\text{sen} \frac{\theta}{2}} \quad e \quad V = V_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \quad (4.3.5)$$

onde V é a velocidade média do fluido na seção de raio r , θ é o ângulo do difusor e o subscrito-1 indica a seção de entrada — Fig. 4.3.1b. Levando (4.3.5) em (4.3.4) e integrando entre os limites r_1 e r_2 , obtém-se a expressão

$$h_f = \frac{f}{8 \text{sen} \frac{\theta}{2}} \left(1 - \frac{1}{\beta^2} \right) \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.3.6)$$

com $\beta = A_2/A_1$.

O segundo termo em (4.3.3) é da mesma natureza daquele utilizado na expansão súbita, mas com um valor menor. Para este caso, utilizamos a mesma expressão sugerida em (4.2.4), porém com um coeficiente redutor k_β , inferior à unidade

$$h_e = k_\beta \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^2 \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.3.7)$$

Para difusores com ângulos inferiores a 20° o coeficiente k_β pode ser aproximado pela expressão empírica devida a Fligner ²

$$k_\beta = \text{sen}\theta \quad (4.3.8)$$

Combinando essas equações com a expressão (4.3.3) obtém-se

$$h_d = K_d \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.3.9)$$

onde

$$K_d = \frac{f}{8 \text{sen}\frac{\theta}{2}} \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) + \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^2 \text{sen}\theta \quad (0 < \theta < 20^\circ) \quad (4.3.10)$$

Ou seja, o coeficiente de perda de carga para o difusor é uma função do coeficiente de atrito f , do ângulo θ e da grau de abertura β .

É interessante analisar esta expressão em função do ângulo θ , para um dado valor de f e β . À medida que o ângulo cresce, o primeiro termo (devido ao atrito viscoso) decresce, enquanto o segundo termo (formação de vórtices) cresce. Por outro lado, na medida que o ângulo decresce a formação de vórtices diminui de intensidade, mas a parcela correspondente ao atrito cresce, uma vez que, para uma grau de abertura β dado, o difusor tende a ser mais longo e a superfície de atrito aumenta.

A função $K_d = f(\theta)$ passa por um mínimo até atingir um ângulo ótimo θ_{opt} . Este ângulo é obtido igualando a zero a derivada da Eq. (4.3.10) com relação a θ . Resolvendo esta equação o valor encontrado é

$$\theta_{opt} = \text{arc sen} \sqrt{\frac{\beta+1}{\beta-1} \frac{f}{4}} \quad (4.3.11)$$

² Cours d'Hydraulique, B., Nékrassov, Ed. Langues Étrangère, Moscou, 1965.

Se atribuirmos um valor típico para o coeficiente de atrito $f=0,015$ a $0,025$ e um grau de abertura como $\beta=2$ a 4 , obtém-se para o ângulo ótimo algo em torno de $\theta=5^\circ$, valor próximo dos resultados experimentais. Muitas vezes, na prática, tende-se a escolher ângulos pouco superiores ao valor ótimo sugerido por (4.3.11), algo em torno de $\theta_{opt}=6$ a 8° . Esses valores podem ser também utilizados para difusores com seção transversal quadrada.

A Fig. 4.3.2 mostra curvas para o coeficiente K_d sugerido por (4.3.10) para $f=0,020$ e $0,030$ e β no intervalo (1.5 a 9.0). Para β acima de 3 o valor mínimo é mais pronunciado, ficando entre 5 e 8 graus, conforme sugerido acima. Abaixo de $\beta=2$ ($D_2/D_1 < 1,4$), o coeficiente de perda tende a nivelar para valor pouco dependente do ângulo; ou seja, a expansão pode ser mais brusca à medida que os diâmetros se aproximam. Note-se ainda que o fator de atrito tem um efeito significativo, refletindo a importância do primeiro termo na Eq. (4.3.10).

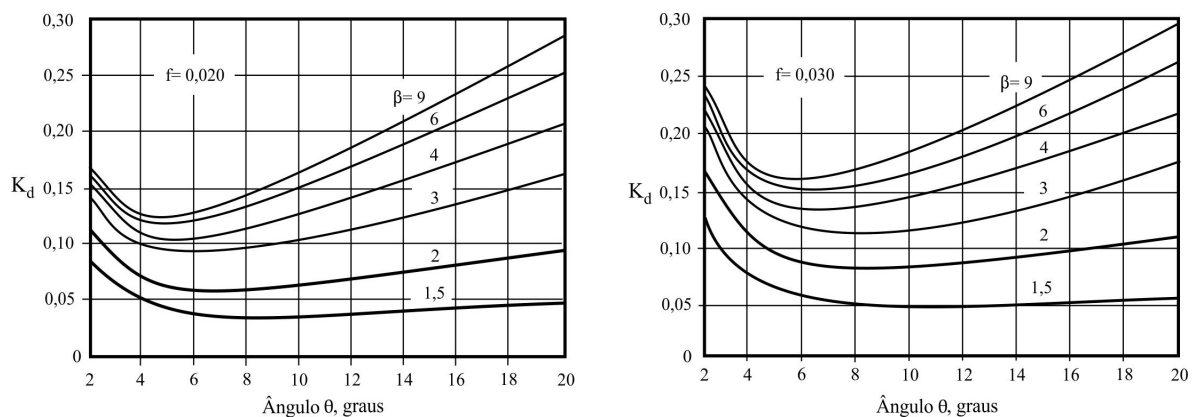


Figura 4.3.2 Coeficiente de perda para difusor em função do parâmetro β e do fator de atrito f para o intervalo $2 < \theta < 20$ graus.

Para difusores com seções retangulares, que se expandem somente numa das dimensões, o ângulo ótimo é um pouco maior, podendo chegar a $\theta_{opt}=10$ a 12° .

Nas situações em que as condições locais não permitem ângulos tão reduzidos, onde θ pode estar entre 15 e 25° , digamos, recomenda-se não utilizar difusores de geratrizes retilíneas. Nesses casos sugere-se difusores especiais — com gradiente de pressão constante ao longo do eixo ($dp/dx = \text{constante}$), por exemplo. A geometria aproximada desses difusores está representada na Fig. 4.3.3a. A redução na perda de carga desses casos, quando comparada com aqueles de geratrizes retilíneas, será tão maior

quanto maior for o ângulo θ , podendo esta chegar a 40% para ângulos $\theta = 40$ a 60° . Além disso, difusores de geratrizes curvilíneas tendem a apresentar correntes líquidas mais estáveis.

O difusor em estágio, constituído por uma seção cônica com ângulo ótimo, seguido por uma expansão brusca, conforme esquematizado na Fig. 4.3.3b, produz, também, bons resultados. Neste caso a expansão brusca não introduz perda elevada uma vez que a velocidade na mudança de seção tende a ser baixa. A perda de energia dessa geometria é inferior àquela observada num difusor normal, com o mesmo comprimento e grau de expansão.

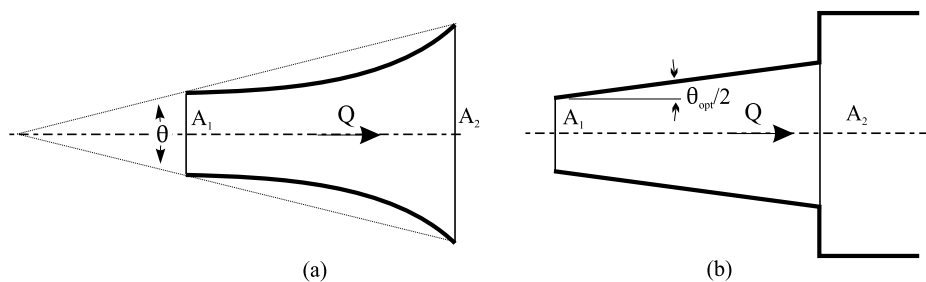


Figura 4.3.3 a) Difusor com gradiente de pressão constante; b) Difusor em estágio.

Eficiência do Difusor

Define-se eficiência do difusor a razão

$$\eta_d = \frac{p_2 - p_1}{p_2^+ - p_1^+} \quad (4.3.12)$$

onde as medidas de pressões são realizadas em seções onde as velocidades são uniformes. Ou seja, pouco distantes da entrada e saída do difusor. Na equação acima o numerador está representado pelas pressões estáticas reais, enquanto, no denominador, as pressões referem-se àquelas para condições ideais, sem perdas. Logo, por definição,

$$p_1^+ + \frac{\rho V_1^2}{2} = p_2^+ + \frac{\rho V_2^2}{2} \quad (4.3.13)$$

Para fluido incompressível temos $V_1 A_1 = V_2 A_2$, ou, $V_2 = V_1/\beta$ ($\beta = A_2/A_1$)

$$\therefore p_2^+ - p_1^+ = \frac{\rho V_1^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) \quad (4.3.14)$$

Levando em (4.3.12) e combinando com (4.3.2) e (4.3.10), obtém-se

$$\eta_d = \frac{p_2 - p_1}{(1 - 1/\beta^2)\rho V_1^2/2} = 1 - \frac{K_d}{1 - 1/\beta^2} \quad (4.3.15)$$

A Tabela 4.3.1 mostra a eficiência em função do ângulo de abertura, θ , do difusor. Os resultados, obtidos de (4.3.15) com K_d definido em (4.3.10), indicam que para ângulos de expansão pequenos ($4^\circ < \theta < 7^\circ$) a eficiência do difusor é máxima, em torno de 90%.

Coefficiente de Perda e Eficiência do Difusor

As equações (4.3.1) e (4.3.2) definem o coeficiente de perda do difusor, K_d . De (4.3.15)

$$K_d = (1 - \eta_d) \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) \quad (4.3.16)$$

Em resumo, a pressão na seção à jusante do difusor é calculada pela expressão, (4.3.2) ou (4.3.15)

$$p_2 = p_1 + \left(1 - \frac{1}{\beta^2} - K_d\right) \rho V_1^2/2 = p_1 + \eta_d \rho V_1^2/2 \quad (4.3.17)$$

A Tabela 4.3.1 reproduz valores para os coeficientes de perda K_d e de eficiência η_d para diversos valores de $\beta = A_2/A_1$ e $4^\circ < \theta < 20^\circ$. O coeficiente de atrito utilizado foi $f = 0,020$. Para os três valores de β os coeficientes de perda estão também mostrados na Fig. 4.3.2a.

Tabela 4.3.1 Coeficiente de perda localizada e eficiências de difusor ($f= 0,02$).

β	θ	K_d	η_d
2,0	4,0	0,071	0,91
	6,0	0,062	0,92
	8,0	0,062	0,92
	10,0	0,065	0,91
	20,0	0,096	0,87
4,0	4,0	0,106	0,89
	6,0	0,104	0,89
	8,0	0,112	0,88
	10,0	0,125	0,87
	20,0	0,206	0,78
9,0	4,0	0,126	0,87
	6,0	0,130	0,87
	8,0	0,145	0,85
	10,0	0,166	0,83
	20,0	0,284	0,71

4.4 Contração Súbita

Uma contração súbita, ou redutor, Fig. 4.4.1, produz uma perda de energia menor do que uma expansão súbita com a mesma razão de áreas. Neste caso as perdas são devido ao atrito da corrente na entrada da seção menor e aos vórtices. Esses têm origem no fato da corrente, sobretudo no caso de líquido, descolar da parede e se contrair, formando uma região denominada *vena contracta*. A região anular que contorna a *vena contracta* é ocupada por fluido em rotação com baixa velocidade de deslocamento axial.

A perda de carga neste caso pode ser definida como

$$h_c = K_c \frac{V_2^2}{2g} \quad (4.4.1)$$

O coeficiente K_c depende do grau de contração, $\beta = A_2/A_1 = (D_2/D_1)^2$, podendo ser estimado pela expressão mostrada na Eq. (4.4.2a) até o valor correspondente a $\beta = 0,58$.

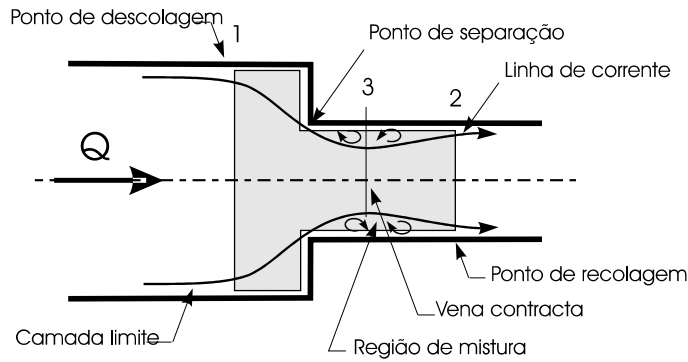


Figura 4.4.1 Contração súbita num duto.

Para valores de β superiores a 0,58 deve-se utilizar a expressão para expansão súbita, (4.2.5). Em resumo,

$$K_c = 0,42(1 - \beta) \quad (0 < \beta < 0,58) \quad (4.4.2)$$

$$K_c = (1 - \beta)^2 \quad (0,58 < \beta < 1)$$

No caso particular em que $\beta \Rightarrow 0$, isto é, na entrada de um duto conectado a um reservatório de grande dimensão, o coeficiente de perda de carga tende a 0,42. Valores experimentais confirmam que este valor está entre 0,40 e 0,50. Essas perdas podem ser consideravelmente reduzidas arredondando-se a borda de entrada.

O escoamento de líquido numa contração gradual, ou cone convergente, é acompanhado de um aumento gradual da velocidade e uma redução na pressão. Portanto, o líquido desloca-se de uma região de pressão mais elevada para uma de menor valor. Diz-se, nesses, casos, que o gradiente de pressão é “favorável”, uma vez que é mais difícil a corrente descolar da parede sólida. Em geral não ocorre formação de vórtices nessas situações e a perda de carga é dominada pelo atrito viscoso, sendo muito menor do que no difusor (divergente) correspondente.

Para um cone convergente, a perda de carga devido ao atrito pode ser calculada da mesma forma daquela utilizada no difusor; ou seja, pela expressão, Eq. (4.3.6),

$$h_{fc} = \frac{f}{8 \operatorname{sen} \frac{\theta}{2}} \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) \frac{V_2^2}{2g} \quad (4.4.3)$$

onde $\beta = A_1/A_2$, é o grau de contração e V_2 a velocidade no duto menor, a jusante.

Para um cone de geratriz reta, vórtices podem ser formados nas regiões de transição entre os dutos e o cone. Para eliminar esses vórtices, assim como as perdas de carga associadas, recomenda-se arredondar progressivamente as partes cilíndricas, ou substituir as partes cônicas por elementos de geratrizes curvilíneas que se ajustem progressivamente às partes cilíndricas dos dutos, conforme mostrado na Fig. 4.4.2. Assim pode-se obter um elevado grau de contração para um comprimento axial relativamente curto, com perdas de carga extremamente reduzidas.

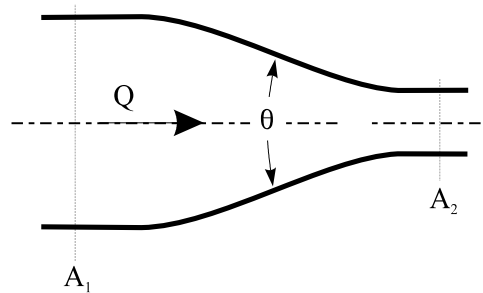


Figura 4.4.2 Cone convergente, ou redutor.

4.5 Curvas e Junções em Dutos

Uma curva brusca ou joelho num duto produz, em geral, perdas de carga importantes, uma vez que no seu interior ocorrem descolamentos de corrente e formação de vórtices. As perdas serão tão mais elevadas quanto maior for o ângulo θ , Fig. 4.5.1.

O coeficiente local de perda de carga num joelho de seção circular aumenta muito rapidamente com o ângulo, atingindo o valor unitário em torno de 90° . Como as perdas de energia que ocorrem nessas curvas são muito elevadas, o seu uso em dutos não é recomendado.

Por outro lado, uma curva gradual, arredondada, como mostrado na Fig. 4.5.2., reduz consideravelmente a importância de zonas de turbulência e, assim, a perda de carga local. A redução na perda será tanto maior quanto maior for o raio de curvatura relativo R/d . Para um raio bastante elevado o turbilhamento desaparece completamente. De qualquer forma, a perda local é sempre superior àquela devida exclusivamente ao atrito viscoso uma vez que incorpora perdas associadas à eventual separação na parede e à rotação do escoamento secundário que surge devido à aceleração centrípeta. O coeficiente de perda K_c , mostrado nas Figs. 4.5.1 e 4.5.2 refere-se à essa perda adicional. A perda por

atrito devido ao comprimento axial da curva deve ser computado separadamente; i.e., o comprimento da curva deve ser adicionado ao comprimento do duto para efeito de cálculo da perda de energia.

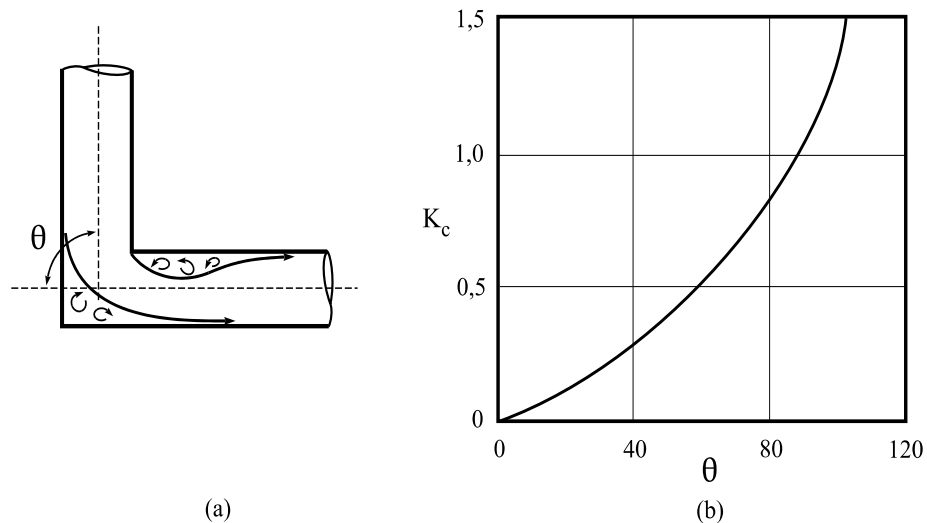


Figura 4.5.1 (a) Curva brusca; (b) Variação de K_c em função do ângulo θ (graus).

Por outro lado, uma curva gradual, arredondada, como mostrado na Fig. 4.5.2, reduz consideravelmente a importância de zonas de turbulência e, assim, a perda de carga local. A redução na perda será tanto maior quanto maior for o raio de curvatura relativo R/d . Para um raio bastante elevado o turbilhamento desaparece completamente. De qualquer forma, a perda local é sempre superior àquela devida exclusivamente ao atrito viscoso, uma vez que incorpora perdas associadas à eventual separação na parede e à rotação do escoamento secundário que surge devido à aceleração centrípeta. O coeficiente de perda K_c , mostrado nas Figs. 4.5.1 e 4.5.2, refere-se a essa perda adicional. A perda por atrito devido ao comprimento axial da curva deve ser computado separadamente; i.e., o comprimento da curva deve ser adicionado ao comprimento do duto para efeito de cálculo da perda de energia.

Quando um líquido se desloca por uma curva forças centrífugas atuam sobre as partículas, sendo a distribuição local de velocidade não-uniforme. A velocidade é máxima no centro da seção transversal, diminuindo à medida que se aproxima da parede sólida. A força centrífuga, sendo proporcional ao quadrado da velocidade, é maior na parte central do que nas proximidades da parede. Além disso, forças de Coriolis surgem nesta região como resultado da rotação angular das partículas que seguem uma trajetória

circular. A combinação dessas forças provoca movimentos secundários em torno dos eixos O_1 e O_2 , conforme mostrado na Fig. 4.5.2. No centro da seção — i.e., no plano passando pela linha de centro da curva —, o líquido desloca-se da região interior para a exterior; ou seja, no sentido do raio interno para o externo; enquanto que ao longo das regiões laterais ele se desloca no sentido oposto. Assim surgem dois vórtices. A combinação das componentes da velocidade na curva produzem duas correntes helicoidais; essas, por sua vez, provocam uma troca de quantidade de movimento transversal e, assim, perda de energia. As curvas na Fig. 4.5.2 indicam que o coeficiente de perda de carga passa por um mínimo em torno de $R/d = 6$ a 7 ; relação próxima do ideal, utilizada em instalações industriais.

O coeficiente de perda para a curva de 90° é então calculado pela expressão

$$K_t = f \frac{L}{d} + K_c = \frac{\pi}{2} \zeta f + K_c \quad (4.5.1)$$

onde o primeiro termo refere-se à perda por atrito viscoso ao longo do comprimento da curva de 90° ($L = \pi R/2$), i.e., entre as seções 1 e 2, e $\zeta = R/d$.

Se o ângulo for diferente de 90° uma aproximação pode ser obtida multiplicando o coeficiente K_t acima pela fração do ângulo relativo a 90° . Por exemplo, para uma curva de 30° $K_{t30} = K_{t90}/3$, para 120° $K_{t120} = 4K_{t90}/3$.

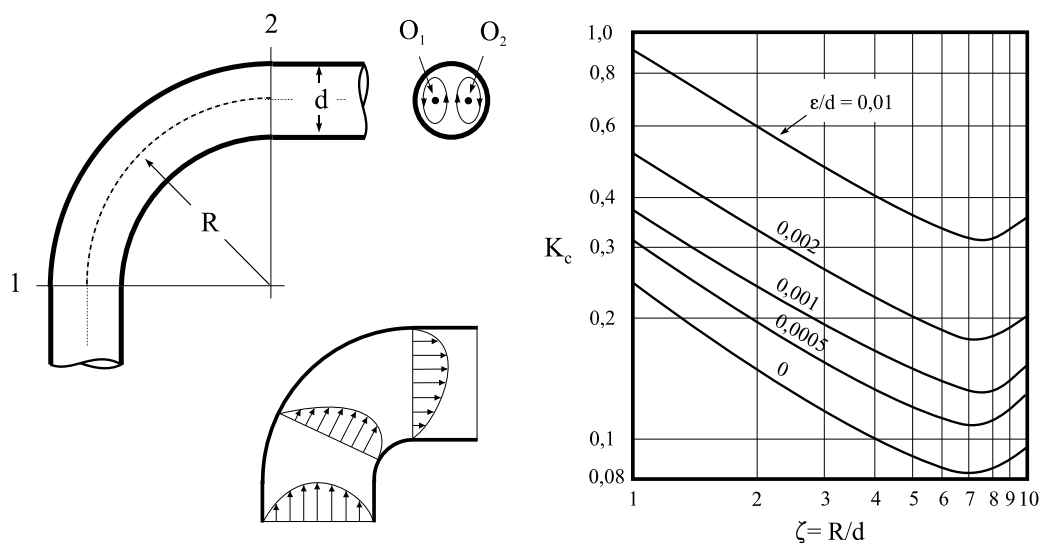


Figura 4.5.2 Coeficiente de perda de carga para curva de 90° .

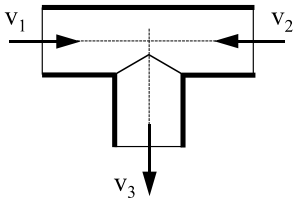
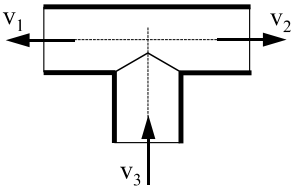
Junções

Perdas em junções têm características diferentes das perdas discutidas anteriormente. Quando dois dutos se encontram, em geral ocorrem quatro tipos de perdas que estão associadas à mistura de correntes turbulentas deslocando-se com velocidades distintas à mudança de direção na passagem de um ramo para outro, à expansão ou contração devido à variação de diâmetros das linhas e ao atrito viscoso.

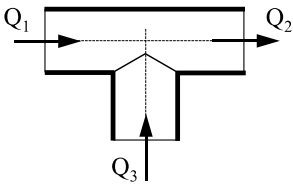
A Tabela 4.5.1 apresenta o procedimento de cálculo da queda de pressão para três situações de junção de dutos na configuração Tê de 90°. Os diâmetros dos dutos são iguais nos três casos, exceto na terceira situação onde o duto-3, transportando fluido de chegada para a linha principal, pode ter diâmetro d_3 diferente do principal ($d_1 = d_2$). Para uma configuração-2, por exemplo, a queda de pressão entre a chegada-3 e a saída-2 (à direita), temos ($v = Q/A$, representa a velocidade média na respectiva seção)

$$p_3 - p_2 = K_{32} \frac{\rho v_2^2}{2} \quad \text{com} \quad K_{32} = 0,85 + 0,60 \frac{v_2}{v_3} \quad (4.5.2)$$

Tabela 4.5.1- Expressões para cálculo de perda de pressão em junções ³.

	$K_{13} = 0,64 + 0,68 \frac{v_1}{v_3}$	$\Delta P_{13} = K_{13} \frac{\rho v_1^2}{2}$
	$K_{31} = 0,85 + 0,60 \frac{v_1}{v_3}$	$\Delta P_{31} = K_{31} \frac{\rho v_1^2}{2}$

³ Vassonyi, A., Pressure Loss in Elbows and Duct Branches, Trans. ASMA, April, 1944, & Idelchik, I.E., Handbook of Hydraulic Resistance, 2nd. Ed. Hemisphere Publishing Corp, 1992. Ambas referências em Bratland, O., Sigle-Phase Flow Assurance, Cap. 4, 2010, www.drbratland.com.

	$K_{12} = 1,55 \alpha - \alpha^2 \quad \alpha = \frac{Q_3}{Q_2} ; \beta = \frac{A_2}{A_3}$ $K_{32} = C_1 [1 + (\beta\alpha)^2 - 2(1+\alpha)^2 - 2,38\beta\alpha^2]$ $C_1 = 0,92(1 - \alpha) \quad (\alpha \leq 0,40)$ $= 0,55 \quad (\alpha > 0,40)$	$\Delta P_{12} = K_{12} \frac{\rho v_1^2}{2}$ $\Delta P_{32} = K_{32} \frac{\rho v_1^2}{2}$
---	--	---

4.6 Entradas e Saídas de Dutos

Conforme mostrado na Fig 4.5.3, perdas em entradas de dutos são fortemente dependentes da geometria enquanto nas saídas não são. Bordas agudas na entrada causam zonas de separação do escoamento e grandes perdas. Um pequeno arredondamento pode reduzir significativamente as perdas, enquanto uma entrada bem arredondada ($R = 0,2d$) produz perda praticamente desprezível, $K = 0,05$. Por outro lado, na saída, o escoamento simplesmente sai do duto e entra no reservatório de grandes dimensões, perdendo toda sua altura de velocidade (energia cinética), devido à dissipação viscosa. Portanto, $K = 1,0$ para todas as saídas, não importando quão arredondadas sejam.

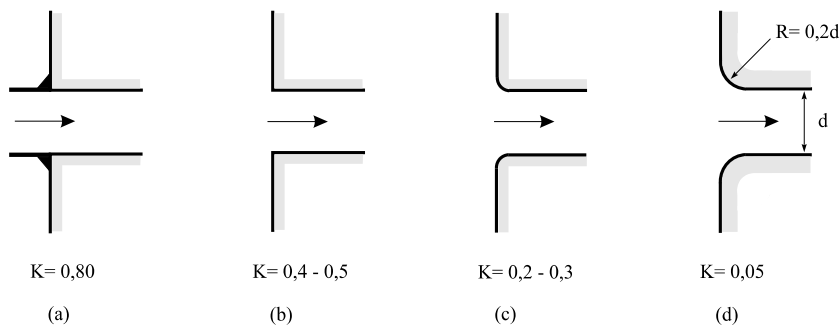


Figura 4.5.3 Coeficientes de perda de carga para entradas diversas.

4.7 Válvulas

Válvulas são utilizadas em larga escala em sistemas de dutos para realizar inúmeras tarefas. Válvulas controlam a vazão, isolam partes da tubulação, garantem o fluxo numa única direção, atuam como ponto de alívio de pressão, medem a vazão etc. Válvulas atuam introduzindo uma restrição local no escoamento. Devido à complexa geometria interna a análise do escoamento por válvulas é difícil de modelar por meios analíticos. Por

esse motivo as equações disponíveis na literatura para válvulas utilizam coeficientes empíricos. Em geral a preocupação básica do engenheiro consiste na obtenção de uma metodologia simples capaz de fornecer resultados rápidos e aceitáveis.

Se o fluido é compressível a complexidade da análise do escoamento pela válvula é significativa, merecendo tratamento cuidadoso para os efeitos termodinâmicos que ocorrem no seu interior. Se o escoamento for multifásico, água e vapor, ou óleo e gás, por exemplo, o processo se torna mais complexo ainda. O propósito deste parágrafo é estabelecer as bases para a determinação das perdas de energia por válvulas convencionais sob a condição de escoamento incompressível. Ou seja, consideraremos somente situações típicas para válvulas instaladas em sistemas transportando líquidos. A Fig. 4.7.1 mostra um esquema para algumas válvulas comuns.

Coeficiente de Descarga de Válvulas

A vazão pela válvula é determinada por uma equação similar àquela adotada para orifícios, Eq. (6.3.5). Ou seja

$$Q = C_v A_v \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho}} \quad (4.7.1)$$

onde C_v é o *coeficiente de descarga da válvula*, A_v a área efetiva para o fluxo no interior da válvula, ρ a massa específica do fluido, p_1 e p_2 as pressões a montante e a jusante da válvula, respectivamente. Observe que C_v é similar ao coeficiente C_{d^*} definido em (6.3.5).

Esta expressão apresenta duas dificuldades. A primeira está relacionada à especificação da área efetiva de fluxo A_v . Considerando a complexidade geométrica da maioria das válvulas não é tarefa simples obter este parâmetro para uma posição genérica da abertura. O segundo problema é o cálculo do coeficiente de descarga C_v . Quando disponível, ele é uma função do parâmetro de abertura ϕ na Fig. 4.7.1 (ângulo de abertura ou posição da haste do êmbolo), ou seja, $C_v = C_v(\phi)$.

Raramente encontramos na literatura dados conclusivos sobre as funções $A_v(\phi)$ e $C_v(\phi)$. No caso da área de fluxo para algumas geometrias mais simples, como sugerido na Fig. 4.7.1, é possível obter uma boa estimativa de $A_v(\phi)$ para $\phi_{\text{fechado}} < \phi < \phi_{\text{aberto}}$. Já o coeficiente $C_v(\phi)$ deve ser obtido a partir de informações experimentais para a válvula específica. Por este motivo define-se também o coeficiente de descarga C_v^* com base na

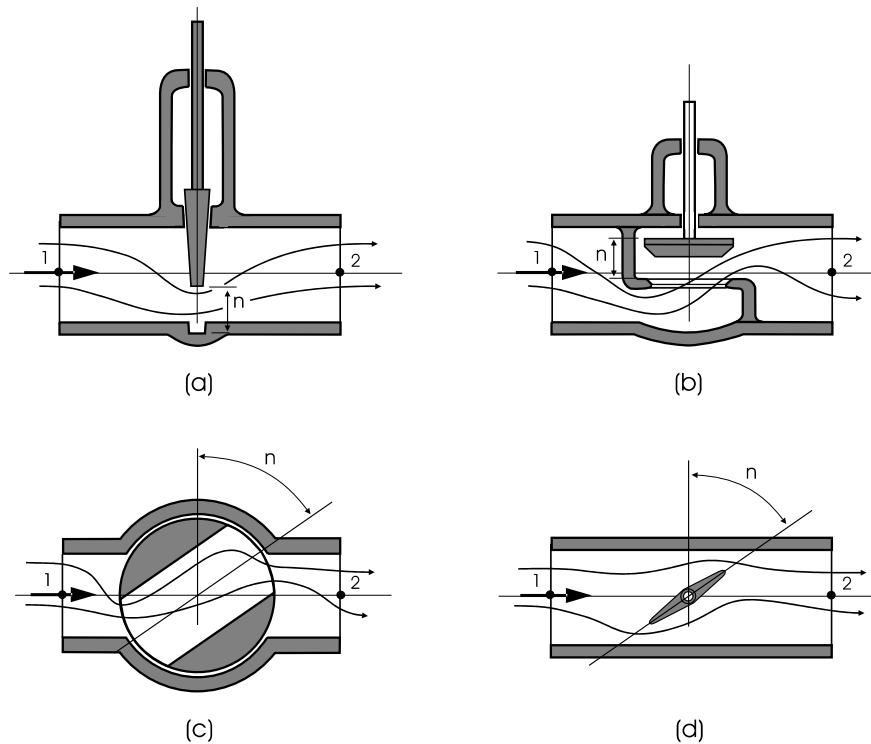


Figura 4.7.1 Esquema de vários tipos de válvulas. (a) válvula gaveta; (b) válvula globo; (c) válvula de esfera; (d) válvula borboleta.

área do duto A_t e não na área efetiva, i.e. $C_v^* A_t = C_v A_v$, logo

$$Q = C_v^* A_t \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho}} \quad (4.7.2)$$

A Fig. 4.7.2 mostra os coeficientes de descarga C_v^* para algumas válvulas em função da abertura.

Coeficiente de Perda de Carga de Válvulas

O coeficiente de perda de carga K_v , conforme definido em (4.1.1), pode ser facilmente obtido a partir da comparação de (4.1.1) e (4.7.1). Dividindo (4.7.1) pela área do duto A_t ($V = Q/A_t$), e comparando as duas equações obtém-se

$$K_v = \frac{1}{(C_v A_v / A_t)^2} = \frac{1}{C_v^{*2}} \quad (4.7.3)$$

onde

$$p_1 - p_2 = K_v \frac{\rho V^2}{2} \quad (4.7.4)$$

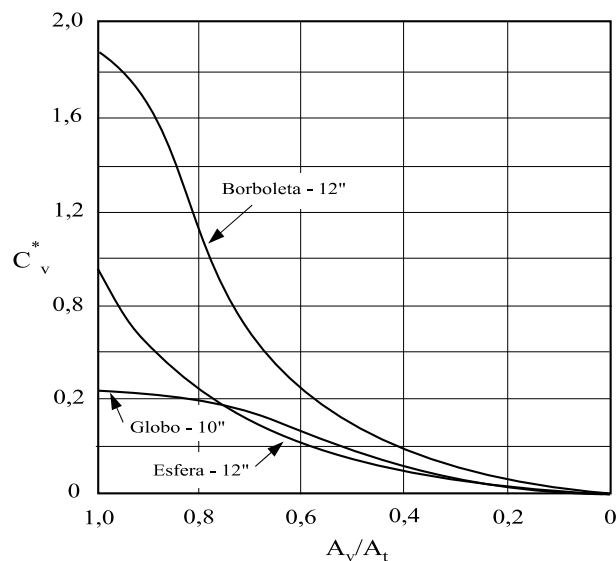


Figura 4.7.2 Coeficientes de descarga para válvulas definido na equação (4.7.2). Para válvula aberta $A_v/A_t = 1$ (Ref. Wylie e Streeter ⁴).

Escoamento Crítico e Cavitação em Válvulas

Vimos no §1.4.8 que para determinadas situações de escoamento de líquido é possível que pressões muito baixas ocorram, podendo atingir valores iguais à pressão de vapor. Quando isso acontece o líquido *flashes*, sendo o fenômeno denominado *cavitação*. Frequentemente o desenvolvimento rápido da cavidade de vapor é acompanhado de seu deslocamento para uma região de pressão superior à pressão de saturação onde a cavidade colapsa num processo denominado *implosão*. Se a cavidade, ou bolha, estiver próxima da superfície sólida, a força da implosão contra o corpo pode provocar fadiga e desgaste sério do material.

No caso particular de válvulas, além dos danos físicos, a cavitação pode reduzir a eficiência hidrodinâmica. Ou seja a cavitação tende a reduzir o fluxo pela válvula, modificando o valor do coeficiente de descarga C_v .

Para condições operacionais normais o coeficiente de descarga C_v tende a um valor

⁴ Fluid Transients in Systems, Wylie, B.E., Streeter, V.L., Prentice Hall, Inc., 1993.

aproximadamente constante para dada abertura. Ou seja, se o diferencial de pressão crescer, a vazão aumentará proporcionalmente. Entretanto, a prática mostra que existirá um ponto quando um aumento na queda de pressão não provocará mudança na vazão. Este estado é conhecido como *condição crítica*, ou de *afogamento*, do escoamento

Conforme esquematizado na Fig. 4.7.3, mantida a pressão a montante p_1 constante, a vazão Q é proporcional à raiz quadrada da queda de pressão, à seção de escoamento e ao coeficiente de descarga C_v . Se reduzirmos progressivamente a pressão p_2 a jusante, observamos que, quando esta aproxima-se da pressão de vapor (ponto A), a válvula começa a afogar e a curva de vazão tende a se desviar da relação linear. A vazão atingirá um valor máximo devido à cavitação no líquido. Dependendo da geometria da válvula, a cavitação acontecerá em regiões distintas, podendo ser mais suave em certas situações e mais violenta noutras. Como veremos nos Capítulos 7 e 8, situações de afogamento também ocorrem no escoamento de gases; neste caso, resultantes da velocidade limite (sônica) que acontece na área mínima do escoamento nas vizinhanças da válvula.

A Fig. 4.7.3 mostra que o ponto-A corresponde ao início da cavitação, tornando-se mais grave à medida que a pressão p_2 decresce. Em situações usuais, a condição de pressão mínima acontece numa região denominada *vena contracta*, cf. §6.3, localizada a uma distância de poucos diâmetros da sede da válvula. Em seguida ocorre a recuperação de pressão, interrompendo o processo de cavitação.

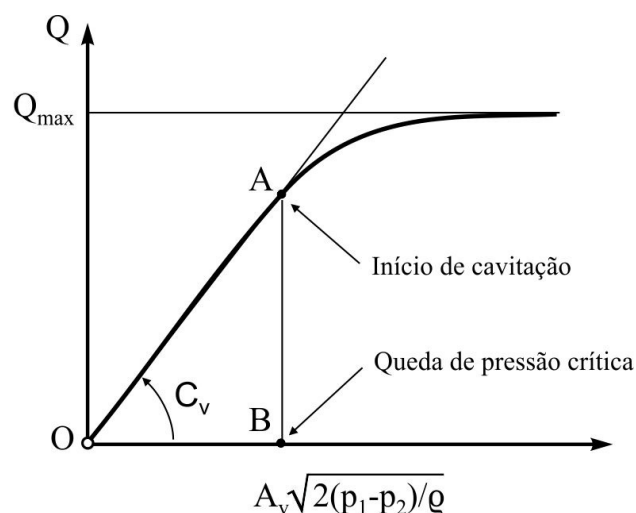


Figura 4.7.3 Vazão máxima devido à condição de afogamento do escoamento.

Embora normalmente a cavitação esteja restrita à uma região próxima da válvula, podem ocorrer situações em que a pressão não supera a pressão de saturação e bolhas de

vapor permanecem no fluido, provocando um escoamento bifásico de líquido e vapor, num processo conhecido como *flashing*. Problemas típicos de *flashing* em válvulas estão associados a velocidades elevadas e erosão severa.

Ruído e Vibração em Válvulas⁵

Ruído e vibração são problemas comuns em válvulas. Ruídos podem ser criados por diferentes fontes, sendo freqüentemente provocados pela turbulência gerada pela geometria da válvula, irradiada para a seção a jusante no duto. A turbulência pode provocar vibração do corpo da válvula, ou de seus componentes, como haste, sede, disco ou outros elementos constitutivos. No caso de líquidos, o ruído pode ser produzido por cavitação, *flashing*, ou altas velocidades na região da *vena contracta*. De modo geral o ruído provocado pelo escoamento de líquidos pode ser tolerado, embora, sob condições severas de cavitação, níveis extremamente elevados podem ocorrer, requerendo modificações do processo ou a instalação de equipamentos anticavitação na válvula. Por outro lado, ruídos provocados pelo escoamento de gases tendem a ser extremamente incômodos, ou mesmo prejudiciais à saúde, podendo atingir níveis de 100 a 150 dB nas freqüências de 1 a 8 kHz, faixa mais sensível ao ouvido humano.

Philips, (ref. 3 acima), sugere as seguintes ações para redução de ruído em válvulas: i) modificação do sistema; incluindo a pressão montante ou jusante; ii) modificação da abertura; pequenas variações no fluxo podem afetar a formação de ondas de choque em algum ponto no interior da válvula; iii) para certos modelos, como a válvula globo, substituição do anel sede por outro, com bordas mais arredondadas, eliminando a formação de vórtices ou de ondas de choque; iv) instalação de atenuador de cavitação (espécie de abafador, similar a silencioso de automóvel) no corpo da válvula, ou na linha, imediatamente a jusante; v) realocização da válvula; aproximando-a de elementos que introduzam maiores perdas de carga a jusante (como joelhos) ou, se for o caso, instalando-a mais próximo de elemento estrutural mais rígido.

4.8 Comprimento Equivalente

Por conveniência, perdas localizadas podem ser expressas em termos de um comprimento equivalente L_{eq} do duto que apresente a mesma perda de energia. Para tanto, escrevemos para a perda de energia

⁵ Philip, L.S., Valve Handbook, McGraw-Hill Co., 2a. Ed., 2004.

$$f \frac{L_{eq}}{D} \frac{V^2}{2g} = K \frac{V^2}{2g} \quad (4.8.1)$$

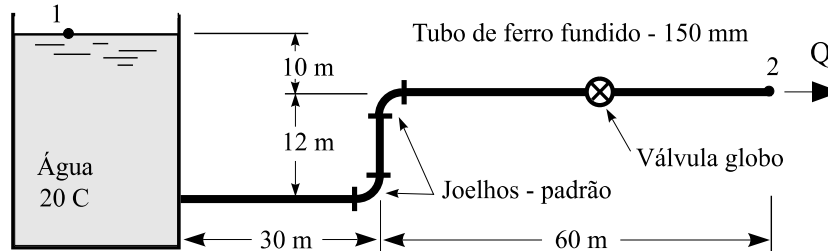
onde K refere-se a uma perda local, ou à soma de várias perdas combinadas na tubulação. Resolvendo para L_{eq}

$$\frac{L_{eq}}{D} = \frac{K}{f} \quad (4.8.2)$$

Por exemplo, para um duto com fator de atrito médio $f= 0,015$ e coeficiente de perda localizada (ou a soma das perdas) $K= 12$, então $L_{eq}/D= 12/0,015= 800$; ou seja, $L_{eq}= 800$ diâmetros. Ou seja, este “comprimento adicional” provocaria uma perda de energia equivalente à perda localizada. Observe que mantidos K e f constantes, o comprimento equivalente é também constante; independe da vazão, por exemplo.

EXERCÍCIOS

Exemplo 4.1 Determinar a vazão de água para o sistema mostrado na figura abaixo.



Solução: Para a água temos, Tabela 1.4.1, $\nu = 1,0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Da Fig.3.2.5 e tubo de ferro fundido de 6" (150 mm) encontramos $\epsilon/d = 0,0018$. Com este valor e admitindo que o escoamento seja totalmente turbulento (alto número de Reynolds), do diagrama de Moody, encontramos $f \approx 0,022$. Aplicando a equação de energia (sem termos devido ao trabalho e perda de calor) entre os pontos 1 e 2

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + h_t$$

Ora, temos um duto com um único diâmetro; assim, da Eq. (4.1.4), obtém-se para a perda global de energia entre os dois pontos escolhidos

$$h_t = \left(\frac{fL}{D} + \sum K \right) \frac{V_2^2}{2g}$$

Combinando essas duas equações e tendo em vista a condição $p_1 = p_2 = V_1 = 0$

$$z_1 = \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \left(\frac{fL}{D} + \sum K \right) \frac{V_2^2}{2g}$$

Resolvendo para V_2

$$V_2^2 = \frac{2g(z_1 - z_2)}{1 + \frac{fL}{D} + \sum K} = \frac{2 \times 9,81 \times 10}{1 + \frac{0,022 \times 102}{0,15} + (0,5 + 2 \times 0,9 + 10)} = 6,94$$

Logo, $V_2 = 2,63 \text{ m/s}$. Com este valor verificamos se a estimativa para f foi razoável. O número de Reynolds é, $Re = VD/\nu = 2,63 \times 0,15 / 1,0 \times 10^{-6} = 394500$. Com este valor e a rugosidade relativa constatamos [Moody] que $f \approx 0,022$ é o valor correto. Assim, a vazão é $Q = V_2 \times A = 46,4 \text{ l/s}$. Os valores 0,5, 0,9 e 10, utilizados na expansão das perdas localizadas, referem-se às perdas na entrada do duto, nos joelhos e na válvula globo, respectivamente.

Exemplo 4.2. A figura mostra esquematicamente um poço de perfuração de petróleo com 1200m de extensão. Óleo diesel ($\rho = 835 \text{ kg/m}^3$; $\mu = 1,40 \text{ cp}$) é bombeado por um tubo central, retornando pela seção anular até a superfície, onde a pressão P_D é igual à atmosférica. A coluna de perfuração tem diâmetros interno e externo de 3" e 3½", respectivamente, enquanto o diâmetro interno do poço é de 6". O fluido de perfuração passa por 6 orifícios de 9/16" na broca, cujos coeficientes de perda (de cada orifício) é estimado como $C_d = 0,65$. Para uma vazão de $1250 \text{ m}^3/\text{d}$ determine: a) a pressão de entrada P_A (Pa); b) a potência hidráulica de bombeio para uma bomba com rendimento hidráulico de 0,83.

Solução: Cálculos preliminares:

- 1) Vazão $Q = 1250/24 \times 3600 = 0,01447 \text{ m}^3/\text{s}$
- 2) O quadro abaixo resume as principais variáveis na seção de injeção, no anular e na broca.

Seção	D_{hidr} (m)	Área (m^2)	V (m/s)	Re	f
Injeção	0,076	0,0046	3,173	150000	0,02
Anular	0,064	0,01203	1,202	47350	0,02
Broca	0,014	0,001	15,04	-	-

a) O cálculo do fator de atrito, f , foi baseado numa rugosidade relativa $\epsilon/D_h = 0,0005$ (tubo forjado) e obtido pela expressão de Swamee-Jain, Eq. (3.2.32). A equação que relaciona a vazão com a diferença de pressão pelo orifício é, cf. (4.7.1),

$$Q_o = C_v A_o \sqrt{\frac{2\Delta p_o}{\rho}} \quad (1)$$

Portanto, a perda localizada na broca, Δp_o , é

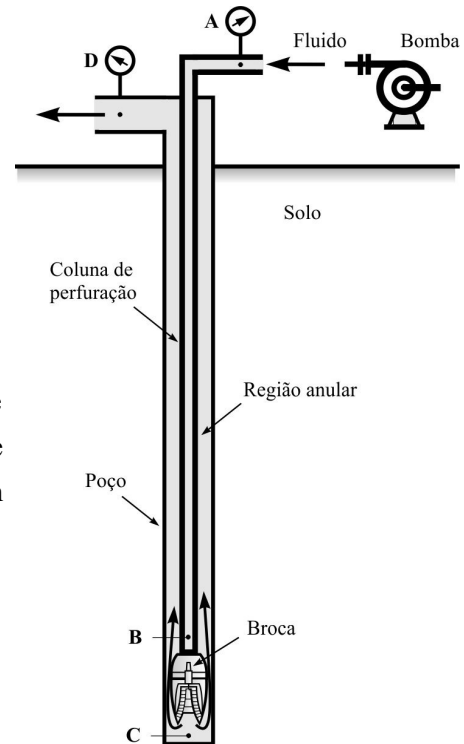
$$\Delta p_o = \frac{\rho Q_o^2}{2A_o^2 C_v^2} = \frac{8\rho Q^2}{\pi^2 D_o^4 N^2 C_v^2} \quad (2)$$

Onde N e D_o representam o número e o diâmetro dos orifícios, respectivamente ($Q_o = Q/N$). Aplicando a equação de energia entre os pontos A e D, admitindo $z_A = z_D$, ignorando os termos devido à energia cinética (são pequenos) e, considerando um coeficiente de perda local para o retorno do fluido em torno da broca K_b

$$P_A = P_D + \frac{8\rho Q^2}{\pi^2 D_c^4} \left[f_c \frac{L_c}{D_c} + f_p \frac{L_p}{D_p} \left(\frac{D_c}{D_p} \right)^4 + \frac{1}{N^2 C_v^2} \left(\frac{D_c}{D_o} \right)^4 + K_b \right] \quad (3)$$

Os índices c , p e o referem-se à coluna de perfuração, anular e orifício da broca, respectivamente.

Admitindo $p_D = 0$ (descarga para a atmosfera) e $K_b = 10$ obtém-se para a pressão em A



$$p_A = \frac{8 \times 835 \times 0,01447^2}{\pi^2 \times 0,0762^4} [315,0 + 745,7 + 57,7 + 10] = 4,74 \text{ MPa} \quad (47,4 \text{ bar}) \quad (4)$$

b) A potência de bombeamento é calculada pela equação [cf. (2.4.24)]

$$N = \dot{W}_s = \frac{1}{\eta} \rho g h_s Q = \frac{1}{\eta} Q \Delta p = \frac{1}{0,83} \times 0,01447 \times 4,74 \times 10^6 = 83 \text{ kW} \quad (5)$$

Observe que os termos entre colchetes na Eq. (4) refletem as contribuições de perdas de carga (energia) na coluna de perfuração, no anular, na broca e no retorno, respectivamente. Os percentuais das perdas estão mostrados no quadro a seguir.

Componente	Potência (kW)	%
Injeção	23,2	28,0
Anular	54,8	66,0
Broca	4,2	5,0
Retorno	0,80	1,0
Total	83,0	100,0

Exemplo 4.3. A figura mostra uma linha transportando óleo com as seguintes propriedades: $\rho_o = 866$ kg/m³; $\mu = 10,4$ cp. Os diâmetros dos trechos são $D_a = D_b = \text{NPS } 12$ ($D_i = 304,8$ mm) e $D_c = \text{NPS } 6$ ($D_i = 154,1$ mm). As vazões são $Q_a = 720$ m³/h e $Q_b = 1080$ m³/h. Se a pressão no ponto-a é de 7,0 bar pede-se as pressões nos pontos b e c, junção dos dutos.

Solução: Cálculos preliminares

$$Q_c = Q_b - Q_a = 1080 - 720 = 360 \text{ m}^3/\text{h}$$

Com esses valores temos as velocidades

$$v_i = \frac{Q_i}{A_i} = \frac{4Q_i}{\pi D_i^2}$$

Para os dados do problema

$$v_a = 2,741 \text{ m/s} \quad ; \quad v_b = 4,111 \text{ m/s} \quad ; \quad v_c = 5,362 \text{ m/s}$$

Da Tabela 4.5.1 obtém-se para a terceira opção os parâmetros

$$\alpha = \frac{Q_c}{Q_b} = \frac{360}{1080} = 0,333 \quad ; \quad \beta = \frac{A_b}{A_c} = \left[\frac{0,3048}{0,1541} \right]^2 = 3,912 \quad ; \quad C_a = 0,92(1 - 0,333) = 0,6136$$

E assim

$$K_{ab} = 1,55\alpha - \alpha^2 = 0,405$$

$$K_{cb} = C_1 [1 + (\beta\alpha)^2 - 2(1+\alpha)^2 - 2,38\beta\alpha^2] = -1,159$$

$$\frac{1}{2}\rho v_a^2 = 0,5 \times 866 \times 2,741^2 = 3253,2 \text{ Pa}$$

logo

$$p_a = 7,0 \text{ bar}$$

$$p_b = 7 \times 10^5 - 0,405 \times 3253,2 = 6,986 \text{ bar}$$

$$p_c = 6,986 \times 10^5 - 1,159 \times 3253,2 = 6,948 \text{ bar}$$

Observe os seguintes pontos:

a) As quedas de pressão nos dois ramos são relativamente pequenas devido às baixas velocidades nas linhas.

b) A pressão estática em b é superior à pressão estática em c ($6,986 > 6,948$), apesar do fluxo ser na direção de c para b. A aparente inconsistência (fluxo na direção de pressão inferior para maior num plano horizontal), tem a ver com a diferença de energia cinética entre os dois pontos: $\rho(v_c^2 - v_b^2)/2$, onde v_c é inferior v_b neste caso.