Cap.I: I N T R O D U Ç Ã O [1, 2]

1 O que é a mecânica dos fluidos?

A **mecânica** trata dos corpos estacionários ou em movimento sob a ação de forças. O ramo da mecânica que trata dos corpos estacionários é a **estática** e o que diz respeito a corpos em movimento é a **dinâmica**. A subcategoria da mecânica que trata dos fluidos é a a **mecânica dos fluidos**, a qual se subdivide em **estática dos fluidos** e **dinâmica dos fluidos**. Além desta divisão, se o fluido for praticamente incompressível como a água (e gases a baixa velocidade), usamos a **hidrodinâmica**. Por outro lado, se a densidade do fluido muda de maneira significativa, usamos a **dinâmica dos gases**.

2 O que é um fluido?

Na física, um corpo pode existir em três estados: sólido, líquido ou gasoso. Uma substância no estado líquido ou gasoso é um fluido.

2.1 *Fluidos vs. sólidos*

A propriedade característica dos fluidos, é a *facilidade de sua deformação*. Ao contrário dos sólidos, os fluidos não possuem uma forma própria. A facilidade de deformação dos fluidos dá origem a movimentos relativos de suas diferentes partes e o objetivo da Mecânica dos Fluidos é estudar esses movimentos.

A diferença entre fluidos e sólido pode ser ilustrada assim. Uma substância é colocada entre duas placas paralelas. A placa inferior é fixa e uma força é aplicada á placa superior como na figura 1. Se a substância for um fluido originalmente em a, b, c, d, ele escoa para novas posições como $ab'c'd$ na fig.1 e não volta mais à posição original quando a força para de agir.

(Experimentalmente a velocidade do fluido em contato com uma placa é a desta placa.) Um sólido não tem este comportamente. Se uma substância como borracha for colocada entre as placas, ela se deforma até um certo ângulo podendo voltar a sua forma inicial quando a força para de agir.

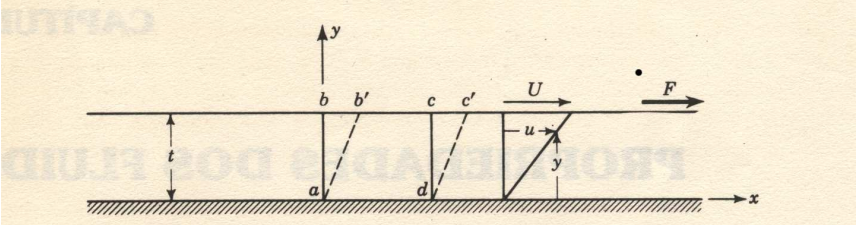


Figura 1.1 Deformação resultante da aplicação de força de cisalhamento constante.

Fig.1: comportamento de um fluido entre placas [3].

2.2 *Fluidos: gas vs. líquido*

A distinção entre gases e líquidos é, sob ponto de vista da dinâmica, menos fundamental que a entre fluidos e sólidos. Assim, embora em geral os gases tenham densidades muito menores que os líquidos, ambos possuem os mesmos tipos de movimentos, sendo a diferença apenas quantitativa e quanto à força exigida para produzir a mesma aceleração. A diferença mais importante entre as propriedades mecânicas de líquidos e gases está na sua *compressibilidade*: enquanto que os gases podem mudar de volume com facilidade, os líquidos possuem volume praticamente constante. Uma certa quantidade de líquido ocupa um volume fixo, independentemente do tamanho do recipiente, e forma uma superfície livre se o volume do recipiente for maior do que o volume do líquido. Um gás ocupa todo o volume do recipiente (cf. fig. 2)

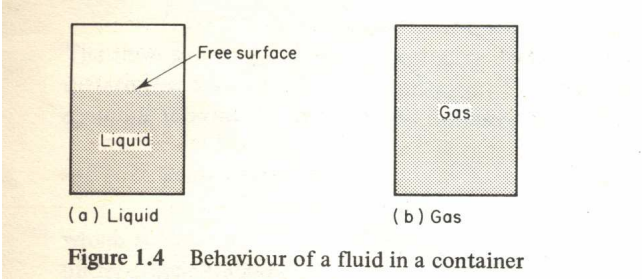


Fig.2: diferença enre líquido e gas [4].

Observação: no estudo dos fluidos, freqüentemente podemos desprezar a variação de seu volume, isto é, é útil introduzir o conceito de **fluido incompressível, para o qual a densidade de massa** $\rho = const$. Pelo que foi mencionado acima, de modo geral os líquidos seriam incompressíveis, ao passo que os gases seriam compressíveis. Entretanto, é bom não considerar os termos "fluido compressível" e "fluido incompressível" como sendo sinônimos de gases e líquidos. Como veremos mais adiante (e também de acôrdo com o bom senso), se a velocidade do fluido é baixa, mesmo um gás pode ser considerado incompressível. E vice-versa, em certas circunstâncias (como no estudo da propagação do som), mesmo líquido deve ser considerado compressível. Portanto, a compressibilidade e a incompressibilidade correspondem muito mais a diferentes tratamentos teóricos dados a um mesmo fluido, correspondentes por sua vez a diferentes fenômenos, e menos a diferentes estados ou a diferentes espécies de fluidos.

2.3 *Discussão microcópica [5]*

As características mencionadas acima de sólidos, líquidos e gases estão intimamente ligadas com a sua estrutura molecular e a natureza da *interação entre as moléculas*. A pequenas distâncias ($d \sim 1$ Å), a interação entre as moléculas é repulsiva (geralmente) [2]. A distância grande, aparece uma força atrativa (geralmente) [2]. Na região de transição, existe um mínimo de

energia potencial a uma distância $d_0 \sim 3-4$ Å. Nessa posição, uma molécula estaria em equilíbrio em relação a uma outra. Num gás em condições "normais" de pressão e temperatura, a distância intermolecular média é muito maior do que d_0 (da ordem de $10d_0$) e a interação entre as diferentes moléculas é praticamente desprezível. Esta *grande separação intermolecular dá origem à grande compressibilidade*. Na maioria dos casos de interesse, podemos **desprezar completamente a interação mútua e também tratar cada molécula como puntiforme – temos então um gás perfeito ou ideal**. A medida que diminui a distância intermolecular (aumentando a densidade), a atração se torna importante, passando-se finalmente à fase líquida ou sólida. Nessa fase a distância intermolecular é da ordem de d_0 e, *devido à forte repulsão a pequenas distâncias, a densidade permanece praticamente constante*. O comportamento de uma molécula é obtido considerando a ação das moléculas a seu redor. Num líquido, as moléculas tem certa liberdade de movimento. Num sólido, a distância intermolecular é também da ordem de d_0, mas a ligação entre as moléculas é praticamente permanente, podendo dar origem a uma estrutura periódica. Para saber precisamente qual é a força à pequena distância, precisa fazer um cálculo quântico.

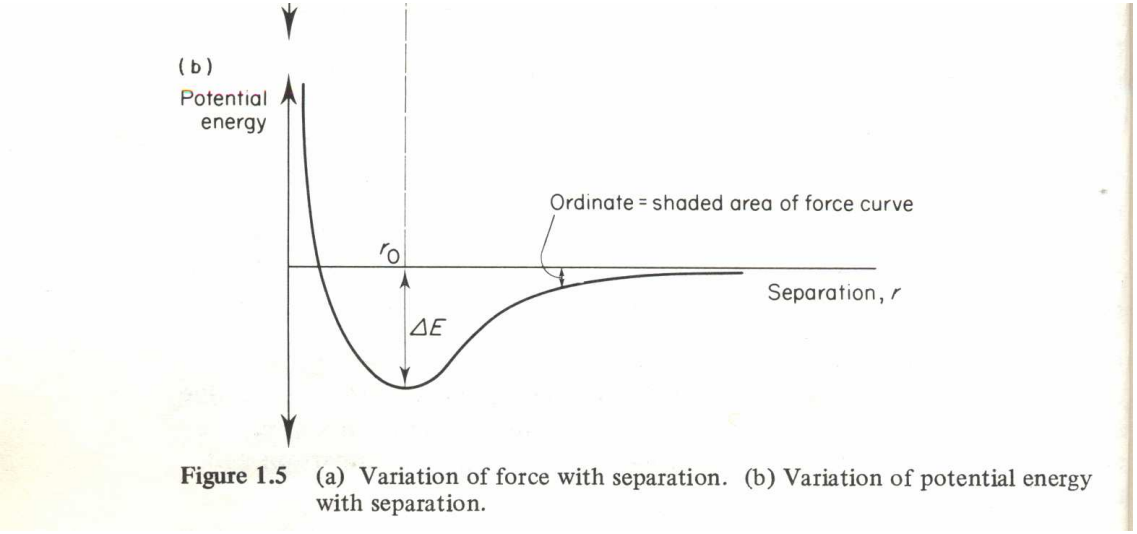


Figure 1.5 (a) Variation of force with separation. (b) Variation of potential energy with separation.

Fig. 3: variação da energia potencial [4, 5].

3 Hipótese da continuidade:

Sabemos que toda substância, em qualquer dos três estados (sólido, líquido ou gasoso), é constituída de moléculas e átomos, apresentando uma estrutura descontínua. Entretanto, a Mecânica dos Fluidos trata dos fenômenos macroscópicos, ou seja, tomando-se por exemplo um pequeno volume ΔV dentro do fluido, as várias quantidades macroscôpicas como temperatura ou velocidade do fluido são calculadas como média sobre as partículas no pequeno volume. ΔV tem que ser pequeno o suficiente para que estas quantidades macroscôpicas sejam de fato constantes nele e ele possa ser considerado como pontual. Mas para que as médias tenham sentido, ΔV tem que conter um número grande de partículas.

Quando podemos escolher volumes ΔV assim, podemos considerar o fluido em estudo como um *meio contínuo*, desprezando a sua estrutura microscópica.

Exemplo: Consideremos como ilustração, $1\mu m^3$ de ar a condições normais ($p = 1$ atm e $T = 273^o$). Usando o fato que um mol de ar ocupa 22,4 l, o número de moléculas contidas em $1\mu m^3$ é

$$\frac{6 \times \ 10^{23}}{22.4 \times \ 10^{15}} \simeq \ 2.7 \times \ 10^7,$$

que é um número bastante grande. Por exemplo, no estudo do movimento do ar contido num frasco, esse volume (cubo de $1\mu m$ de aresta) pode ser considerado infinitesimal, contendo ainda um número grande de moléculas. Portanto, o tratamento desse fluido (ar) como um meio contínuo está justificado.

Para que a "hipótese da continuidade" do meio possa ser considerada válida, as partículas tem que interagir "bastante".Se elas ignorassem uma a outra, a noção de temperatura em ΔV não teria sentido. Precisamente, queremos que as dimensões características do meio sejam muito maiores do que o caminho livre médio das partículas.

4 Forças que agem sobre um fluido:

Consideremos um elemento de um fluido ΔV delimitado por uma superfície S. ΔV está no meio do fluido e em contacto com os elementos vizinhos através da superfície S. Podemos considerar essencialmente dois tipos de forças que atuam sôbre ΔV:

4.1 *Forças Volumétricas:*

Podem existir interações de longo alcance, como a *gravitacional* e a *eletromagnética*, que são devidas ou a corpos externos ao fluido ou a outros elementos do fluido (não necessariamente vizinhos). Se tomarmos ΔV suficientemente pequeno, podemos considerar os efeitos destas interações como uniformes sobre todo o volume ΔV. Elas são, portanto, proporcionais a ΔV (e a

densidade ρ). Por esta razão são chamadas de forças volumétricas. Devemos também classificar como volumétricas as forças fictícias tais como a *centrífuga* (que parece atuar em um elemento de massa quando seu movimento é estudado num referencial acelerado).

4.2 *Forças Superficiais:*

Além das forças volumétricas, o elemento ΔV é sujeito a forças de curto alcance devidas a moléculas vizinhas e, portanto, proporcionais à área da superfície de separação S.

Consideremos o fluido em repouso. Então, sobre uma superfície infinitesimal ΔS desse volume atua uma força normal a ΔS (porque o fluido está em repouso) tal (cf. fig. 4) que

$$\Delta f = p\Delta S.$$

O fator de proporcionalidade p é chamado de **pressão** e é constante sobre S se ΔV for suficientemente pequeno.

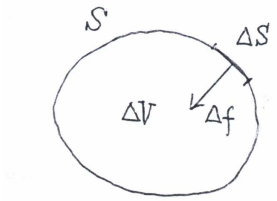


Fig. 4: pressão [1].

Se o fluido considerado está em movimento, a força exercida sobre ΔS não é necessariamente normal à superfície. Pode existir um atrito interno entre as diferentes partes do fluido (e também entre o fluido e o recipiente). Esta propriedade do fluido

de provocar o atrito é chamado de *viscosidade* e é ilustrado nas fig. 1 e 5: devido à viscosidade, o fluido em contato com a placa de cima passa a se deslocar com a velocidade desta e o fluido em contato com o balde passa a se deslocar com a velocidade (de rotação) deste. Sem viscosidade, isto não aconteceria. Assim, a força Δf sobre ΔS num fluido em movimento e sem viscosidade também é normal a ΔS e satisfaz $\Delta f = p\Delta S$.

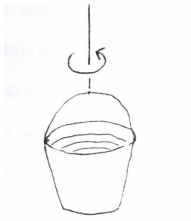


Fig.5: um balde cheio d'água em movimento de rotação acaba provocando o movimento da própria água[1].

5 Fluido Perfeito:

Uma teoria realística dos fluidos deve naturalmente considerar a viscosidade mas o tratamento matemático é complexo. Costumamos então introduzir o conceito de **fluido perfeito, desprovido de viscosidade**, o que permite um tratamento muito mais simples. No inicío deste curso, estudaremos fluidos perfeitos e mais adiante fluidos viscosos.

Sob ponto de vista prático, muitos fluidos familiares a nossa vida quotidiana como o ar e a água tem pequena viscosidade e em muitos casos eles podem ser aproximados por fluidos perfeitos, de modo que a teoria do fluido perfeito dá bons resultados.

6 Alguns Resultados da Termodinâmica Clássica:

6.1 *Equação de estado*

No nosso estudo do fluido, não vamos considerar todos os graus de liberdade dos seus constituintes, mas fazer uma descrição macroscópica empregando variáveis termodinâmicas apropriadas. Assim, antes de iniciarmos o estudo da dinâmica do fluido, convém fazer um resumo da Termodinâmica.

A maioria dos resultados da Termodinâmica Clássica diz respeito a estados de equilíbrio de matéria uniforme, isto é, estados em que todas as grandezas mecânicas, físicas e térmicas locais são independentes de $\vec{r}$ e t. Assim, no estudo de fluidos, os seus resultados seriam aplicáveis somente quando eles estão em equilíbrio, quando as suas propriedades são uniformes.

Entretanto, na Mecânica dos Fluidos, estamos quase sempre interessados em fluidos em movimento, não uniformes e cujas propriedades variam tanto no espaço como no tempo. Embora pouco se conheça sobre a termodinâmica de estados não em equilíbrio, observa-se na prática que os resultados para estados em equilíbrio valem aproximadamente também para estados não em equilíbrio encontrados no estudo dos fluidos. (Isto é devido ao fato que o tempo para interações é muito pequeno.)

Vamos considerar então um sistema em " equilíbrio", que no nosso caso é um pequeno elemento do fluido que será descrito em termos de p, V e T. No estudo dos fluidos, é conveniente tomar todas as *grandezas extensivas* (que dependem da extensão do objeto – proporcionais à extensão) referidas à unidade de massa do fluido. Assim, V é o volume específico, isto é, $V = 1/\rho$ (onde aquí ρ é a densidade de massa) i.e. o volume por unidade de massa.

As variáveis mencionadas acima (p, V e T) não são independentes, mas satisfazem a uma equação de estado

$$f(p, V, T) = 0 \quad .$$

Esta equação expressa o fato experimental de que apenas duas variáveis termodinâmicas são necessárias para especificar o estado de um sistema em equilíbrio.

Observação: para sistemas mais complexos onde alguma quantidade como carga elétrica é conservada, precisa de mais que duas variáveis termodinâmicas para descrever um estado (uma variavel a mais para cada quantidade conservada).

Ex. 1: Gás perfeito
satisfaz a equação de Clapeyron

$$pV = \frac{N}{m}kT = \frac{R}{m}T \quad , \tag{1.1}$$

onde

$$\begin{cases} p & = & \text{pressão,} \\ V & = & \rho^{-1} = \text{volume específico,} \\ N & = & \text{número de Avogadro} \simeq 6.02 \times 10^{23}\, mol^{-1}, \\ m & = & \text{massa molar,} \\ k & = & \text{constante de Boltzmann} \simeq 1.38 \times 10^{-29} J\, K^{-1}, \\ T & = & \text{temperatura absoluta e} \\ R & = & \text{constante dos gases perfeitos} \simeq 8.3\, J/(mol.K) \end{cases}$$

(Talvez você conheça a equação anterior na forma $p\,V_{tot} = n\,R\,T$ com n número de moles em V_{tot}, $n = M_{tot}/m$.)

Cuidado para não misturar gas perfeito ou ideal (cf. §2.3) e fluido perfeito (cf. §4.2 e 5). O gas perfeito tem equação de estado do tipo, $p\,V_{tot} = n\,R\,T$ e pode ter viscosidade. O fluido perfeito (ou ideal) não tem viscosidade. A aproximação de gas ideal vale para qualquer gas a baixa densidade. Um exemplo de fluido com viscosidade baixa é a água. ela escoa facilmente num tubo. Um exemplo de fluido com viscosidade alta é o mel. Ele "gruda" nas paredes de um tubo.

Ex. 2: Equação de Van der Waals (para gases reais)

$$\left(p + \frac{N^2}{m^2 V^2} a\right)\left(V - \frac{N}{m} b\right) = \frac{R}{m} T. \tag{1.2}$$

Neste caso, existe um volume mínimo b ocupado por uma molécula e $n\,N\,b$ o volume ocupado pelas moléculas, de modo que o volume resultante disponível para seu movimento é $V_{tot} - n\,N\,b$. Existe também forças de atração entre as moléculas que as puxam para perto umas da outras diminuindo o empurrão delas sobre paredes e então a pressão, daí o termo $N^2\,a/(m^2\,V^2)$ (cf. fig. 6).

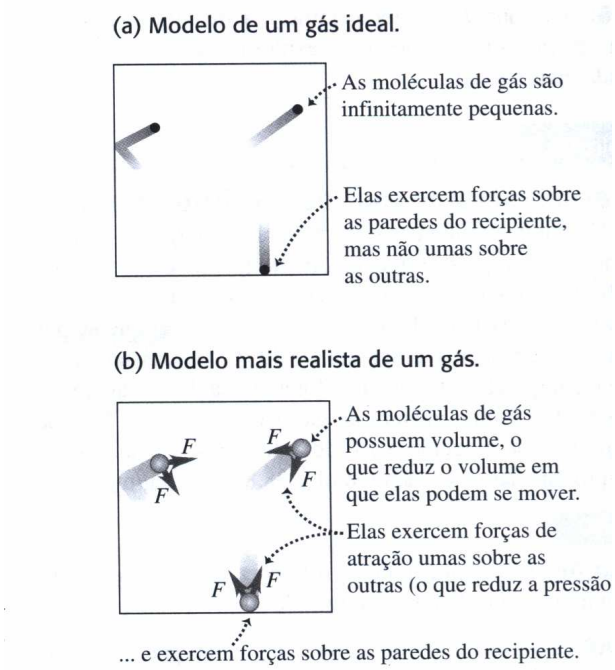


Figura 18.5 Um gás como representado (a) na equação d
e (b) na equação de van der Waals.

Fig.6: Do gas ideal ao gas real: [5].

Pode-se experimentar o efeito de mudar os valores de a e b nesta fórmula no link
www.cpo.com/weblabs/solig2.htm

6.2 *Processos isotérmicos e processos adiabáticos*

Consideremos agora a 1^a *lei da termodinâmica*.
Numa expansão ou compressão (reversível),

$$d\epsilon = \delta Q - pdV \quad , \tag{1.3}$$

onde

$$\begin{cases} d\epsilon & = & \text{mudança da energia interna (específica = por u. de massa),} \\ \delta Q & = & \text{calor fornecido ao sistema (por. u. de massa) e} \\ pdV & = & \text{trabalho mecânico realizado pelo sistema (por u. de massa).} \end{cases}$$

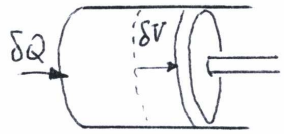


Fig. 7: os termos na 1^a lei da termodinâmica [1].

Esta lei considera o calor como uma forma de energia e *expressa a conservação da energia total* (mecânica e térmica). Na equação (1.3) os termos δQ e $-p\,dV$ são medidas de efeitos externos ao sistema, ao passo que $d\epsilon$ dá a variação de uma característica interna do sistema. Se $\delta Q = 0$, o processo é chamado de **adiabático**.

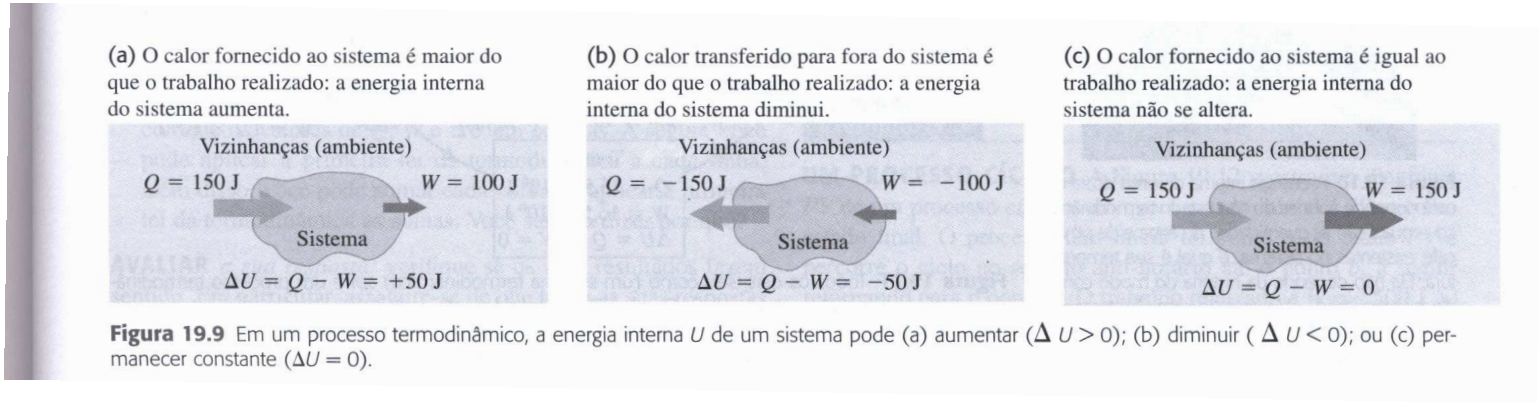


Figura 19.9 Em um processo termodinâmico, a energia interna U de um sistema pode (a) aumentar ($\Delta U > 0$); (b) diminuir ($\Delta U < 0$); ou (c) permanecer constante ($\Delta U = 0$).

Fig. 8: 1^a lei da termodinâmica [5].

Costumamos representar os estados de um gás (ou líquido) por um diagrama $p \times V$. Considerando um gás perfeito, se o comprimirmos mantendo a sua temperatura constante **(processo isotérmico)**, a pressão variará de acordo com a equação de Clapeyron, tomando a forma:

$$p = \frac{\text{const.}}{V} \qquad \text{(lei de Boyle.)}$$

Na figura 9 mostramos esquematicamente por linhas contínuas duas dessas curvas correspondentes a conjuntos de estados ocupados pelo mesmo elemento ΔV do gás a duas temperaturas diferentes. Observe que $T_2 > T_1$ nesse caso.

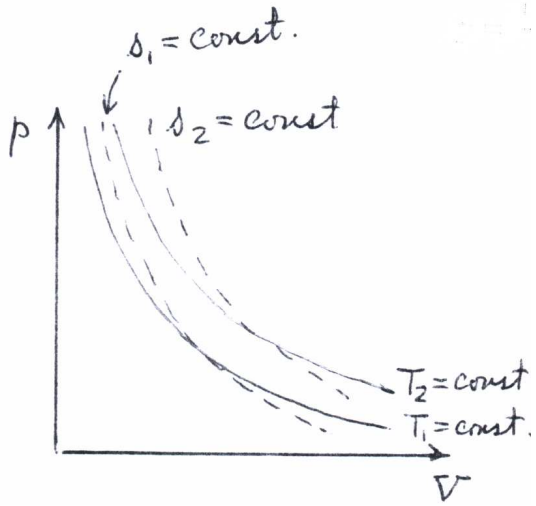


Fig. 9: processos isotérmicos e processos adiabáticos [1].

Podemos também considerar processos adiabáticos (reversíveis) e representá-los por uma outra família de curvas, sobre as quais uma nova grandeza característica do sistema, chamada *entropia*, permanece constante (veja as linhas pontilhadas da figura 9 e o exercício 5). A 2^a *lei da termodinâmica* trata das propriedades desta grandeza. Entretanto, nós vamos fazer uso apenas indireto desta lei. Tudo o que precisamos saber é que a 2^a lei implica na existência dessa nova grandeza extensiva e que, em termos desta, o calor fornecido ao sistema pode ser escrito

$$\delta Q = T\, ds \qquad \text{(processo reversível)} \tag{1.4}$$

onde s é a entropia específica Pela equação acima vemos que num processo adiabático (reversível), a entropia permanece constante.

6.3 Potenciais termodinâmicos

O que é um potencial termodinâmico:

Substituindo (1.4) na expressão da 1.ª lei, temos que,

$$d\epsilon = Tds - pdV \text{(processo reversível)}. \tag{1.5}$$

Nesta expressão, ϵ, T e p são considerados funções de s e V, isto é,

$$T = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial s}\right)_V \quad , \quad p = -\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial V}\right)_s \quad . \tag{1.6}$$

Derivando mais uma vez, obtemos

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial V \partial s} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial s \partial V}$$

ou, substituindo (1.6),

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_V . \tag{1.7}$$

Esta é uma das *equações de Maxwell*.

Na discussão feita no parágrafo anterior, vimos que $\epsilon = \epsilon(s, V)$ e, conhecida ϵ, podemos determinar T e p com (1.6) portanto, T e p também são funções de s e V. Uma função como $\epsilon(s, V)$, expressa em termos de duas variáveis quaisquer e cujo conhecimento permite a determinação de todas as outras (grandezas termodinâmicas - no caso T e p) é chamada de **potencial termodinâmico** (em sentido amplo). As seguintes funções (potenciais termodinâmicos) são comumente introduzidas:

Energia interna $\epsilon(s, V)$

Como vimos

$$d\epsilon = \delta Q - pdV = Tds - pdV \quad , \tag{1.8a}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_V \qquad \text{(equação de Maxwell.)} \tag{1.8b}$$

Para um processo em que o volume permanece fixo, $d\epsilon = \delta Q$, isto é a variação da energia interna é igual ao calor fornecido.

Entalpia $w(s,p)$

$$w(s,p) = \epsilon + pV \quad , \quad \text{(esta é uma } \textit{transformação de Legendre}\text{)} \tag{1.9a}$$

$$dw = d\epsilon + p\,dV + V\,dp = (T\,ds - p\,dV) + p\,dV + V\,dp = T\,ds + V\,dp \quad , \tag{1.9b}$$

$$T = \left(\frac{\partial w}{\partial s}\right)_p \quad , \quad V = \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_s \tag{1.9c}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_p \qquad \text{(equação de Maxwell.)} \tag{1.9d}$$

Para um processo em que a pressão é mantida constante, temos $dw = \delta Q$.

Energia livre (de Helmholtz) $F(T,V)$

$$F(T,V) = \epsilon - Ts \quad , \tag{1.10a}$$

$$dF = d\epsilon - T\,ds - s\,dT = -p\,dV - s\,dT \quad , \tag{1.10b}$$

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T \quad , \quad s = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \tag{1.10c}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial s}{\partial V}\right)_T \qquad \text{(equaçao de Maxwell.)} \tag{1.10d}$$

Para um processo com T fixa, temos $dF = -p\,dV$ (trabalho mecânico realizado pelo exterior sobre o elemento do fluido.

Potencial termodinâmico (em sentido restrito) ou energia livre de Gibbs $\Phi(T,p)$

$$\Phi(T,p) = w - Ts \quad , \tag{1.11a}$$

$$d\Phi = dw - T\,ds - s\,dT = V\,dp - s\,dT \quad , \tag{1.11b}$$

$$V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T \quad , \quad s = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p \tag{1.11c}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \qquad \text{(equação de Maxwell.)} \tag{1.11d}$$

Para Φ, não podemos dar um significado físico intuitivo e imediato (em termos de calor ou trabalho) como nos casos anteriores.

Qualquer um dos potenciais termodinâmicas ϵ, w, F e Φ é função de duas das variáveis p, V, T e s e as duas restantes podem ser calculadas a partir deste potencial escolhido. Também, uma vez escolhido um, os outros potenciais podem ser determinados, pois todas as variáveis p, V, T e s são conhecidas agora. Portanto, *qualquer uma das variáveis* $p, V, T, s, \epsilon, w, F$ *e* Φ *pode ser considerada como função de apenas duas delas.* A relação funcional entre qualquer uma delas com duas outras é chamada de *equação de estado.* Isto generaliza a definição vista na §6.1. Conhecida uma equação de estado (por exemplo $pV = (R/m)T$), podemos obter todas as grandezas termodinâmicas.

Para ver mais em detalhe como passar de um potencial termodinâmico para outro por transformação de Legendre:
mpdc.mae.cornell.edu/Courses/ENGRD221/LECTURES/lec16.pdf

Dicas de revisão

- Equação de gás ideal e de van der Waals §18.1 [5], §11.7 [6].
- Primeira lei da termodinmica §19.4 [5], §8.5 [6].
- Entropia §10.7 [6].
- De modo geral, para termodinâmica um pouco mais avançada, gosto muito da referência [7].
- Uma pequena história da mecânica dos fluidos [8] se encontra no fim desta aula.

Exercícios

1. Na figura 3, mostrar para quais r a força entre as moléculas é atrativa e para quais r ela é repulsiva.
(fácil)

2. Faça uma estimativa da distância entre duas moléculas de água em condições normais de pressão e temperatura. Faça o mesmo para o vapor de água nas mesmas condições também.
(médio)

3. A equação de Clapeyron $pV = (R/m)T$ é uma equação de estado para os gases perfeitos e fornece $p(V, T)$.

a) Expresse a pressão p como função da densidade ρ e da entropia específica s, isto é, obtenha $p = p(\rho, s)$ para os gases perfeitos.
[Dicas: (i) obter $s(T, \rho)$ e extrair $T(s, \rho)$; (ii) para gas ideal $d\epsilon = c_V dT$].

b) Expresse também a energia interna (específica) ϵ em termos de p e ρ; e a entropia s em termos de p e T.
(difícil)

4. Num motor a jato, o ar é comprimido rapidamente a 1/25 do volume original e é em seguida usado para queimar o combustível. Determine a temperatura do ar comprimido (antes de queimar o combustível).
[Dicas: i) pode-se usar $T(s, \rho)$ achado no problema 3; ii) pode-se supor o processo adiabático (porquê?)]
(médio)

5. Mostrar que para um gás ideal, os processos adiabáticos satisfazem $p\,V^\gamma = cste$ com $\gamma = C_P/C_V$. Esboçar $P(V)$.
(médio)

6. Com computador: plotar p(V) para um mol de gas ideal monoatómico durante um processo isotérmico a 273 K e durante um processo adiabático passando pelas condições normais de pressão e temperatura.

References

[1] Y.Hama “Mecânica dos fluidos”, notas de aula.

[2] G.K.Batchelor “An introduction of Fluid Dynamics”, Cambridge University Press, 1967.

[3] V.L.Streeter & E.Benjamin Wylie “Mecânica dos fluidos”, McGraw Hill 1982

[4] J.F.Douglas, J.M.Gasiorek and J.A.Swaffield “Fluid Mechanics” Longman Scientific & Technical, 1985

[5] Sears & Zemansky “Física II” Pearson, 2008

[6] H.M.Nussenzveig “Física Básica” vol. 2, Ed. E.Blücher, 3a ed.

[7] H.B.Callen “Thermodynamics”, Wiley, 1960.

[8] Y.A. Çengel e J.M. Cimbala ”Fluid Mechanics”, McGraw Hill, 2006.

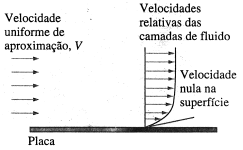


FIGURA 1–9
O fluido movendo-se sobre uma superfície estacionária atinge parada total na superfície devido à condição de não-escorregamento.

fície de um bordo de ataque rombudo de um perfil de asa. A camada que "gruda" sobre a superfície desacelera a camada de fluido adjacente devido às forças viscosas entre as camadas do fluido, que, por sua vez, desacelera a camada seguinte e assim por diante. Portanto, a condição de não-escorregamento é responsável pelo desenvolvimento do perfil da velocidade. A região de escoamento adjacente à parede na qual os efeitos viscosos (e portanto os gradientes de velocidade) são significativos é chamada de **camada limite**. A propriedade do fluido responsável pela condição de não-escorregamento e o desenvolvimento da camada limite é a *viscosidade*, a qual é discutida no Capítulo 2.

A camada de fluido adjacente a uma superfície móvel tem a mesma velocidade que a superfície. Uma das conseqüências da condição de não-escorregamento é que todos os perfis de velocidade devem ter valor nulo, em relação à superfície, nos pontos de contato entre o fluido e a superfície sólida (Figura 1–9). Outra conseqüência da condição de não-escorregamento é o *arrasto da superfície*, que é a força que o fluido exerce sobre a superfície na direção do escoamento.

Quando o fluido é forçado a mover-se sobre uma superfície curva, como a face externa de um cilindro, com velocidade suficientemente alta, a camada-limite não pode mais permanecer presa à superfície e em algum ponto separa-se da superfície – um processo denominado **separação de escoamento** (Figura 1–10). Enfatizamos que a condição de não-escorregamento aplica-se a *qualquer* ponto ao longo da superfície, até mesmo a jusante do ponto de separação. A separação de escoamento é discutida com mais detalhes no Capítulo 10.

Um fenômeno similar ocorre com a temperatura. Quando dois corpos com temperaturas diferentes entram em contato, ocorre transferência de calor até que ambos os corpos tenham a mesma temperatura nos pontos de contato. Portanto, um fluido e uma superfície sólida têm a mesma temperatura nos pontos de contato. Essa propriedade é conhecida como **condição de continuidade da temperatura**.

1–3 ▪ UMA BREVE HISTÓRIA DA MECÂNICA DOS FLUIDOS[1]

Um dos primeiros problemas de engenharia que a humanidade enfrentou, à medida que as cidades foram se desenvolvendo, foi o suprimento de água para uso doméstico e irrigação de plantações. Nosso estilo de vida urbano só pode ser mantido com abundância de água e está claro, através da arqueologia, que cada civilização de sucesso da pré-história investiu na construção e manutenção dos sistemas de água. Os aquedutos romanos, alguns dos quais ainda estão em uso, são os melhores exemplos conhecidos. Entretanto, talvez o exemplo de engenharia mais impressionante do ponto de vista técnico foi construído na cidade helenística de Pergamon, atual Turquia. Lá, entre 283 e 133 AC, eles construíram uma série de tubulações de chumbo e argila pressurizadas (Figura 1–11), com até 45 km de comprimento e que operavam com pressão maior que 1,7 MPa (180 m de altura de carga). Infelizmente, os nomes da maioria desses construtores primitivos perderam-se no tempo. A contribuição reconhecida mais antiga para a teoria da mecânica dos fluidos foi feita

FIGURA 1–11
Trecho da adutora de Pergamon. Cada seção da tubulação de argila tinha de 13 a 18 cm de diâmetro
Cortesia de Gunther Garbrecht. Usada com permissão.

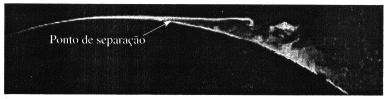


FIGURA 1–10
Separação do escoamento durante o escoamento sobre uma superfície curva.
Fotografia de G. M. Homsy et al., "Multi-Media Fluid Mechanics", Cambridge Univ. Press, 2001, ISBN 0-521-78748-3. Reimpresso com permissão.

[1] Esta seção é contribuição do Professor Glenn Brown, da Oklahoma State University.

pelo matemático grego Arquimedes (285–212 a.C.). Ele formulou e aplicou o princípio do empuxo no primeiro teste não destrutivo da história para determinar o teor de ouro da coroa do Rei Hiero I. Os romanos construíram grandes aquedutos e educaram muitos povos conquistados sobre os benefícios da água limpa, porém, de modo geral, tinham uma compreensão geral muito pobre da teoria dos fluidos. (Talvez não devessem ter assassinado Arquimedes quando saquearam Siracusa.)

Durante a Idade Média a aplicação de maquinaria hidráulica expandiu-se vagarosamente mas com persistência. Elegantes bombas a pistão foram desenvolvidas para remover água das minas e moinhos movidos à água e a vento foram aperfeiçoados para moer grãos, forjar metais e para outras tarefas. Pela primeira vez na história humana registrada, trabalhos significativos foram realizados sem a força do músculo de uma pessoa ou animal e essas invenções têm o mérito de possibilitar a posterior Revolução Industrial. Novamente, os criadores da maioria do progresso são desconhecidos, mas os dispositivos propriamente ditos foram bem documentados por diversos escritores técnicos como Georgius Agricola (Figura 1–12).

A Renascença trouxe desenvolvimento contínuo dos sistemas e máquinas de fluido, porém o mais importante foi que o método científico foi aperfeiçoado e adotado em toda a Europa. Simon Stevin (1548–1617), Galileo Galilei (1564–1642), Edme Mariotte (1620–1684) e Evangelista Torricelli (1608–1647) estavam entre os primeiros a aplicar o método científico aos fluidos quando investigaram as distribuições de pressão hidrostática e o vácuo. Esse trabalho foi integrado e refinado pelo brilhante matemático Blaise Pascal (1623–1662). O monge italiano, Benedetto Castelli (1577–1644) foi a primeira pessoa a publicar um enunciado do princípio de continuidade para fluidos. Além de formular suas equações do movimento para sólidos, Sir Isaac Newton (1643–1727) aplicou suas leis para fluidos e explorou a inércia e resistência dos fluidos, jatos livres e viscosidade. Tal esforço foi ampliado pelo suíço Daniel Bernoulli (1700–1782) e seu associado Leonard Euler (1707–1783). Juntos, o trabalho deles definiu as equações de energia e momento. O tratado clássico de Bernoulli de 1738, *Hydrodynamic*, pode ser considerado o primeiro texto sobre mecânica dos fluidos. Por fim, Jean d'Alembert (1717–1789) desenvolveu a idéia de componentes da velocidade e aceleração, uma expressão diferencial para a continuidade e seu "paradoxo" de resistência nula para movimento em regime permanente uniforme.

O desenvolvimento da teoria da mecânica dos fluidos até o fim do século XVIII teve pouco impacto sobre a engenharia, visto que as propriedades e parâmetros dos fluidos eram pouco quantificados e a maior parte das teorias eram abstrações que não podiam ser quantificadas para fins de projeto. A situação mudou com o desenvolvimento da escola de engenharia francesa liderada por Riche de Prony (1755–1839). Prony (ainda conhecido pelo seu freio para medir potência) e seus associados em Paris, na Ecole Polytechnique (escola politécnica) e a Ecole Ponts et Chaussees (escola de pontes e açudes), foram os primeiros a incluir cálculo e teoria científica no currículo de engenharia, que se tornou o modelo para o resto do mundo. (Agora você sabe quem culpar pelo sofrido primeiro ano como calouro.) Antonie Chezy (1718–1798), Louis Navier (1785–1836), Gaspard Coriolis (1792–1843), Henry Darcy (1803–1858) e muitos outros que contribuíram para a engenharia e teoria dos fluidos foram estudantes e/ou professores nessas escolas.

Em meados do século XIX, avanços fundamentais chegavam de várias frentes. O médico Jean Poiseuille (1799–1869) mediu com precisão o escoamento em tubos capilares de fluidos múltiplos, enquanto na Alemanha Gotthilf Hagen (1797–1884) definiu a diferença entre escoamento laminar e turbulento em tubulações. Na Inglaterra, Lord Osborne Reynolds (1842–1912) continuou esse trabalho e desenvolveu o número adimensional que leva seu nome. De modo similar, em paralelo ao trabalho inicial de Navier, George Stokes (1819–1903) completou as equações gerais do movimento dos fluidos com atrito que levam seus nomes. William Froude (1810–1879) desenvolveu quase sozinho os procedimentos e provou o valor de testar com modelos físicos. A competência americana tornou-se igual à dos europeus como demonstrado pelo trabalho pioneiro de James Francis (1815–1892) e Lester Pelton (1829–1908) em turbinas e pela invenção do medidor Venturi por Clemens Herschel (1842–1930).

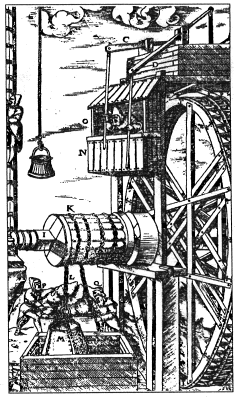
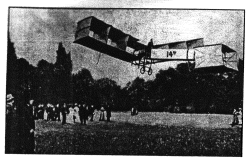
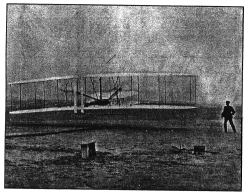


FIGURA 1–12
Guincho de mina acionado por roda hidráulica reversível.
G. Agricola, De Re Metalica, Basel, 1556.



(*a*)



(*b*)

FIGURA 1–13
No início do século XX, Santos Dumont (*a*) e os irmãos Wright (*a*) (entre outros) levantam vôo.

(a) www.santosdumont.14bis.mil.br., Governo Federal do Brasil.
Smithsonian Institution.

(b) National Air and Space Museum/ Smithsonian Institution.

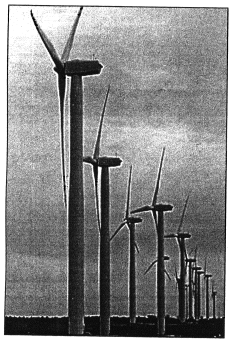


FIGURA 1–14
O Oklahoma Wind Power Center (Centro de Energia Eólica de Oklahoma), próximo de Woodward, consiste em 68 turbinas de 1,5 MW cada uma.

Cortesia de Steve Stadler, Oklahoma Wind Power Initiative. Usada com permissão.

O final do século XIX foi significativo para a ampliação da teoria dos fluidos pelos cientistas e engenheiros irlandeses e ingleses incluindo, além de Reynolds e Stokes, William Thomson, Lord Kelvin (1824–1907), William Strutt, Lord Rayleigh (1842–1919) e Sir Horace Lamb (1849–1934). Esses indivíduos investigaram um grande número de problemas como análise dimensional, escoamento irrotacional, movimento de vórtices, cavitação e ondas. Em sentido mais amplo, o trabalho deles também explorou os elos entre mecânica dos fluidos, termodinâmica e transferência de calor.

O alvorecer do século XX trouxe dois desenvolvimentos monumentais. Primeiro, os autodidatas Santos Dumont, no Brasil, e os irmãos Wright nos EUA, (além de outros experimentos na Alemanha, Rússia e Inglaterra) por meio da aplicação da teoria e experimentação determinada aperfeiçoaram o aeroplano. A invenção foi completa e continha todas as principais características do avião moderno (Figura 1–13*a* e *b*). As equações de Navier–Stokes eram pouco usadas até essa época porque eram difíceis de resolver. Num artigo pioneiro em 1904, o alemão Ludwig Prandtl (1875–1953) demonstrou que os escoamentos dos fluidos podem ser divididos em uma camada próxima das paredes, a **camada limite**, onde os efeitos do atrito são significativos e uma camada externa onde tais efeitos são desprezíveis e as equações simplificadas de Euler e Bernoulli são aplicáveis. Seus alunos, Theodore von Kármán (1881–1963), Paul Blasius (1883–1970), Johann Nikuradse (1894–1979) e outros ampliaram essa teoria com aplicações tanto em hidráulica como em aerodinâmica. (Durante a Segunda Guerra Mundial, ambos os lados beneficiaram-se da teoria, visto que Prandtl permaneceu na Alemanha enquanto seu melhor aluno, o húngaro de nascimento, Theodore von Kármán, trabalhou na América.)

Os meados do século XX podem ser considerados a época de ouro das aplicações da mecânica dos fluidos. As teorias existentes eram adequadas às tarefas requeridas e as propriedades e parâmetros dos fluidos estavam bem definidos. Isso suportou a imensa expansão dos setores de aeronáutica, químico, industrial e recursos hidráulicos, cada um dos quais levou a mecânica dos fluidos para novas direções. A pesquisa e o trabalho em mecânica dos fluidos em fins do século XX foram dominados pelo desenvolvimento do computador digital na América do Norte. A capacidade de resolver problemas grandes e complexos, tais como a modelagem do clima global ou a otimização do projeto de uma pá de turbina, ofereceu um benefício à nossa sociedade que os criadores da mecânica dos fluidos do século XVIII nunca poderiam ter imaginado (Figura 1–14). Os princípios apresentados nas páginas a seguir foram aplicados a escoamentos variando de um instante em escala microscópica a 50 anos de simulação de toda uma bacia hidrográfica. É realmente de nos deixar atônitos.

Até onde irá a mecânica dos fluidos no século XXI? Francamente, mesmo uma extrapolação limitada além do presente seria pura tolice. Entretanto, se a história nos ensina algo, é que os engenheiros vão aplicar o que eles sabem para beneficiar a sociedade, pesquisar o que não sabem e se divertir enormemente no processo.

1–4 • CLASSIFICAÇÃO DE ESCOAMENTOS DE FLUIDOS

Anteriormente, definimos **mecânica dos fluidos** como a ciência que trata do comportamento dos fluidos em repouso ou em movimento e a interação dos fluidos com sólidos ou outros fluidos em suas fronteiras. Há grande variedade de problemas de escoamento de fluidos encontrados na prática e, em geral, é conveniente classificá-los com base em algumas características comuns para estudá-los em grupos. Há muitas maneiras de classificar os problemas de escoamentos de fluidos e a seguir apresentamos algumas categorias gerais.

Regiões de Escoamento Viscoso *versus* Não Viscoso

Quando duas camadas fluidas movem-se uma em relação à outra, desenvolve-se uma força de atrito entre elas e a camada mais lenta tenta reduzir a velocidade da