

第一章 黏性流动的基本概念

本章导言

真实流体在运动过程中总会表现出程度不同的黏性。黏性使相邻流体层之间产生剪切应力，使壁面对流体运动产生直接影响，并使动量能够从一个区域向另一个区域传递。许多在理想流体模型中难以解释的现象，例如管内流动的压降、固体表面的摩擦阻力、边界层的形成以及尾迹中的能量耗散，都与黏性密切相关。

无黏模型在许多流动区域十分有效，但它并不能解释所有真实流动现象。经典的 D'Alembert 悖论就是一个典型例子：理想无黏势流绕过物体时可能得到零阻力，而真实物体在流体中运动却显然受到阻力。理解无黏模型何时有效、又为什么会在壁面附近和分离区域失效，是学习黏性流体力学的重要出发点。

本书的核心任务之一，是理解黏性如何进入流体运动的控制方程，以及黏性效应在不同流动条件下何时重要、以什么方式重要。在后续章节中，我们将从质量守恒、动量守恒和 Newton 流体本构关系出发建立 Navier-Stokes 方程，并进一步讨论无量纲化、低 Reynolds 数流动、边界层、流动分离以及湍流等问题。

本章暂不推导完整控制方程，而是先建立几个最基本的物理概念：连续介质和流体微元意味着什么；黏性是什么；剪切应力为什么与速度梯度有关；动力黏度与运动黏度分别表示什么；为什么黏性流体在固体壁面上通常满足无滑移条件；Reynolds 数为什么是判断黏性作用相对强弱的关键参数。

这些概念将贯穿全书。

学习目标

完成本章学习后，应能够：

1. 说明连续介质近似与流体微元的基本含义；
2. 区分理想流体与黏性流体，并用 D'Alembert 悖论说明无黏模型的局限；
3. 使用 Newton 黏性定律分析简单剪切流动；
4. 正确区分动力黏度 μ 与运动黏度 ν ，并写出其量纲和单位；
5. 从动量输运和动量扩散的角度解释黏性的物理意义，并说明它与热扩散的类比；
6. 说明无滑移条件与无穿透条件的含义及差别；
7. 对 Newton 流体和常见非 Newton 流体作基本区分；

8. 说明气体和液体黏度随温度变化的典型趋势；
9. 计算 Reynolds 数，并对不同 Reynolds 数下的流动状态形成初步物理判断。

1.1 理想流体与黏性流体

在建立具体的黏性流动模型之前，首先需要明确流体力学中一个默认而重要的前提：我们通常把流体视为连续介质，而不是逐个追踪分子的运动。

i 连续介质近似与流体微元

流体力学中的“点”实际上代表一个经过局部平均的**流体微元**（fluid parcel）。它必须同时满足两个尺度要求：相对于宏观流动尺度足够小，以便仍能描述局部变化；相对于分子尺度又足够大，以便其中包含大量分子，使密度、压强、温度和速度等宏观物理量具有稳定的统计意义。这一尺度关系可概括为

$$\ell_{\text{molecular}} \ll \ell_{\text{parcel}} \ll L_{\text{flow}}.$$

在通常的工程尺度流动中，这一近似非常有效。第 2 章建立微分形式控制方程时，将默认采用这一连续介质观点。

连续介质近似与流体微元的尺度要求

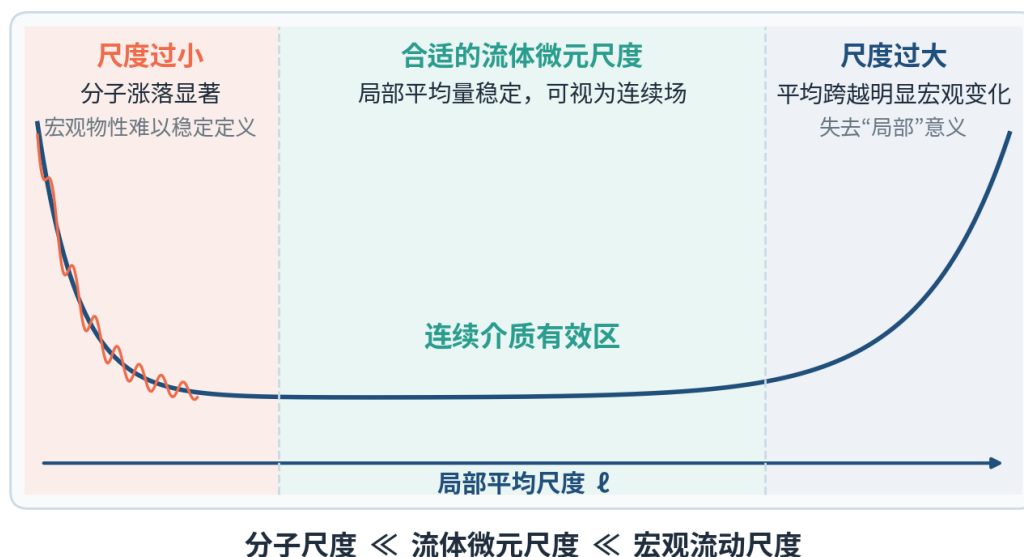


图 1.1: 连续介质近似与流体微元的尺度要求。流体微元应远大于分子尺度，同时又远小于宏观流动尺度。

i 拓展：何时连续介质近似可能失效

对气体流动，可用 Knudsen 数比较分子平均自由程 λ_{mfp} 与宏观特征长度 L_c ：

$$Kn = \frac{\lambda_{\text{mfp}}}{L_c}.$$

当 $Kn \ll 1$ 时，分子尺度与流动尺度充分分离，连续介质近似通常可靠。若 Kn 不再很小，壁面滑移、非平衡效应和分子运动学描述可能变得必要。本书只借此建立尺度判断，不展开稀薄气体动力学。

1.1.1 理想流体模型

流体在运动过程中，相邻流体微团之间通常存在切向作用力。为了突出某些主要物理机制，有时可以忽略这种切向作用，将流体理想化为**无黏流体**（inviscid fluid）或**理想流体**（ideal fluid）。

理想流体的基本特征是 $\mu = 0$ ，即流体不产生由黏性引起的剪切应力。

术语约定。不同教材对 ideal fluid 的使用范围略有差异。本书中的“理想流体”主要指忽略黏性的**无黏模型**；是否同时假设不可压缩，需要另行说明，不把“理想”自动等同于“不可压缩”。

理想流体并不是一种真实存在的物质，而是一种物理模型。对于某些高 Reynolds 数流动，在远离固体壁面、剪切层和尾迹的区域，黏性作用可能相对较弱，此时无黏近似可以给出相当好的结果。

但是，只要问题涉及以下现象，黏性通常就不能被忽略：固体壁面附近的速度变化；管道或通道中的流动阻力；摩擦阻力；边界层；流动分离；剪切层和尾迹；黏性耗散；低 Reynolds 数流动。

因此，所谓“无黏近似”并不意味着真实流体失去了黏性，而只是说明在特定区域或特定问题中，黏性不是主导效应。

i 一个重要的认识

真实流体都有黏性，但真实流动并不是在所有位置都同样受到黏性的控制。

后续章节的一个核心问题，就是判断黏性在什么条件下重要，以及它在哪些区域起主导作用。

1.1.2 无黏模型的局限：D'Alembert 悖论

无黏模型为什么有时会失效？经典的 **D'Alembert 悖论**（D'Alembert's paradox）给出了一个非常直观的例子。

对于定常、不可压缩、无黏且无旋的理想绕流，物体前后的流动和压强分布可以保持对称。对物体表面的压强牵引进行面积积分后，沿来流方向的合力为零，即理想模型预言

$$F_D = 0.$$

然而，真实物体在流体中运动时显然会受到阻力。这个矛盾并不意味着无黏理论“错误”，而是说明：一旦问题的关键机制发生在固体壁面、边界层或分离区域，忽略黏性可能会漏掉决定性物理过程。

真实物体的总阻力通常可以在概念上分解为

$$F_D = F_{D,f} + F_{D,p},$$

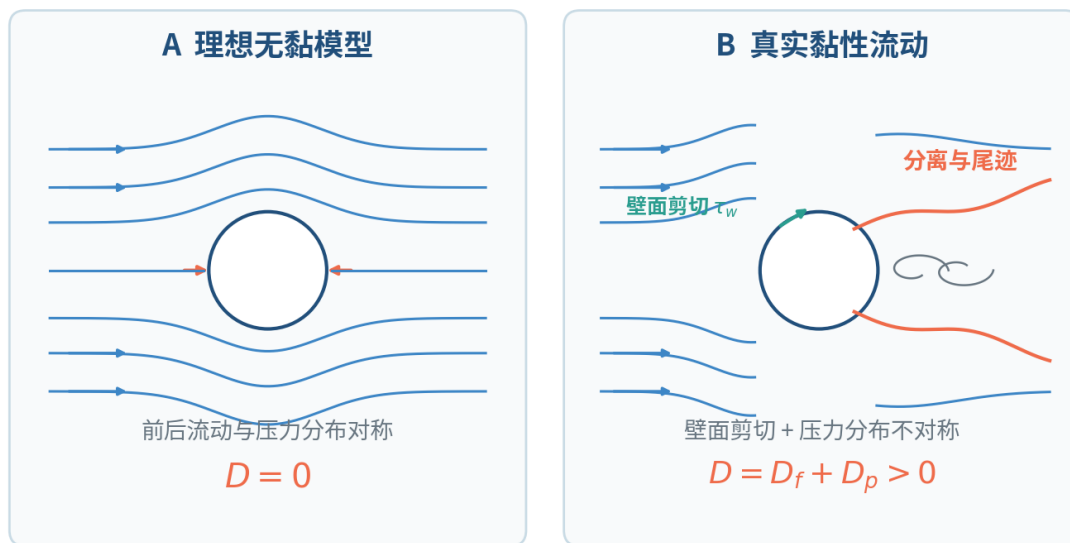
其中 $F_{D,f}$ 为由壁面剪切应力直接产生的**摩擦阻力** (skin-friction drag), $F_{D,p}$ 为由物体前后压强分布不对称产生的**压差阻力** (pressure drag)。黏性对阻力的作用有两条重要路径：

$$\text{黏性} \rightarrow \text{壁面剪切} \rightarrow F_{D,f},$$

以及

$$\text{黏性} \rightarrow \text{边界层与分离} \rightarrow \text{压强分布改变} \rightarrow F_{D,p}.$$

无黏模型的局限：达朗贝尔佯谬



黏性既可直接产生摩擦阻力，也可通过边界层与分离改变压力阻力

图 1.2: D'Alembert 悖论的物理示意。理想无黏模型可给出前后对称的流动和零阻力；真实黏性流动中，壁面剪切以及分离和尾迹会使物体受到非零阻力。

这里暂不讨论分离发生的条件以及圆柱绕流结构如何随 Reynolds 数变化。这些问题将在第 7 章结合绕流、分离、尾迹和阻力系统讨论。

1.1.3 黏性的宏观表现

考虑两块相互平行的平板，间距为 h 。下平板固定，上平板以恒定速度 U 沿 x 方向运动，两板之间充满流体。

在足够简单的稳态条件下，与下平板接触的流体近似静止，与上平板接触的流体以速度 U 运动，中间速度则连续变化。要维持上平板匀速运动，外界必须持续施加切向力，因为相邻流体层之间存在切向作用：高速层拖动低速层，低速层同时阻滞高速层。这种由流体内部相对运动产生的作用，正是黏性的宏观表现之一。

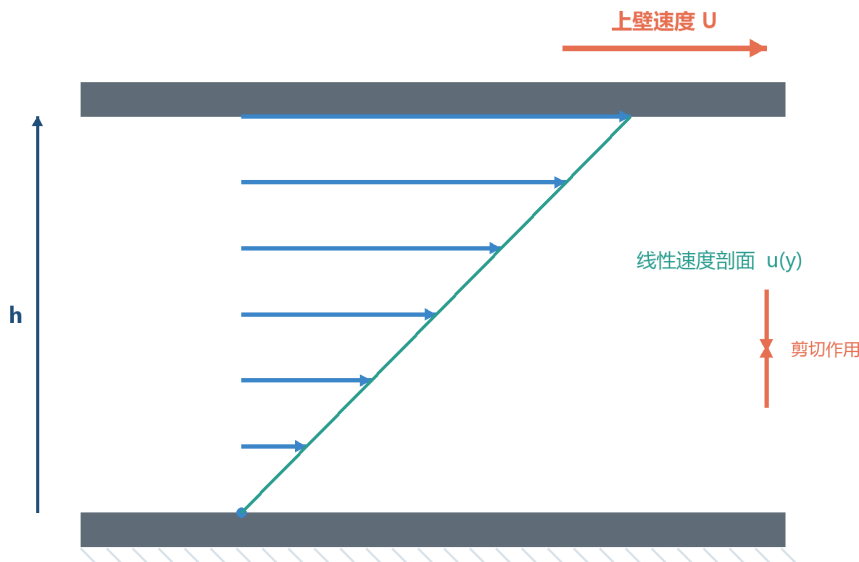


图 1.3: 平行平板间的简单剪切流动。上壁运动通过黏性作用在流体中建立线性速度剖面。

对于简单剪切流动，若速度仅沿 x 方向，并且只随 y 变化，即 $u = u(y)$ ，实验表明，许多常见流体的剪切应力与速度梯度成正比：

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy}. \quad (1.1)$$

式中： τ_{xy} 为剪切应力； du/dy 为速度梯度； μ 为动力黏度。

式 1.1 称为 **Newton 黏性定律**。

黏性抵抗的是流体的**相对变形**，而不是流体的整体运动。若流体以速度 U_0 匀速平移，则 $u = U_0$ 、 $du/dy = 0$ ，这种刚体式平移不会产生上述剪切黏性应力。因此，判断黏性作用时应考察相邻位置的速度差，而不能只看速度本身的大小。接下来将用动量运输解释速度梯度为何会产生剪切作用。

1.2 黏性与动量运输

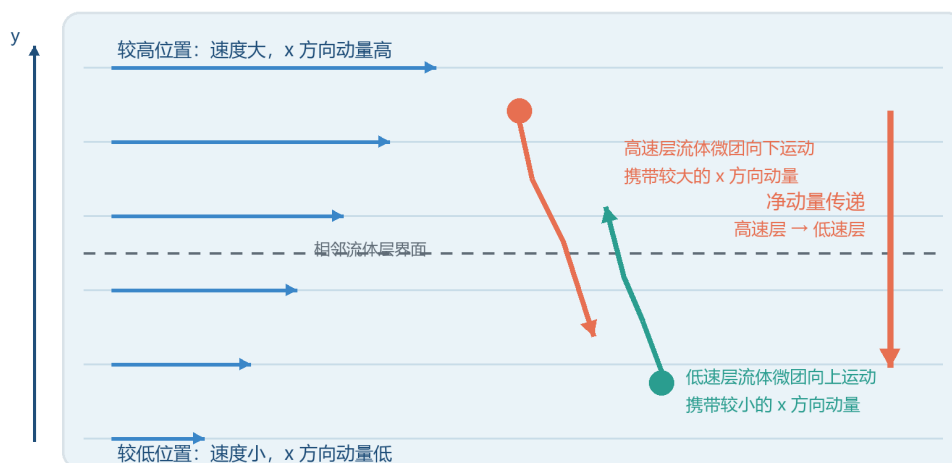
1.2.1 为什么速度梯度会产生剪切应力

从连续介质的宏观角度看，Newton 黏性定律给出了剪切应力与速度梯度之间的关系。但是，要进一步理解黏性的物理本质，可以从**动量运输**的角度思考。

仍考虑速度随 y 增大的平行流动 $u = u(y)$ ，且 $du/dy > 0$ 。

较高位置的流体具有较大的 x 方向动量，较低位置的流体具有较小的 x 方向动量。由于分子的热运动或更一般的微观相互作用，不同位置之间会发生动量交换。

这种交换使 x 方向动量由高动量区域净传向低动量区域：低速层获得动量，高速层失去动量，原有速度差异因而逐渐减小。



黏性动量交换削弱层间速度差异，使速度分布趋于平滑

图 1.4: 相邻流体层之间的微观交换产生净动量输运：高速层流体微团向下携带较大的 x 方向动量，低速层流体微团向上携带较小的 x 方向动量，二者之差使动量净传向低速层。

因此，黏性具有一种非常重要的“抹平”作用：

黏性倾向于减弱速度在空间上的非均匀性。

i 本书的一条主线

可以把黏性理解为一种动量扩散机制。

这个观点会在 Stokes 第一问题（Stokes' first problem）、边界层以及壁湍流中反复出现。

1.2.2 动量扩散与热扩散的类比

动量扩散与热传导具有非常相似的数学和物理结构。对于简单平行剪切流动，Newton 黏性定律可以写为

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u}{\partial y},$$

而一维 Fourier 热传导定律为

$$q_y = -k_T \frac{\partial T}{\partial y},$$

其中 q_y 为 y 方向热通量, k_T 为导热系数。下标 T 用于避免与第 8 章的湍动能 k 混淆。两者都说明: 空间梯度会驱动某种物理量在相邻区域之间传递, 从而削弱原有的不均匀性。

动量扩散与热扩散的类比

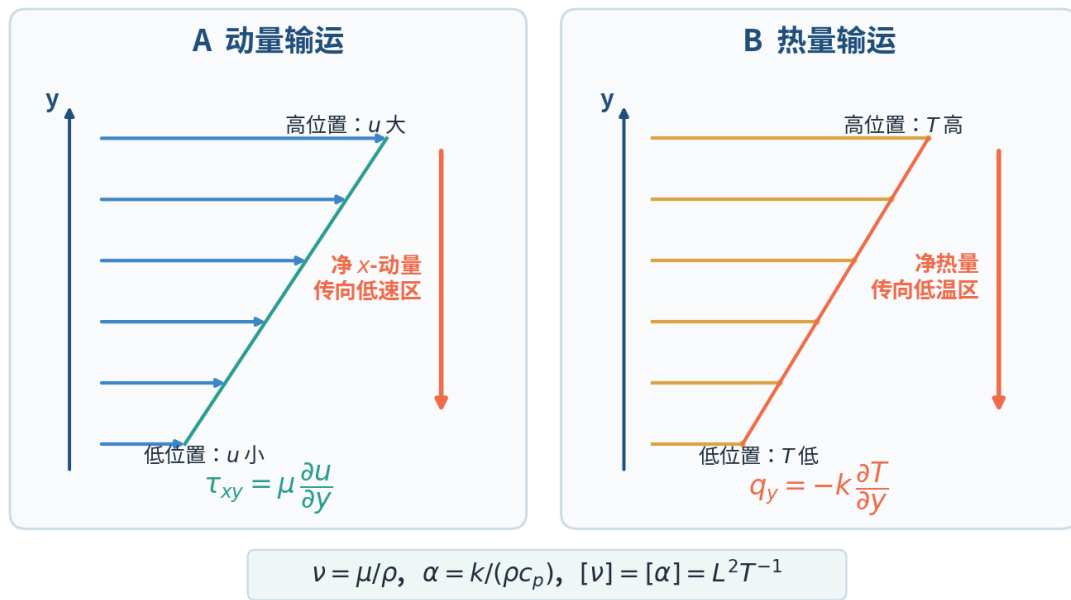


图 1.5: 动量运输与热量运输的类比。速度梯度驱动动量扩散, 温度梯度驱动热扩散。图中强调二者的扩散结构; 应力分量与动量通量的符号取决于所采用的符号约定。

这种类比在引入扩散系数后更加明显。运动黏度与热扩散率分别定义为

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad \alpha = \frac{k_T}{\rho c_p},$$

并且具有完全相同的量纲:

$$[\nu] = [\alpha] = L^2 T^{-1}.$$

因此, ν 可以理解为**动量扩散率**, 而 α 则表征热量在温度场中的扩散能力。这一对应关系也是后续理解 Prandtl 数等无量纲参数的重要基础。

动量运输	热量运输
速度 u	温度 T
速度梯度 $\partial u / \partial y$	温度梯度 $\partial T / \partial y$
剪切应力 τ	热通量 q
动力黏度 μ	导热系数 k_T

动量输运	热量输运
运动黏度 $\nu = \mu/\rho$	热扩散率 $\alpha = k_T/(\rho c_p)$

1.2.3 黏性带来的两个重要后果

从宏观流动角度看，黏性至少带来两个非常重要的后果。

1. 动量扩散。如果某一区域存在较大的速度梯度，黏性会在相邻区域之间传递动量，使速度场趋于平滑。

2. 机械能耗散。黏性作用还会使宏观有序运动的机械能逐渐转化为内能。

例如，在实际管流中，即使流动已经达到稳定状态，也必须持续保持一定的压降，才能克服黏性作用维持流动。输入的机械能最终会通过黏性耗散转化为内能。

因此，黏性既是动量输运机制，也是机械能耗散机制。

1.3 Newton 黏性定律

1.3.1 简单剪切流动

对于最简单的平行剪切流动 $u = (u(y), 0, 0)$ ，Newton 黏性定律写为

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy}.$$

若速度剖面为线性分布 $u(y) = Uy/h$ ，则速度梯度为常数 $du/dy = U/h$ ，因此剪切应力也是常数：

$$\tau_{xy} = \mu \frac{U}{h}. \quad (1.2)$$

式 1.2 表明：上平板速度 U 越大，剪切应力越大；两板间距 h 越小，剪切应力越大；流体动力黏度 μ 越大，剪切应力越大。

这与日常经验一致：在相同的速度差和几何尺度下，推动高黏度流体所需的切向力更大。

例 1.1 平板间简单剪切

两平行平板间距为 $h = 2 \text{ mm}$ ，上平板以 $U = 0.5 \text{ m/s}$ 匀速运动。若流体动力黏度为 $\mu = 0.10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ，求流体中的剪切应力。

解：

若速度近似为线性分布，则

$$\frac{du}{dy} = \frac{U}{h} = \frac{0.5}{2 \times 10^{-3}} = 250 \text{ s}^{-1}.$$

代入 Newton 黏性定律可得

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy} = 0.10 \times 250 = 25 \text{ Pa}.$$

这个例子说明，剪切应力由“黏度”和“变形速率”共同决定。高黏度并不意味着剪切应力一定很大；如果速度梯度很小，剪切应力仍可能很小。

1.3.2 动力黏度

Newton 黏性定律中的比例系数 μ 称为**动力黏度** (dynamic viscosity)，有时也简称为黏度。

由 $\tau = \mu du/dy$ 可知

$$[\tau] = ML^{-1}T^{-2}, \quad \left[\frac{du}{dy} \right] = T^{-1}, \quad [\mu] = ML^{-1}T^{-1}.$$

在国际单位制中， $[\mu] = \text{Pa} \cdot \text{s} = \text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。

动力黏度描述流体在给定变形速率下产生黏性应力的能力。

通常而言：水的动力黏度较小；空气的动力黏度更小；润滑油、甘油等流体的动力黏度明显较大。

但判断某个流动中“黏性效应是否重要”，不能仅仅比较 μ 的大小，还必须考虑密度、速度和特征长度等因素。这也是 Reynolds 数存在的原因。

1.3.3 运动黏度

运动黏度定义为

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (1.3)$$

其中 ρ 为流体密度。 ν 称为**运动黏度** (kinematic viscosity)。

由式 1.3 可得 $[\nu] = L^2 T^{-1}$ ，国际单位制中 $[\nu] = \text{m}^2/\text{s}$ 。 L^2/T 正是典型的“扩散系数”量纲。

因此，运动黏度 ν 不只是一个由 μ/ρ 定义出来的数学组合，它还具有非常清楚的物理意义：

ν 表征动量通过黏性作用在流体中扩散的能力。

这一认识将在第 4 章的非定常黏性流动和第 6 章的边界层理论中得到进一步体现。

⚠ 小心： μ 与 ν 的直觉可能相反

动力黏度 μ 衡量给定变形速率下产生黏性应力的能力，而运动黏度 $\nu = \mu/\rho$ 还包含密度的影响。室温附近的典型数量级为：

- 水： $\mu \approx 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\nu \approx 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$;
- 空气： $\mu \approx 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\nu \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。

因此，空气的动力黏度远小于水，运动黏度却通常更大。比较 Reynolds 数时应使用 $Re = UL/\nu = \rho UL/\mu$ ，不能只凭 μ 的大小判断黏性相对作用。上述数值仅表示常温常压附近的典型量级，具体值随温度和压强而变；所列量级可参见文献 2、3。

例 1.2 动力黏度与运动黏度

某流体在给定温度下的动力黏度和密度分别为 $\mu = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 和 $\rho = 1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ，则运动黏度为

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}.$$

这与常温水的数量级相当。

i 从简单剪切到三维流动

本章的

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy}$$

只适用于最简单的平行剪切流动。一般三维 Newton 流体中，黏性应力与完整的应变率张量有关。第 2 章将在建立 Navier-Stokes 方程时系统讨论这一三维本构关系。

1.4 Newton 流体与非 Newton 流体

1.4.1 Newton 流体

若在一定温度和压强下，流体的剪切应力与剪切变形速率之间满足线性关系 $\tau = \mu \dot{\gamma}$ ，且 μ 与剪切速率无关，则称该流体为 **Newton 流体** (Newtonian fluid)。对于简单剪切， $\dot{\gamma} = du/dy$ 。

常见 Newton 流体包括：空气；水；多数低分子量液体；在一定工作范围内的许多工程流体。

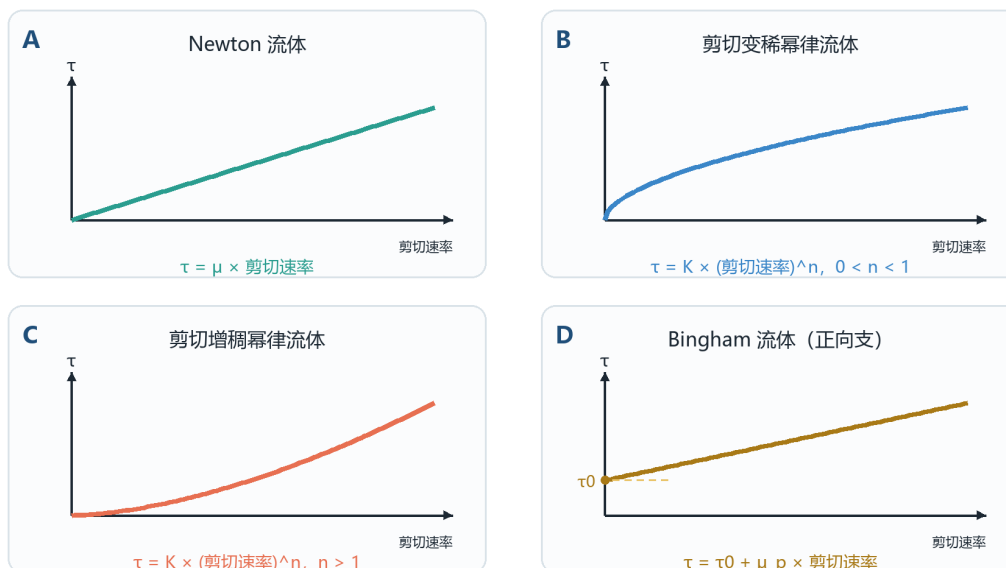
本书后续若无特别说明，主要讨论 Newton 流体。

1.4.2 非 Newton 流体

若剪切应力与剪切速率不满足常黏度线性关系，或材料还表现出屈服、记忆和弹性等特性，就属于 **非 Newton 流体** (non-Newtonian fluid)。本书只作概念辨析；后续控制方程、解析解、边界层和湍流章节均以 Newton 流体为主线。

i 拓展：规范流变模型的基本读法

对 $\dot{\gamma} > 0$ 的单调剪切，表观黏度可定义为 $\mu_{app} = \tau / \dot{\gamma}$ 。幂律模型 $\tau = K\dot{\gamma}^n$ 在 $0 < n < 1$ 时表现为剪切变稀，在 $n > 1$ 时表现为剪切增稠；Bingham 模型的正向支为 $\tau = \tau_0 + \mu_p \dot{\gamma}$ ，其中 τ_0 是屈服应力。这些关系只是用于识别曲线形状的理想化模型，不构成本书的非 Newton 流体主线。



各面板坐标独立且仅表示典型形状；不用曲线高低比较不同材料的应力大小

图 1.6: 四类典型流变关系的独立面板示意。Newton 流体为过原点直线；剪切变稀和剪切增稠幂律流体分别呈下凹和上凹曲线；Bingham 流体具有屈服截距，屈服后近似线性。各面板纵轴独立缩放，不表示不同材料的应力大小排序。

1.5 黏度与温度

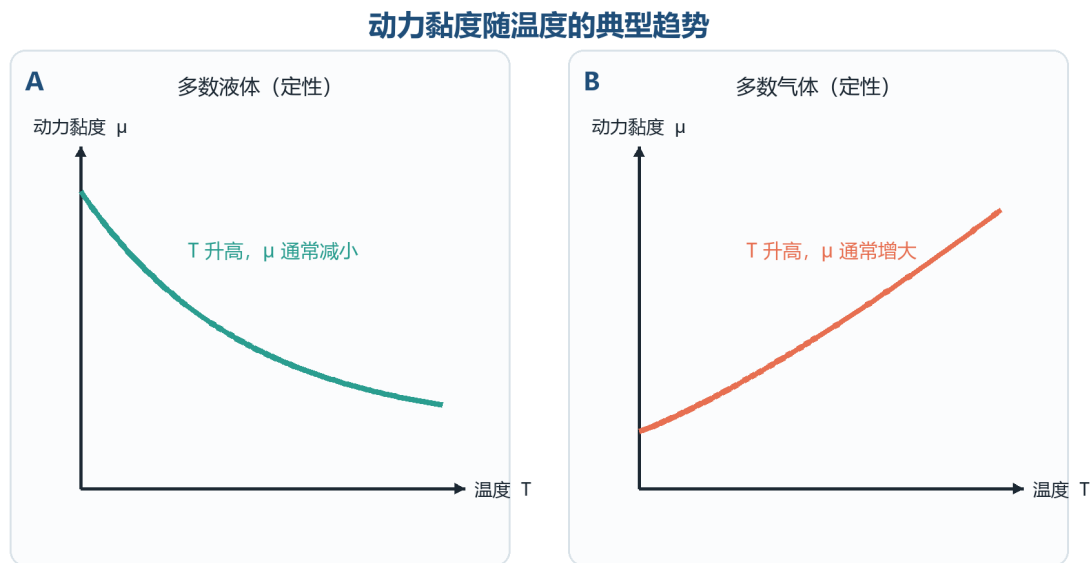
流体黏度通常与温度有关，而且液体与气体的变化趋势往往不同。

1.5.1 液体

对于多数液体，温度升高时动力黏度通常减小。

直观上，可以把液体黏性理解为与分子之间较强的相互作用有关。升高温度后，分子运动增强，液体抵抗剪切变形的能力通常减弱。

例如，加热后的润滑油或蜂蜜通常比低温时更容易流动。



两面板纵轴独立缩放；曲线只表示趋势，不比较气体与液体黏度的绝对大小

图 1.7: 液体与气体动力黏度随温度变化的典型趋势。两类流体分开绘制，纵轴独立缩放；图中只表示趋势，不表示气体与液体黏度的绝对大小关系。

1.5.2 气体

对于多数稀薄程度不高的气体，温度升高时动力黏度通常增大。

气体黏性与分子热运动所导致的跨层动量交换密切相关。温度越高，分子热运动越强，动量交换通常也越强。

i 工程补充：Sutherland 公式

在常见工程温度范围内，空气等气体的动力黏度常用 Sutherland 公式近似表示：

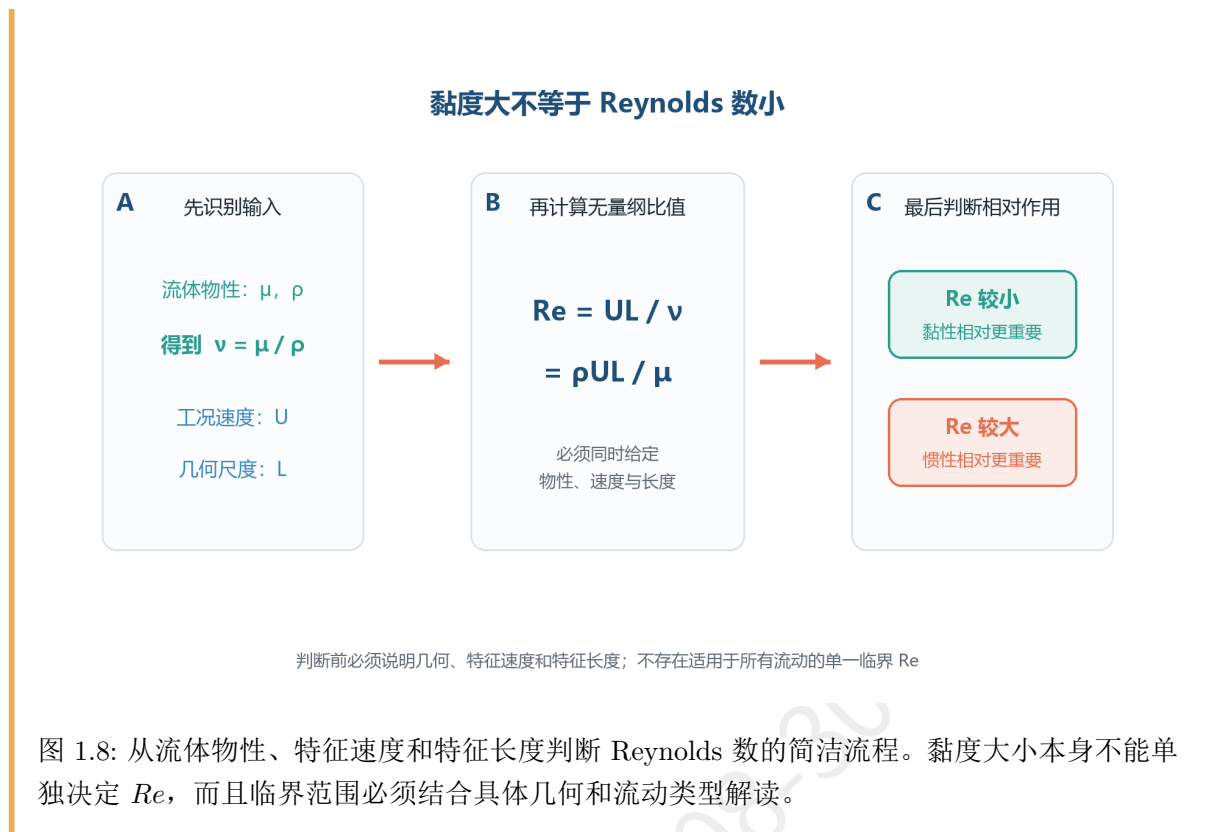
$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S_\mu}{T + S_\mu},$$

其中 T_0 为参考温度， μ_0 为该温度下的参考动力黏度， S_μ 为 Sutherland 常数。对于空气，常用 $S_\mu \approx 110.4 \text{ K}$ 。下标 μ 用于避免与控制面 S 混淆。这一关系在空气动力学和 CFD 中经常用于描述黏度随温度的变化；参数取值可参见文献 2、3。

本书后续若主要研究温度变化不大的不可压缩流动，通常仍可把 μ 近似看作常数。

⚠ 不要把“黏度大”和“Reynolds 数小”混为一谈

黏度只是输入之一。判断惯性与黏性的相对重要性，必须同时给出流体物性、特征速度和特征长度，再计算 $Re = UL/\nu = \rho UL/\mu$ 。因此，同一种流体换到不同速度或不同尺寸的装置中，可以具有完全不同的 Reynolds 数。



1.6 固体壁面上的无滑移条件

1.6.1 无穿透条件

考虑一个静止固体壁面。若流体不能穿过固体表面，则流体在壁面法向方向的速度必须与壁面法向速度一致。

对于静止、不可渗透壁面， $u_n = 0$ ，这称为**无穿透条件**（no-penetration condition）。

无穿透条件本质上是一个运动学约束：流体不能进入固体内部。

1.6.2 无滑移条件

对绝大多数宏观尺度下的普通黏性流动，实验表明，流体在固体表面的切向速度也与壁面速度一致。

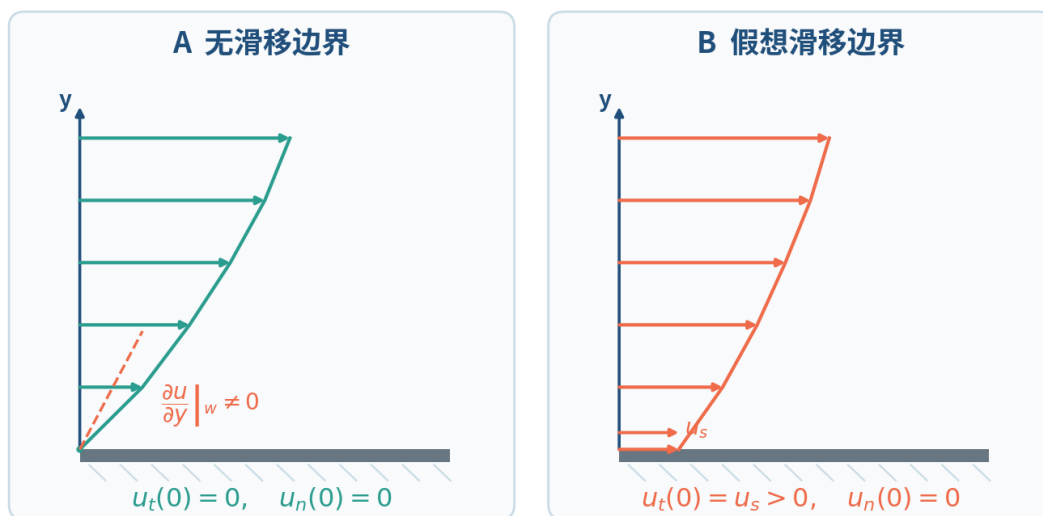
若壁面速度为 U_w ，则壁面处满足

$$u = U_w. \quad (1.4)$$

这称为**无滑移条件**（no-slip condition）。

对于静止壁面， $u = 0$ 。因此，一个典型的静止固壁条件实际上同时包含：法向无穿透；切向无滑移。

静止固壁附近：无滑移与假想滑移的对比



普通宏观黏性流动在静止不可渗透固壁处通常同时满足无穿透与无滑移条件

图 1.9: 静止固壁附近的无滑移边界与假想滑移边界对比。无滑移条件使壁面切向速度为零，并在壁面附近建立速度梯度。

1.6.3 为什么无滑移条件如此重要

无滑移条件意味着，只要远离壁面的流体具有非零速度，而壁面本身静止，那么靠近壁面的速度就必须从零逐渐过渡到外部流速。

于是壁面附近必然出现速度梯度 $\partial u / \partial n|_w \neq 0$ 。只要流体具有黏性，这个速度梯度就会产生壁面剪切应力。

上述过程可写成

固壁 $\rightarrow$ 无滑移 $\rightarrow$ 速度梯度 $\rightarrow$ 黏性剪切应力。

壁面之所以在黏性流动中具有特殊地位，并不是因为附近的流体材料发生了改变，而是因为无滑移条件迫使速度在很短距离内由壁面速度过渡到外部流速，从而建立显著的速度梯度和黏性应力。这个因果关系也是后续理解壁面摩擦、边界层和壁湍流的基础。

1.6.4 无滑移条件是否永远成立

无滑移条件对于绝大多数常规工程尺度的液体和气体流动都是非常好的近似，但它并不是在所有尺度和所有条件下都严格成立。

在以下问题中可能需要考虑速度滑移：稀薄气体；微尺度和纳米尺度流动；特殊疏水或超疏水表面；某些复杂界面问题。

这些情况不属于本书的主线，但它们提醒我们：边界条件本身也是物理模型的一部分，而不是纯粹的数学规定。

1.7 Reynolds 数的初步认识

1.7.1 Reynolds 数的定义

黏性效应的重要程度不能仅由黏度本身决定。

例如，同样是水：在一根极细毛细管中缓慢流动时，黏性可以控制整个流场；在大型水槽中高速运动时，惯性效应可能非常强。

为了描述惯性与黏性之间的相对重要性，引入 Reynolds 数：

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu}. \quad (1.5)$$

其中： U 为特征速度； L 为特征长度； ρ 为流体密度； μ 为动力黏度； ν 为运动黏度。

Reynolds 数是无量纲量。

在第 3 章中，我们将通过 Navier-Stokes 方程的无量纲化说明，式 1.5 并不是一个人为拼凑出来的经验参数，而是从控制方程中自然出现的基本无量纲参数。

本章暂时只建立以下直观认识： Re 较小时，黏性作用相对重要； Re 较大时，惯性作用相对重要；不同 Reynolds 数下，流动可能表现出完全不同的空间结构和时间行为。

1.7.2 Reynolds 实验与层流、湍流

经典圆管实验表明，随着 Reynolds 数增加，管内流动可以由规则、平稳的层流状态逐渐转变为复杂、不规则的湍流状态。

对于充分发展圆管流，常见工程判断为： $Re \lesssim 2300$ ：通常为层流； $2300 \lesssim Re \lesssim 4000$ ：通常处于过渡区； $Re \gtrsim 4000$ ：通常更容易出现湍流（文献 2、5、16）。

但这些数值绝不能被理解为适用于所有流动的“普适临界值”。

临界 Reynolds 数取决于：流动几何；入口条件；外界扰动；壁面粗糙度；流动类型；所采用的特征长度和特征速度。

例如，圆管流、平板边界层和圆柱绕流具有完全不同的 Reynolds 数效应。圆柱绕流会随着 Reynolds 数变化经历分离、涡脱落以及阻力特性的显著改变，这些问题将在第 7 章结合绕流、分离和尾迹系统讨论。

例 1.3 Reynolds 数的计算

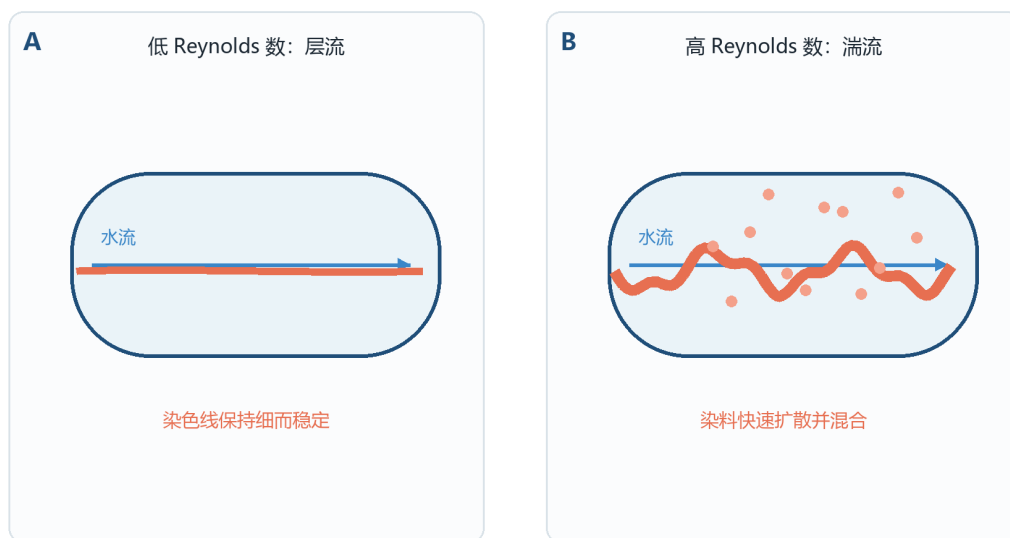


图 1.10: Reynolds 圆管染色实验的定性示意: 层流中染色线保持稳定, 湍流中染料迅速横向扩散。

水以平均速度 $U = 0.10 \text{ m/s}$ 流过直径 $D = 20 \text{ mm}$ 的圆管。此处普通斜体 D 表示直径, 与第 2 章的粗体变形率张量 D 区分。若 $\nu = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, 则以管径作为特征长度, 有

$$Re = \frac{UD}{\nu} = \frac{0.10 \times 0.020}{1.0 \times 10^{-6}} = 2.0 \times 10^3.$$

这个 Reynolds 数位于典型圆管层流范围的上部。

如果速度提高到原来的 10 倍, 而其他条件不变, 则 $Re = 2.0 \times 10^4$, 此时流动状态将发生显著变化。

这个例子说明: 对于同一种流体、同一个装置, 仅仅改变流速, 就可能把流动带入完全不同的动力学状态。

1.8 黏性流动的基本分类

本书后续将接触多种黏性流动。为了建立整体图像, 可以先作几个基本分类。

1.8.1 内流与外流

内流。流体受到固体边界较强约束, 例如圆管流、平行板通道流和管网流动。此类流动中, 壁面黏性作用通常会影响到整个截面。

外流。流体绕过物体运动, 例如平板边界层、圆柱绕流、翼型绕流和车辆外流场。高 Reynolds 数外流中, 黏性可能主要集中在边界层、剪切层和尾迹内。

1.8.2 稳态与非稳态

若固定空间位置的流动物理量不随时间变化，则称为稳态流动；只要这些量随时间变化，流动就是非稳态的。这里判断的是场量在固定位置的时间变化，而不是流体质点是否运动，因此流体质点完全可以在稳态流场中持续运动。

1.8.3 层流与湍流

层流。流动结构相对规则，速度和压强随时间、空间的变化较为有序。

湍流。流动表现出复杂的三维、多尺度和非规则脉动，并伴随显著增强的动量、热量和物质输运。

层流和湍流之间并不是简单由一个普适 Reynolds 数分隔。关于转换和湍流的基本概念将在第 8 章讨论。

1.8.4 低 Reynolds 数与高 Reynolds 数流动

从本书的理论结构看，还可以按照 Reynolds 数区分：

$Re \ll 1$ 。黏性占主导，惯性相对较弱。第 5 章将讨论低 Reynolds 数或 creeping flow。

$Re = O(1)$ 。惯性和黏性都可能重要，通常需要保留完整的黏性流动动力学。

$Re \gg 1$ 。惯性在大部分流场中很强，但这并不意味着黏性可以处处忽略。事实上，固体壁面附近会形成薄的黏性区域，即边界层。

第 6 章将看到：高 Reynolds 数流动恰恰最能体现“黏性虽然局部很小，却可能决定整体流动结构”的特点。

1.9 本书将如何研究黏性流动

本章建立了几个基本概念，但还没有回答最关键的问题：给定一个真实流动问题，怎样系统判断黏性、惯性、压强和其他作用之间的关系？后续章节将按照以下逻辑逐步展开。

第 2 章：控制方程。从质量守恒和动量守恒出发，建立黏性流体的控制方程，并得到 Navier–Stokes 方程。

第 3 章：无量纲化。将有量纲控制方程改写为无量纲形式，并说明 Reynolds 数等参数如何从方程中自然出现。

第 4 章：典型精确解。研究 Couette 流、Poiseuille 流和非定常 Stokes 流等经典问题，建立对压强驱动、剪切驱动和动量扩散的直觉。

第 5 章：低 Reynolds 数流动。研究 $Re \ll 1$ 时的 Stokes 流动，理解黏性完全占据主导时流动会表现出怎样的性质。

第 6 章：边界层。在具体问题中系统引入尺度分析和数量级估计，并推导高 Reynolds 数流动中的边界层方程。

第 7 章：分离、绕流与尾迹。研究边界层分离如何改变物体表面压强、阻力和尾迹，并以圆柱绕流为代表，讨论流动结构随 Reynolds 数的演化、Kármán 涡街以及阻力危机等现象。

第 8 章：湍流黏性流动与数值模拟导论。介绍从层流到湍流的基本图像、Reynolds 平均、壁湍流以及 DNS、LES 和 RANS 的基本思想。

由此，本书将反复围绕三个问题展开：

1. 黏性如何输运动量？
2. 不同物理作用在什么条件下占主导？
3. Reynolds 数改变以后，流动结构为什么会发生变化？

1.10 本章小结

本章主要建立了黏性流动的基本物理图像。

1. 连续介质近似是宏观流体力学的基础。流体微元应大于分子尺度而小于流动尺度；对气体而言， Kn 是检查这种尺度分离的基本参数。
2. 理想流体是忽略黏性后的模型。D'Alembert 悖论说明，无黏模型可以在局部有效，却不能解释由壁面黏性、边界层和分离决定的真实阻力。
3. Newton 黏性定律把剪切应力与变形速率联系起来。简单剪切中 $\tau_{xy} = \mu du/dy$ ；黏性输运动量、抑制速度差异，并使机械能最终耗散为内能。
4. 动力黏度和运动黏度不可混同。 $\nu = \mu/\rho$ ；温度升高时，多数液体的 μ 减小，多数气体的 μ 增大。但黏度大小本身不能单独决定 Reynolds 数。
5. 本书以 Newton 流体为主线。非 Newton 流体只用于辨析剪切变稀、剪切增稠和屈服等概念，不在后续章节建立完整理论。
6. 无滑移是宏观黏性壁面流动的基本边界条件。静止不可渗透固壁通常同时满足无穿透和无滑移，由此产生近壁速度梯度和黏性应力。
7. Reynolds 数衡量惯性与黏性作用的相对重要性。 $Re = \rho UL/\mu = UL/\nu$ ；解读它时必须同时说明几何、特征速度和特征长度，不能把一个临界值推广到所有流动。

习题

题目层级： 必做（核心概念、基本推导与标准计算）； 选做（进阶推导、专题应用与方法比较）； 研究训练（开放论证、建模判断、CFD/实验分析或综合研究）。

基础题

1.1 必做流体微元为什么必须同时满足“相对于宏观流动尺度足够小”和“相对于分子尺度足够大”这两个要求？如果流体微元尺度过小或过大，分别会出现什么问题？

1.2 必做解释下列说法是否正确，并说明理由：“黏度越大的流体，任何情况下黏性效应都越强。”

1.3 必做一个流体整体以恒定速度 $u = (U_0, 0, 0)$ 作匀速平移。

1. 是否存在速度梯度？
2. 根据简单 Newton 黏性定律，是否产生剪切黏性应力？
3. 这个例子说明黏性抵抗的是“运动”还是“变形”？

1.4 必做两平行平板间距为 h ，下板固定，上板以速度 U 运动。假设速度为线性分布 $u(y) = Uy/h$ 。求：

1. 速度梯度；
2. 剪切应力；
3. 若 U 增大为原来的 2 倍，剪切应力如何变化？
4. 若 h 减小为原来的 $1/2$ ，剪切应力如何变化？

1.5 必做已知动力黏度 $\mu = 0.08 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 、密度 $\rho = 800 \text{ kg/m}^3$ ，求运动黏度 ν ，并写出其 SI 单位。

1.6 必做分别写出下列物理量的量纲：

1. 动力黏度 μ ；
2. 运动黏度 ν ；
3. 剪切应力 τ ；
4. 速度梯度 du/dy ；
5. Reynolds 数 Re 。

检查 $\tau = \mu du/dy$ 是否量纲齐次。

理解题

1.7 必做什么 D'Alembert 悖论？为什么它说明无黏模型在某些真实壁面流动问题中存在局限？本题不要求推导圆柱势流解。

1.8 选做真实物体阻力可概念性地分为摩擦阻力 $F_{D,f}$ 和压差阻力 $F_{D,p}$ 。分别说明二者的物理来源，并解释为什么黏性既可以直接产生 $F_{D,f}$ ，也可以间接影响 $F_{D,p}$ 。

1.9 必做为什么对于高 Reynolds 数流动，不能简单地“黏性很小，所以壁面附近也可以忽略黏性”？本题暂不要求使用边界层理论，只需结合无滑移条件和速度梯度进行定性解释。

1.10 必做解释无穿透条件和无滑移条件的区别。

1. 对于静止不可渗透固壁，仅满足无穿透条件时，切向速度是否必须为零？

2. 满足无滑移条件时，壁面处完整速度矢量是什么？

1.11 必做从“动量输运”的观点解释为什么黏性倾向于减小速度在空间上的差异，并将这一过程与热传导作类比。指出 ν 与热扩散率 α 在量纲和物理意义上的相似之处。

1.12 必做为什么运动黏度 ν 的量纲 L^2T^{-1} 暗示它与扩散过程有关？结合你已经学过的热扩散或质量扩散知识进行讨论。

综合题

1.13 选做水以速度 $U = 0.20 \text{ m/s}$ 流过直径 $D = 5 \text{ mm}$ 的圆管，取 $\nu = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。

1. 计算 Reynolds 数；
2. 若速度提高到 1.0 m/s ，重新计算 Reynolds 数；
3. 讨论两种情况下流动状态可能有何不同；
4. 为什么不能把某个临界 Reynolds 数推广到所有几何和所有流动？

1.14 选做考虑两个几何相似的流动装置。模型 A 的特征长度为 $L_A = 0.10 \text{ m}$ ，流速为 $U_A = 1.0 \text{ m/s}$ ；模型 B 的特征长度为 $L_B = 1.0 \text{ m}$ 。若两者使用同一种流体，为使 Reynolds 数相同，求模型 B 所需的特征速度 U_B 。根据结果讨论：为什么无量纲参数对于不同尺度实验之间的比较非常重要？

1.15 选做空气动力黏度可用 Sutherland 公式近似。取 $T_0 = 273.15 \text{ K}$ 、 $\mu_0 = 1.716 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 、 $S_\mu = 110.4 \text{ K}$ ，分别估算 $T = 300 \text{ K}$ 和 $T = 400 \text{ K}$ 时的动力黏度，并讨论结果是否符合“气体黏度随温度升高而增大”的定性认识。

1.16 研究训练某研究者比较两种流体时说：“流体 A 的动力黏度比流体 B 小，因此使用流体 A 时一定更容易形成湍流。”评价这句话。你的讨论至少应涉及：动力黏度；密度；运动黏度；特征速度；特征长度；Reynolds 数。

思考与讨论

1. 为什么“水很稀”和“水的黏性在某个流动中不重要”不是同一个概念？
2. D'Alembert 悖论告诉我们：一个在大部分流场中看似很小的物理效应，为什么仍可能决定整体阻力？
3. 为什么固体壁面会成为黏性流动中最重要的区域之一？
4. 如果没有无滑移条件，高 Reynolds 数外流中的边界层还会以同样方式形成吗？
5. 为什么说 Reynolds 数描述的是“流动”而不只是“流体性质”？
6. 对于一个你从未研究过的新流动问题，仅知道流体黏度是否足以判断黏性的重要程度？还需要哪些信息？