

# 液固流动理论的进展

S. L. Soo

## 1. 引言

研究液固悬浮体的意义在于应用这种研究成果,通过长距离管道输送悬浮体来输送固体颗粒,并使动力消耗合理、单价较低<sup>[1]</sup>。与气体输送即气力输送相比,在相似的温度以及有效的工作压力下,同样的固体颗粒最小悬浮速度以及压降在液体中比在气体中要低得多。这些参数通常与煤及其他矿物的远距离运输有关(但在化工和核工程中,浆体的短距离管道输送<sup>[3]</sup>以及火箭中的液态金属浆体燃料<sup>[3]</sup>各有它们自己的特殊问题)。污水由于其产生方式,是一种特殊情况的液态悬浮体,它的管道输送所采用的是最陈旧的技术<sup>[4]</sup>。

各种不同情况所需要的研究工作并不是完全一样的。污水一般限于在管流中以2.3英尺/秒(0.7米/秒)的速度输送4%的固体颗粒,它在工程设计方面已有常规可循。虽然小系统里的浆体流动通常不需要精密设计,但也象在大系统里那样,要考虑堵塞和磨损现象。这里主要的兴趣是大系统里的浓浆体流动。在这种情况下,精确计算它们的最小悬浮速度以及压降,是可行性设计的关键问题。与此同时,基础研究不能仅限于管流方面,因为必须有多样化的设计以适合于各种运输和操作机械。本综述涉及建立液固流动中质量和动量守恒的一般方程,不包括可压缩性、相变和化学反应的影响。大约自1950年以来,多相流动的基础研究已有了发展,我们现时的知识就是大批研究人员的研究结果(见[5]的参考文献目录)。本文引用的参考文献只是说明性的,并不包括实用的、直接的经验关系。用球体来表示等体积的固体颗粒。

由于有大量的相互作用参数,所以在最小悬浮速度的各种结果跟各种不同组合的液固悬浮体的管流摩擦系数之间的关系上一直存在争论。利用分析密度分布和速度分布的微分方程作适当的描述,这些大量参数已经得到了减少。

理论概念和问题提法的各发展阶段总结见表1。最初,悬浮体的流动公式是借助于液流中单个颗粒的动力学<sup>[9]</sup>和借助于流变学提出的。后一方法一直在不断地进行研究<sup>[13]</sup>,但是流变特性不易计算。前一方法遇到的根本困难是求得 Euler 关联和 Lagrange 关联之间的相互关系<sup>[10]</sup>,到了1960年,许多作者转而寻求以处理颗粒云的连续介质力学为基础的公式。任何开始阶段的过分简化都由后来的不断改进而得到纠正。在早期阶段,连续介质力学的表述往往限于稀悬浮体<sup>[14,15]</sup>。因此,流变学研究方法和连续介质力学研究方法都有局限性。

表 1 理论概念进展大事简表

方 法	年 代	年 份	问 题 提 法
颗 粒 性 状	1950	1947	单颗粒的运动Tchen <sup>[6]</sup>
		1956	溶液 <sup>[6]</sup> 及其他(见[5])
流 变 学	1960	1957	浆体流变学 Metzner <sup>[7]</sup> , Thomas <sup>[2]</sup>
		1965	连续介质力学 <sup>[8-10]</sup>
连续介质力学	1980	1967	多相的动力学意义 <sup>[11]</sup>
		1967	颗粒云的非牛顿性质 <sup>[5]</sup>
		1967-69	平均定理Slattery <sup>[12]</sup> , Whitaker <sup>[13]</sup>
		1969-72	相互作用参数——管流稀悬浮体的计算 <sup>[14,15]</sup>
		1981	多相流动的微分-积分方程 <sup>[16]</sup>
		目 前	浓浆体 Roco & Shook <sup>[17]</sup> 浓浆体表达式

## 2. 悬浮体的密度

以悬浮体的浓度作为依据,可以提供一种方法来识别颗粒-流体之间和颗粒-颗粒之间相互作用的程度。为了把后一种相互作用略去,颗粒-流体元之间相互作用的频率,必须比颗粒-颗粒之间相互作用的频率要大得多<sup>[20]</sup>。由此可得到稀悬浮体中固体所占体积百分率 $\phi_p$ 的上限的关系式

$$\phi_p < aF/3\sqrt{2\langle u_p^2 \rangle}^{1/2} \quad (1)$$

对于半径为 $a$ 的颗粒,从流体向颗粒的动量传递的弛豫时间的倒数为 $F$ ,在Stokes的范围内, $F = 9\mu_f/2a^2\rho_p(1 + \rho_f/2\rho_p)$ , $\langle u_p^2 \rangle^{1/2}$ 为颗粒随机运动的强度, $\mu_f$ 为流体的粘度, $\rho_f$ 为流体物质的密度, $\rho_p$ 为构成半径为 $a$ 的颗粒的物质的密度。重要的是要指出,对于以1.5 m/s速度在水中输送的 $2a = 1$  mm煤浆的情况, $\phi < 5-10\%$ 时的悬浮体是稀悬浮体。在液态悬浮体的这个范围中,流体的速度分布不因颗粒的存在而受很大的影响,而颗粒-颗粒间的相互作用也就可以忽略。在这个范围中理论上建立方程和求解也易于处理。对于如上所举的同样的煤-水例子,如果煤的体积百分率超过40%或处于中等范围,那么就应详细计及颗粒间的相互作用。目前必须建立半经验的或直接的流变关系。

## 3. 稀悬浮体

研究稀悬浮体的目的,是想从这种最简单的非显然的情形来了解浓悬浮体。即使为了使稀液态悬浮体的数学描述显得简单<sup>[21,22]</sup>,也必须承认以下几条<sup>[14,15]</sup>:

①由于颗粒与颗粒的碰撞效应可忽略,颗粒相的“剪切应力”来源于,例如颗粒在 $y$ 方向扩散引起的颗粒云动量的 $x$ 分量的输运。因而混合物中颗粒相的表观粘度为

$$\mu_{pm} \approx \phi_p \rho_p D_{pm} \quad (2)$$

这里  $D_{p,m}$  是这种混合物中颗粒的扩散率, 它与分子运动论中的分子扩散率近似相符。

②颗粒 ( $p$ ) 和流体 ( $f$ ) 二相混合物中的每个相的粘度, 是由颗粒与颗粒, 颗粒与流体, 流体与流体间的相互作用而产生的。对于稀悬浮体,  $\mu_{p,m} \sim \phi_p \rho_p D_{p,m}$ ,  $\mu_{f,m} \sim \mu_f$ 。

③颗粒-流体间的相互作用长度  $L_p$  可用下式表示:

$$L_p = \langle (\Delta u^2) \rangle^{1/2} / F \quad (3)$$

这里  $\langle (\Delta u^2) \rangle^{1/2}$  是颗粒运动到流体的相对运动的强度。对于稀悬浮体,  $L_p < \Lambda_{p,p}$ , 此处  $\Lambda_{p,p}$  为颗粒与颗粒碰撞的平均自由程。这个不等式是导出方程 (1) 的另一种方法。

④类似于稀薄气体动力学, 各相的整体速度间的分叉, 以及不存在颗粒-颗粒间的相互作用, 给出壁面滑移速度

$$U_{p,w} = L_p \partial U_p / \partial y|_w \quad (4)$$

这就表明, 当液相处于湍流运动时, 可能产生颗粒相的层流滑移运动状态。只有当颗粒云的密度足够大时, 才开始出现一个关联运动, 即 [5] 中所说的颗粒相的湍流运动。

⑤颗粒由于处于具有流体速度梯度的流体中 (尤其在壁上) 而产生剪切升力作用, 这种剪切升力作用通过剪切响应数

$$N_s = \frac{3}{4\pi} 6.46 \left( \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) \left( \frac{W_0 R}{\gamma} \right)^{1/2} \left( \frac{R}{a} \right) \quad (5)$$

而被关联起来, 这里  $N_s$  是层流区中由于流体剪切而产生的升力同固体颗粒的惯性力之比 [23], 而  $\gamma$  是流体相的运动粘度,  $R$  是管道的半径,  $W_0$  是中心处的流体速度。然而, 对于湍流次层,  $N_s$  取以下形式 [24]:

$$N_s = \frac{3}{8} 0.5 \left( \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) \left( \frac{D}{W_0 R} \right) \left( \frac{R}{a} \right)^{-3/2} \quad (6)$$

上面提到的流体元-颗粒的相互作用, 使我们有可能从理论上获得悬浮体管道流的实验结果 [14,15]。当它应用于中性浮力 ( $\rho_p = \rho_f$ ) 的悬浮体的层流公式时, 颗粒的质量和动量的守恒方程可以化为

$$(N_s/\beta)(w_f - w_p - \Delta w)(2r)^{1/2} = d \ln \phi_p \rho_p / dr \quad (7)$$

$$\beta(w_f - w_p) = -r^{-1}(d/dr)r(dw_p/dr) - (dw_p/dr)(d \ln \phi_p \rho_p / dr) \quad (8)$$

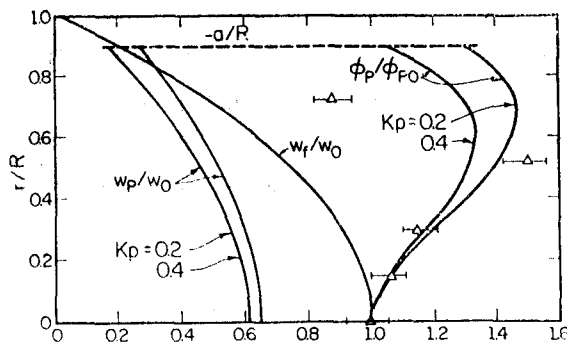


图 1 层流流体中中性浮力的密度分布和速度分布  $\xi=4$ ,  $\beta=8$ ,  $a/R=0.1$ ,  $K_p=0.2, 0.4$ . Segre & Silberberg [23] 给出  $Re=W_0(2R)/\nu=7.3$  ( $2a=1.7mm$ ,  $W_0=6.77m/s$ ) 时  $\phi_p/\phi_{p0}$  的实验点 ( $\Delta$  的范围为  $\rightarrow$ )

这里  $\Delta w = -(dw_f/dr)(a/R)$ ,  $\beta = R^2 F / D_p$ 。这样, Segre & Silberberg [21] 得出在 0.6 管道半径处具有最大  $\phi_p$  的实验结果 ( $w_f \neq w_p$  的情况), 跟 Einstein [25] 和 Jeffrey [26] 对轴心处最大  $\phi_p$  的计算值 ( $w_f = w_p$  的情况) 之间的争论也就迎刃而解了 (图 1)。图 1 中  $K_p = L_p/R$ , 即颗粒的 Knudsen 数 (方程 (4)),  $\xi = (N_s/\beta)N^2$ , 此处  $N_m$  是由  $W_0/R$  给出的动量传递数, 下标 “0” 是  $r=0$  时的值。

Newitt, et al [22] 在水平管道中

所做的固体体积占 5—10% 的定常液固二相流的实验结果, 也容易根据包含重力的类似基本方程进行数值模拟<sup>[15]</sup>。

#### 4. 中等密度

当固体的体积百分率在 10—30% 的范围时, 颗粒与颗粒间的相互作用就不能忽略, 但是对这种相互作用的关系尚未进行大量试验。颗粒的存在对液相有很大影响。对此范围, Roco & Shook<sup>[17]</sup> 提出了对质量和动量守恒方程进行时间平均后的一个微分方程组。

忽略象剪切升力之类的径向力后, 管流中颗粒的密度分布就很容易用水平方向、铅直方向和轴向方向的坐标  $x, y, z$  以及流体 (下标  $f$ ) 和颗粒 (下标  $p$ ) 的相应速度  $u, v, w$  表示。 $\phi > 10—15\%$  时, 应用 Bagnold<sup>[27]</sup> 以扩散应力的形式提出的剪应力

$$\sigma_p = \tau_p / \tan \theta \quad (9)$$

这里  $\tan \theta$  是流动参数的函数, 对于细沙颗粒的湍流,  $\tan \theta \sim 3.2$ 。它们的流体相 ( $f$ ) 和颗粒 ( $p$ ) 相的动量方程可化为

$$\phi_p \left[ \rho_p \frac{dv_p}{dt} - \rho_f \frac{dv_f}{dt} \right] = -(\rho_p - \rho_f) \phi_p g - \frac{1}{\tan \theta} \frac{\partial \tau_{pzy}}{\partial y} + \frac{(R_{p,y})_f}{1 - \phi_p} \quad (10)$$

这里  $g$  是重力加速度。可以假设相互作用项为<sup>[17]</sup>

$$(R_{p,y})_f = \phi_p \frac{3}{4} \frac{\rho_f C_{Dp}}{2a} \frac{|v_{fy} - v_{py}| (v_{fy} - v_{py})}{(1 - \phi_p)^{1.7}} \quad (11)$$

这里  $C_{Dp}$  是颗粒的阻力系数。通过时间平均, 有

$$v = \bar{v} + v', \quad \phi_p = \bar{\phi}_p + \phi'_p \quad (12)$$

$$d\bar{v}_p/dt_p = 0, \quad d\bar{v}_f/dt_f = 0 \quad (13)$$

再由于下式中的重力①, 湍流运动②和滑移③作用于颗粒云上的力, 以及速度脉动及碰撞④和耗散应力⑤所产生的的混合的力之间的平衡, 便可得到密度分布为

$$\underbrace{(\rho_p - \rho_f) g \bar{\phi}_p}_{①} + \underbrace{\rho_f \phi'_p \frac{dv'_f}{dt}}_{②} + \underbrace{\psi(\bar{\phi}_p, \phi'_p, v'_f)}_{③} - \underbrace{\rho_p \phi'_p \frac{dv'_p}{dt}}_{④} - \underbrace{\frac{1}{\tan \theta} \frac{d\tau_{pzy}}{dy}}_{⑤} = 0 \quad (14)$$

对于小颗粒的稀悬浮体流动, 方程 (14) 的头两项消去, 进一步假设浓度梯度的影响, 例如其的影响为

$$\overline{\rho_p \phi'_p (dv'_p/dt)} \sim (\rho_p - \rho_f) g \frac{D_{p\beta}^2}{v_d^2 \phi_p} \left| \frac{d\phi_p}{dy} \right| \left| \frac{d\phi_p}{dy} \right| \quad (15)$$

可得

$$\frac{D_{p\beta}^2}{v_d^2} \left| \frac{d\phi_p}{dy} \right| \left| \frac{d\phi_p}{dy} \right| + \frac{(\rho_p/\rho_f)\phi_p}{((\rho_p/\rho_f) - 1)g \tan \theta} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\tau_{pzy}}{\rho_p} \right) + \phi_p^2 = 0 \quad (16)$$

其中  $v_d$  为重力作用下的漂移速度, 而

$$D_p^2 = D_{p\beta}^2 + D_{p\gamma}^2 \quad (17)$$

对于稀悬浮体 ( $\tan \theta \sim \infty$ ), 在场力作用下, 关系式 (17) 成为扩散关系。由于固体在液体中的滑移效应

$$\psi(\bar{\phi}_p, \phi'_p, v'_f) = \phi_p \frac{3}{4} \frac{\rho_f C_{Dp}}{2a} \frac{|v_f - v_p| (v_f - v_p)}{(1 - \phi_p)^{2.9}} = \frac{(R_{p,y})_f}{1 - \phi_p} \quad (18)$$

在中等浓度到高浓度的大型管道中, 在平均轴向流动速度  $W$  为 1.66m/s 至 4.33m/s,  $\phi_p$  不

超过 40% 的范围内, 根据方程 (16) 得到的浓度分布和速度分布结果与实验结果非常一致 (图 2)。

联结上面这种分析与稀悬浮体之间的是输运参数  $D_p$ ,  $F$  等, 而这些参数有待于进一步考虑。

### 5. 流变学

浆体流动的非牛顿特性以前已经弄清楚了<sup>[2,7]</sup>。在上述处理中, 由近似式

$$\tau_{r, y, z} = \rho_p \partial \alpha_p w_p^2 / \partial y \quad (19)$$

显然可看出这种特性, 其中  $\alpha_p$  是经验常数。对于称为屈服-幂律模型的一般情况, 可用下式表示<sup>[28]</sup>:

$$\tau = \tau_y + n \frac{\partial w}{\partial y} \quad (20)$$

它将浓悬浮体的 Bingham 模型与 Ostwald-de-Waele 模型结合起来, 其中刚度系数为

$$\eta = K \left| \frac{\partial w}{\partial y} \right|^{n-1} \quad (21)$$

这里  $K$  与  $n$  为数值常数,  $\tau_y$  是屈服应力。

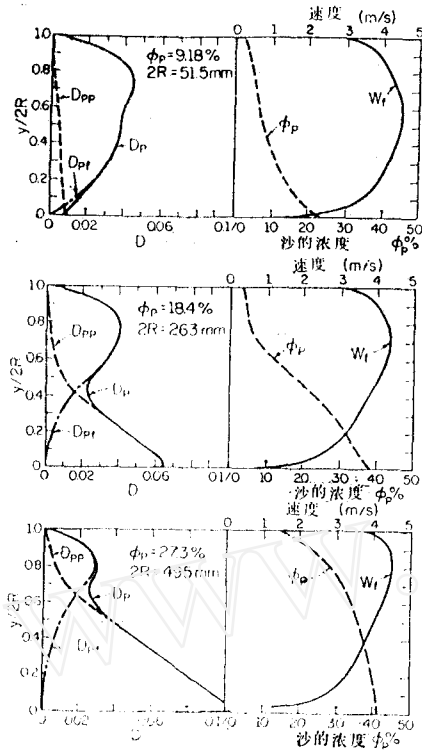


图 2 三种管道直径情况的液体速度和浓度的铅直分布和扩散率  
水中  $120\mu\text{m}$  沙的平均浓度为 9—27%

方程 (21) 的关系表示刚度系数为

$$\eta_{p,p} \sim \frac{3}{32} \phi_p^2 \rho_p a^2 |\Delta_p| \quad (22)$$

的球粒的浓悬浮体的剪切运动情形有关。这里  $\Delta_p$  是剪切张量<sup>[5]</sup>。当一些浆体的实验数据  $\eta$  和  $\tau_y$  已知时, 显然需要根据初始变量对它们进行计算。

Savage<sup>[29]</sup> 对干颗粒 (在空气里) 材料在重力作用下的流动提出了一个与方程 (22) 相似的式子。关于颗粒材料的这项力学的研究及其他有关研究<sup>[29]</sup> 认为, 对于浓浆体, 颗粒-颗粒间的相互作用有使流体相存在的影响显不出来的趋势。当这种情况发生时, Bagnold<sup>[27]</sup> 的颗粒-惯性分析被采用作为一个基本的机理。

### 6. 体积-时间平均方程

遵照体积-时间平均<sup>[19,30]</sup>, 对于不可压缩相 ( $p, f$ ) 的浆体, 多相流的微分-积分方程可以化为<sup>[31]</sup>

$$\partial(\phi_p \rho_p) / \partial t + \nabla \cdot (\phi_p \rho_p \underline{U}_p) = \nabla \cdot D_{p,m} \nabla \phi_p \rho_p \quad (23)$$

$$\partial(\phi_f \rho_f) / \partial t + \nabla \cdot (\phi_f \rho_f \underline{U}_f) = \nabla \cdot D_{f,m} \nabla \phi_f \rho_f \quad (24)$$

质量守恒和动量守恒方程分别为

$$\begin{aligned} \partial(\phi_p \rho_p \underline{U}_p) / \partial t + \nabla \cdot (\phi_p \rho_p \underline{U}_p \underline{U}_p) = & -\phi_p \nabla p + \nabla \cdot (\underline{\tau}_{p,m} + \underline{\tau}_{p,m}^T) + \phi_p \rho_p \underline{g} \\ & + \underline{U}_p D_{p,m} \nabla \phi_p \rho_p + \phi_p \rho_p F_{p,f} (\underline{U}_f - \underline{U}_p) + \phi_p \rho_p F_{p,p} \lambda_{p,p} \nabla \underline{U}_p \\ & - \rho_f \phi_p (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \cdot \nabla (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \partial(\phi_f \rho_f \underline{U}_f) / \partial t + \nabla \cdot (\phi_f \rho_f \underline{U}_f \underline{U}_f) = & -\phi_f \nabla p + \nabla \cdot (\underline{\tau}_{f,m} + \underline{\tau}_{f,m}^T) + \phi_f \rho_f \underline{g} \\ & + \underline{U}_f D_{f,m} \nabla \phi_f \rho_f - \phi_p \rho_p F_{p,f} (\underline{U}_f - \underline{U}_p) + \rho_f (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \cdot \nabla (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \end{aligned} \quad (26)$$

这里, 各相本身的无规运动引起的颗粒与颗粒相互作用的弛豫时间的倒数  $F_{p,p}$  可用下式表示<sup>[5]</sup>:

$$F_{p,p} \sim (3/2) \phi_p \lambda_{p,p} \alpha^{-1} |\nabla \underline{U}_p| \quad (27)$$

这又一次显示了非线性行为。这里  $\lambda_{p,p}$  是相似颗粒之间的混合长度,  $p$  是压力,  $\underline{g}$  为单位质量的场力, 而方程 (25) 与 (26) 的末项为由于界面动量传递而引起的连续介质表达的虚质量力。这些方程右边的其他项为: 剪切应力和流动脉动作用在一个相的力, 重力, 扩散引起动量传递而产生的力, 以及由于界面阻力而产生的力。

因为在没有质量传递的情况下, 动量方程 (25) 和 (26) 的左边可以表示为

$$\phi_p \rho_p d\underline{U}_p / dt_p = \phi_p \rho_p (\partial \underline{U}_p / \partial t) + \phi_p \rho_p \underline{U}_p \cdot \nabla \underline{U}_p \quad (28)$$

对于  $f$  相有类似的方程, 压力梯度项可以消去 (因为  $\phi_p + \phi_f = 1$ ), 于是给出 (这里不考虑  $\tau^T$  项)

$$\begin{aligned} \phi_p \left[ \rho_p \frac{d\underline{U}_p}{dt_p} - \rho_f \frac{d\underline{U}_f}{dt_f} \right] = & \nabla \cdot \underline{\tau}_{p,m} - \frac{\phi_p}{1 - \phi_p} \nabla \cdot \underline{\tau}_{f,m} + \phi_p (\rho_p - \rho_f) \underline{g} \\ & + \frac{\phi_p}{1 - \phi_p} F_{p,f} (\underline{U}_f - \underline{U}_p) + \left[ \underline{U}_p \rho_p D_{p,m} + \frac{\phi_p}{1 - \phi_p} \underline{U}_f \rho_f D_{f,m} \right] \nabla \phi_p \\ & + \phi_p \rho_p F_{p,p} \lambda_{p,p} \nabla \underline{U}_p - \frac{\phi_p}{1 - \phi_p} \rho_f (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \nabla \cdot (\underline{U}_f - \underline{U}_p) \end{aligned} \quad (29)$$

方程 (29) 的铅直 ( $y$ ) 分量表达式与方程 (10) 类似。我们注意到右边头两项对应于 Bagnold<sup>[27]</sup> 提出的扩散应力项, 最后四项组成方程 (18) 中用  $(R_{p,y})_f / (1 - \phi_p)$  表示的相互作用项。直接的对应关系不能予以验证, 但是这些项的构成却证实了经验关系所隐含的推论。含有  $\underline{\tau}_{p,m}$ ,  $\underline{g}$ ,  $F_{p,f}$  和  $D$  的诸项含义是显而易见的。

本节中, 为简单起见只考虑一种颗粒相。不难将上述各关系式推广到具有某种颗粒粒度分布的情形, 可以把每一个粒度范围当作一个相看待, 并可以引入各相互作用项<sup>[11]</sup>。

## 7. 讨 论

显然, 通过理论工作者一个接一个地作出的连续不断的贡献, 大量的理论知识已经得到系统的表述。但是实践也许是我们的最终依据。

直径为 457mm (18 英寸) 的美国黑方山输煤管线 (Black Mesa Pipeline)<sup>[32]</sup> 的经验已证明, 煤的最大粒度为 1.4mm, 体积浓度为  $\phi_p = 43\%$  (质量浓度为 50%) 的煤浆, 它的设计安全速度为 1.57m/s (3.5 英里/小时); 如发生 3 天以上的停止运转或以低于 1.44m/s

(3.2 英里/小时)的速度运行较长时间,就会引起堵塞(通过沉淀而引起)。那么由这组数据可得出什么结论呢?

首先,对于一定的粒度分布,当管道的底部  $\phi_b \sim 0.88$  时,以填充床密度方式的沉淀就可能开始。这点可以用来检查任何一种表达式。

其次,对于 457mm 的管道,在单单有水而水流速度为 1.44m/s 时,管流 Reynolds 数为  $6.6 \times 10^5$ 。对于上述情况的煤浆,即使表观 Reynolds 数接近  $3 \times 10^4$ ,由于大的界面摩擦,在管道中心预计不会发生大量的“湍流”或混合。因此,在 457mm 的管道中,如果在管底  $\phi_b$  达到 0.88,则在流速低于 1.44m/s 时仍持续运行,就有可能引起沉淀。这一事实表明,使用混合模型必须谨慎。此外,运输机理也许可看成是近乎具有内部剪切升力运动和薄壁层的柱塞流动。

上述对于直径为 457mm 的管道所得的实践经验,已被很谨慎地推广到设计直径为 965mm (38 英寸)的管道。正确的模型律要求运行速度高于 1.57m/s<sup>[1]</sup>,比方说 1.83m/s (4 英里/小时)。虽然管道设计本身也许可以用简单的经验办法来满足,但在诸如选矿机、离心机以及煤浆燃烧器等操作机械的设计中,却要求对浓悬浮体有更多的基础知识了解。

#### 参 考 文 献 (32 篇, 略)

彭珊美译自: *J. Pipelines*, 4, 3 (1984): 137—142. (俞稼棻校)

读者·作译者·编者

### 关于“细观力学”及两点更正

1. 读者指出,本刊 1985 年第 1 期《**微观力学**》一文中所有的译名“微观力学”(micromechanics)不确切。这个意见是正确的。钱学森 1978 年在全国力学规划会议上曾说:“理论工作。在气体、液体、高温气体等方面,要用微观的方法。微观,就是到了分子以及分子在高温下分裂成原子、电子、离子这样一个水平,从这里头得出宏观的物理性质。关于金属材料,还有高分子材料,也要找出物性。它们的分析水平,对金属来说就是晶体颗粒,对高分子材料来说就是分子链、纤维结构。这些东西比单个分子大。国外有一种说法,叫‘亚微观’;我们有的同志把它叫做‘准微观’。苟清泉同志提议叫‘细观’。他说,整个宇宙可叫‘宇观’;再小一点叫‘宏观’;然后再到细粒子、细纤维、晶体颗粒叫‘细观’;再小到分子和比分子更小,叫‘微观’。我很赞成。我们的民族语言多丰富呵!”(力学与实践,1979 年第 1 卷第 1 期第 6 页)在这之后,力学界不少同志相继使用了“细观力学”这个术语。因此,micromechanics 的确切译名应为“**细观力学**”。

2. 读者张双寅指出,本刊 1985 年第 15 卷第 2 期第 153 页第 13 行“ $\lambda$  为无损材料的弹性常数张量”中的  $\lambda$ , 应更正为  $\tilde{\lambda}$ 。在此向张双寅同志致谢。

3. 本刊 1985 年第 4 期封二上“总第 46 期”,应更正为“总第 64 期”。