

气液垂直上升管流中弹状流向泡沫流的转变

朱士亮 陈明浚

(化工系)

提 要

本文讨论了垂直管内气液两相向上流动时弹状流—泡沫流转变关系的研研概况。从工业实用的角度,对空气—水系统的流型转变提出一个简单的关系式,并分析了各种因素对流型转变的影响。

气液两相在垂直管内向上流动时,随着气液流率、气液物性和装置条件的不同,会出现各种不同的流型,如气泡流、弹状流、泡沫流和环雾流等。对于不同的流型,两相流的流体力学、传热和传质规律也不同。因此,研究两相流的流型及其转变就成为两相流研究领域内一个十分重要的问题。

由于两相流现象的复杂性,迄今对流型转变机理的研究还很不成熟,大多采用经验关联的方法来区分流型。适用于任意系统的通用流型图一直是各国研究者和工程技术人员所共同关心的问题。即使对同一对流型之间的转变关系,各研究者的观察结果和关联式也往往有很大差异,有的甚至是矛盾的。〔6〕

考虑到气液两相流在工业生产中的广泛应用,特别是在石油、化工生产中一些很重要的设计参数,如两相流的阻力、传热系数和传质系数等常常与流型密切相关。因此,从工程应用的角度考虑,若能在现有理论分析和经验研究的基础上,对每一对具体的流型转变关系,

由上二例可见:空间杆系模型是结构动力计算较精确的计算简图,空间杆系结构子空间迭代的动力分析和抗震计算可以作为工程抗震设计和研究的有力工具。

参 考 文 献

- 〔1〕K.J.Bathe, E.L.Wilson:
Numerical methods in finite element analysis 1976
- 〔2〕威格尔:地震工程学 1978
- 〔3〕铁摩辛柯:工程中的振动问题 1978
- 〔4〕冶研院:空间杆系结构抗震计算 1978
- 〔5〕工业与民用建筑抗震设计规范 TJ11—78
- 〔6〕清华大学土环系:
四边形塔架结构动力分析 1979
内框架房屋的地震破坏分析与抗震加固
——爆炸地震对房屋影响的试验研究—— 1981

提供一个即使是粗略的但却是实用的判据仍不失为一项有意义的工作。

泡沫流(或称搅混流)常常是生产中力求保持的一种流型,它可以强化传热和传质过程,因此,预计弹状流向泡沫流的转变条件是十分必要的。

一、研究现状

Moissis〔1〕(1963)提出以Taylor气泡和周围下降液膜间的界面波出现不稳定状态作为弹状流得以存在的上限,他认为液膜的稳定条件是界面波能够传播,也就是波的传播速度必为实数。再结合弹状流的连续性方程和液膜厚度计算式,可以在以 $Q_G/(Q_G + Q_L)$ 和 Fr_m 为关联参数的流型图上得到以Taylor气泡相对长度 L_b/D 为中间参数的一簇弹状流向泡沫流的转变曲线。但由于气泡长度 L_b 为一不确定的值,因此,这一流型图并不实用。

Govier等〔2〕(1958)认为在一定液体流率下,随着气体流率的增加,Taylor气泡周围的下降液膜受到气流阻滞而减速,液膜稳定性变差,当液膜遭到破坏时,弹状流就转变为泡沫流。他认为这种情况下液膜的破坏与湿壁塔中的液泛现象类似。因此,他推荐按Wallis〔3〕(1969)提出的垂直管内液泛关联式来计算弹状流向泡沫流的转变

$$\sqrt{V_{SG}^*} + m\sqrt{V_{SL}^*} = C \quad (1)$$

$$\text{式中: } V_{SG}^* = V_{SG} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L g D} \right)^{1/2}$$

$$V_{SL}^* = V_{SL} / \sqrt{g D}$$

m 、 C 为与物性有关的常数

他指出应根据Taylor气泡的上升速度和液膜厚度计算 V_{SG} ,若式(1)左端的计算结果大于0.88,那么液膜是不稳定的,弹状流将向泡沫流转变。因此,计算甚为繁复。

Golan〔4〕(1969)得到的转变方程为

$$\frac{V_{SG}}{\sqrt{g D (P_L/P_G)}} = 0.136 + 0.22 \frac{V_{SL}}{\sqrt{g D}} \quad (2)$$

上面这些计算方法共同之点是采用气相、液相或混合物的弗鲁德准数 $Fr = \rho V^2/gD$ 作为关联参数,并以下降液膜不稳定状态的出现作为流型转变的依据。

Dukler等〔5〕(1980)提出了另一种观点,他认为液体在流动中呈现上下振荡是搅混流的基本特征,而Taylor气泡在上升管中的两两合并过程恰好呈现这一特征。因此,搅混流不是一种稳定的流型,只是弹状流的入口段效应。他指出:Taylor气泡上升时,由于尾流效应(Wake effect)将使其后面气泡的上升速度加速,赶上前面的气泡并与之合并,合并以后气泡变长,气泡间距增大。对于空气—水系统,只有当气泡间距增加到(8~16) D 以后,这一效应才能消除,并形成稳定的充分发展的弹状流,在此之前,流动将呈现搅混流的型态。据此,他推导出在一定流动条件下搅混流—弹状流分界长度(即入口段长度)的计算公式:

$$l_E/D = 40.6 \left(\frac{V_{SG} + V_{SL}}{\sqrt{g D}} + 0.22 \right) \quad (3)$$

式中: l_E —入口段长度。当观察点高于此值将观察到弹状流,而低于此值则观察到搅混流。

此外,Dukler还提出了分散气泡流的概念。他认为当液速足够高时,由于流体的湍动

将使大气泡分裂,并以分散的小气泡形式上升而不可能再形成弹状流。计算分散气泡流与弹状流的转变线方程为:

$$V_{SG} + V_{SL} = 4.0 \frac{D^{0.420} (\sigma/\rho_L)^{0.030}}{V_L^{0.072}} \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{0.446} \dots\dots (4)$$

还有一些纯经验的流型转变关系是来自各研究者的实验结果。他们各自采用不同的关联参数在流型图上分别绘出各对流型之间的转变线,详见前文〔6〕。

二、空气—水系统的流型转变关系

为了便于比较和分析,我们将收集到的空气—水系统的各种流型转变方程和流型转变线经坐标变换后统一绘制到 $V_{SL} \sim V_{SG}$ 流型图上(图1)。各流型转变线的来源、原关联参数

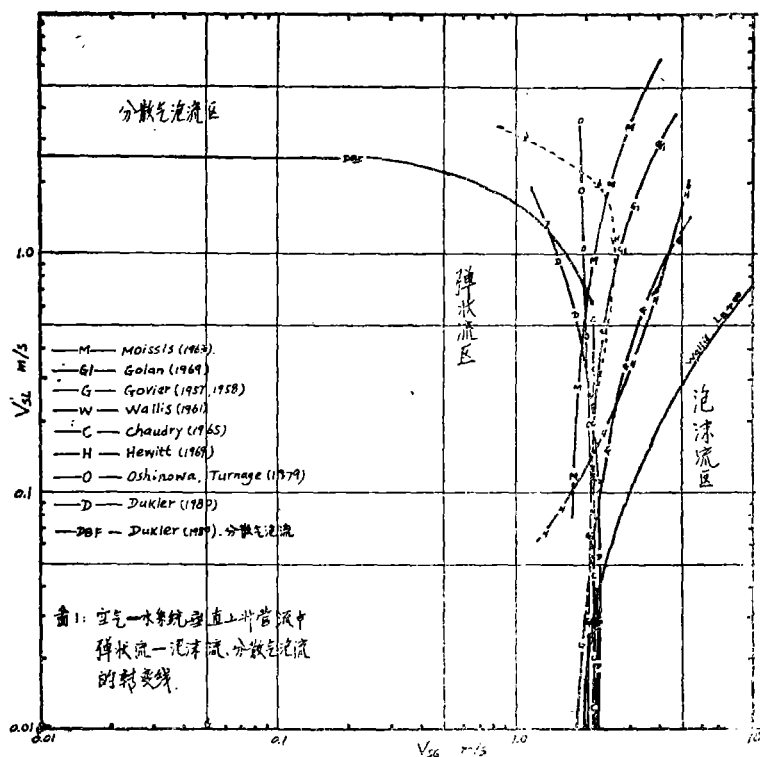


图 1

和实验条件等列于表1。图中Wallis等的流型转变线是在假设气泡周围的液体流动为势流,且Taylor气泡长度趋于无穷大的条件下得到的,因此偏差较大。Turnage^{〔11〕}的转变线是指分散弹状流(Dispersed slug)向泡沫弹状流(Trothy slug)的转变。由图可见,尽管各研究者的实验条件不完全相同,但是,在液速不很高的情况下弹状流—泡沫流的转变线还是比较集中的,大约在 $V_{SG} = 1.5 \sim 2.5$ 米/秒的范围内。但在液速较高时,就会发生较大的偏离。

当液速较高时,实际上泡沫流与分散气泡流已很难加以区别,因此,可以用式(4)作

为弹状流和分散气泡流—泡沫流的分界线。图1中DBF转变线就是空气—水系统在10N/m²、25℃条件下1"管的计算结果。

我们将各研究者的实验数据标绘于 $V_{SL} \sim V_{SG}$ 流型图上 (图2), 发现可以比较明显地区分弹状流和泡沫流。在液速不很高时, 可以近似地用 $V_{SG} = 1.9$ 米/秒作为弹状流和泡沫流的分界线。考虑到两相流影响因素的复杂性和观察的局限性, 取上述分界线的 $\pm 20\%$ 作为流型转变的过渡带较为合适。这与图1的结果非常相近。这样, 在转变带的左下方为气泡流和弹状流, 而其右方为泡沫流区域。(图2)

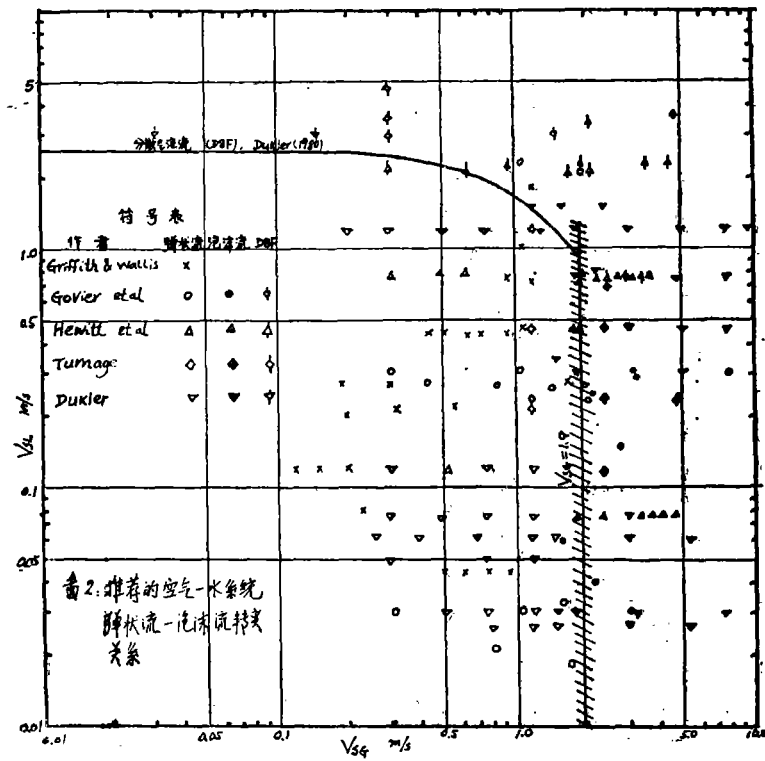


图2 水—空气系统的弹状流—泡沫流转变关系

表1 本文图1及图2中的数据来源

序号	作者	原用关联参数	管径范围	系 统	备 注
1	Moissis		1"	空气—水	[1]
2	Govier	$V_{SL} \sim V_{SG}/V_{SL}$	0.63~2.5"	空气—水	[9] [2]
3	Wallis	$\frac{V_{SG}}{V_{SG} + V_{SL}} \sim \frac{(V_{SG} + V_{SL})^2}{gD}$	$\frac{1}{2}$ " $\frac{3}{4}$ " 1" . 2"	空气—水	[6] [3]
4	Chaudry	$V_{SG} \sim V_{SL}$	1"	空气—水	[6]
5	Hewitt	$\rho_G V_{SG}^2 \sim \rho_L V_{SL}^2$	1 $\frac{1}{4}$ "	空气—水	[6]
6	Turnage	$\sqrt{V_{SG}/V_{SL}} \sim F_{ym}$	0.089 m	空气—水	[11]
7	Dukler	$V_{SL} \sim V_{SG}$	1"~2"	空气—水	[5]

三、物性和管径对流型转变的影响

关于气液物性和管径对弹状流向泡沫流转变的影响,文献报道得不多。为了近似地分析它们的影响,我们对各研究者原流型图上的转变线进行回归分析,然后在同一液速下进行比较。例如,Govier等流型图〔2〕的关联参数为 $X V_{SG}$ 和 $Y V_{SL}$ 。

$$X = \left(\frac{\rho_G}{\rho_{G_0}} \right)^{1/3} Y$$

$$Y = \left(\frac{\rho_L}{\rho_{L_0}} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{1/4}$$

式中: ρ_{G_0} 、 ρ_{L_0} 、 σ_0 —空气—水系统在1 atm、15.5℃下的气相密度、液相密度和表面张力。

ρ_G 、 ρ_L 、 σ —任意系统的相应值。

按图上弹状流—泡沫流转变带进行回归后可得方程:

$$X V_{SG} = 5.28 (Y V_{SL})^{0.2} \quad (5)$$

对于上述基准条件下的空气—水系统:

$$X = 1, Y = 1, \text{于是可得}$$

$$V_{SG_0} = 5.28 V_{SL_0}^{0.2}$$

对于任意气液系统:

$$\left(\frac{\rho_G}{\rho_{G_0}} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{1/4} V_{SG} = 5.28 \left(\frac{\rho_L}{\rho_{L_0}} \right)^{0.5} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{0.05} V_{SL}^{0.2}$$

由以上两式可以得到在同一液速下不同系统的转变点关系:

$$V_{SG_0} = V_{SG} \left(\frac{\rho_G}{\rho_{G_0}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_L}{\rho_{L_0}} \right)^{0.2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{-0.2} \quad (6)$$

用类似方法近似处理其它各研究者的流型转变线,所得结果列于表2。可以看出,物性和管径对弹状流—泡沫流转变的影响,不同作者所得的结论并不完全一致,有的甚至完全相反。

应当从弹状流向泡沫流转变的机理出发来进行分析,但是,迄今为止,尚没有公认的转变机理。从两种流型的基本特征看,弹状流的主要特征是存在直径和管径相近的Taylor气泡,气泡周围为一层下降液膜。泡沫流的主要特征是气液剧烈湍动、气泡变形和分裂。因此,

我们认为泡沫流的产生可能有两种机制,一种是随着气体或液体流率的增加,气体对液膜的曳力亦增加,使液膜的下降受到阻滞,液膜增厚、变形、致使气泡变形、分裂而形成泡沫流。而另一方面,气液流率的增加,使流体湍动增加,也会促使气泡的变形和分裂。因此,凡是促使气泡变形和分裂的因素均有利于向泡沫流转变。从这一观点出发,可以得到以下几个推论:

1. 在高液速下,泡沫流和分散气泡流实际上已经没有原则区别,因此,可以把式(4)作为高液速下泡沫流出现的界限。Ellis〔7〕的实验数据亦表明:当液速增加至1.5米/秒以上时,气泡流—弹状流转变线和弹状流—泡沫流转变线汇合,而在低液速下液速对流型转变的影响很小。

2. 气相密度增加,气相对下降液膜的曳力和气体的湍动均增加,加速了气泡的变形和分

表2

物性和管径对流型转变的影响

参 数 作者 幂次	ρ_G/ρ_{G0}	ρ_L/ρ_{L0}	μ_L/μ_{L0}	σ/σ_0	D/D_0
Moissis [1]	/	/	/	/	-1/2
Golan [4]	<+1/2	-1/2	/	/	-1/2
Govier [2] [9]	+1/3	+0.2	/	-0.2	+
Hewitt [b]	<+1/2	-0.21	/	/	/
OShinowa [6] [11]	/	+0.05	-0.195	+0.147	-0.39
Wallis [6]	<+1/2	-1/2	/	/	-1/2
Duns [2]	/	+0.372	/	-0.372	/
Dukler* [5]	/	+0.017	+0.072	-0.089	-0.429
Shires** [10]	/	/	+0.07	-0.177	-0.4~0.5
Ellis [7]			+		+

说明：1) 表中数值为各无因次参数的幂次。

2) (+)号表示该参数的增加将会加速流型的转变；(-)号表示延迟流型转变。

*由分散气泡流公式计算而得。

**根据管内液泛数据回归而得。

裂，因此，有利于弹状流向泡沫流的转变。这一点与表2中各研究者的数据分析所得到的结论是一致的。

3. 表面张力越大，越倾向于减少气液界面积，因此，不利于向泡沫流转变。大部分实验结果亦证实了这一点。表(2)中只有Oshinowa的结论与此相反，但他所采用的气液系统 σ 变化范围很窄($\sigma=67\sim72$ 达因/厘米)，恐难以作为根据。

4. 液相重度对弹状流向泡沫流的转变存在两种相反的作用。从作用于Taylor 气泡周围的下降液膜上的力的平衡关系考虑， ρ_L 增加将延缓液泛，从而推迟了向泡沫流的转变。而从液相湍动力的角度考虑， ρ_L 增加又将促进气泡的变形和分裂，从而有利于向泡沫流转变，因此， ρ_L 的影响取决于这两种作用的消长程度。

5. 液相粘度增加会减小液相的湍动程度，但又会使下降液膜受到粘性力的阻滞。可以预计 ρ_L 和 μ_L 的影响都不会太大。

6. 管径对流型转变的影响是一个更为复杂的问题。在考虑下降液膜的液泛时，Fr数是个重要的准数，在一定的Fr数下， $V_{sg} \propto D^{-\frac{1}{2}}$ ，即管径增加将延迟向泡沫流转变。但另一方面，管径增加，液体环流影响和大气泡的不稳定性均增加，又将有利于向泡沫流转变。当管径超过某一范围，弹状流将难以存在。Ellis等[7]就曾指出：当管径 $>4''$ 时，弹状流能否存在是值得怀疑的。晚近的管内液泛实验结果[8]表明：当 $D<0.05m$ 时，大体上液泛速度符合 $V_{sg} \propto b^{0.5}$ 的关系，而当 $D \geq 0.15m$ 时， V_{sg} 与直径无关。此外，Govier和Ellis的实验结果均表明：管径增加有利于弹状流向泡沫流转变[7][9]。看来这个问题还有待于进一步澄清。

综上所述，对于空气—水系统，弹状流向泡沫流的转变线可以用 $V_{sg}=1.9$ 米/秒和式(4)来进行估算。而对于其它系统，物性和管径对流型转变线的影响还需要继续进行更深

入的研究。

为了粗略地进行定量估算,可按如下形式估算物性和管径对流型转变的影响:

$$V_{SG,0} = V_{SG} \left(\frac{\rho_G}{\rho_{G0}} \right)^m \left(\frac{\rho_L}{\rho_{L0}} \right)^n \left(\frac{\mu_L}{\mu_{L0}} \right)^o \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^p \left(\frac{D}{D_0} \right)^q \quad (7)$$

式(7)中各无因次参数的幂次 m 、 n 、 o 、 p 、 q 之值可近似地利用表2中的数据进行平均化处理后得到。

符号说明

Q_G, Q_L ——气相和液相的体积流率, m^3/s ;

V_{SG}, V_{SL} ——气相和液相的表观流速, m/s ;

F_r ——弗鲁德准数, $F_r = V^2/gD$

L_b ——Taylor气泡长度, m ;

D ——管径, m ;

$\rho_G \rho_L$ ——气相和液相密度, kg/m^3 ;

g ——重力加速度, m/s^2 ;

L_E ——入口段长度, m ;

ν ——运动粘度, m^2/s ;

σ ——表面张力, N/m ;

下标: G ——气相

L ——液相

m ——气液混合物

o ——基准状态下

参 考 文 献

- [1] Moissis, R., J. Heat Transfer, Trans. A.S.M.E., ser. c., 85, 363 (1963).
- [2] Govier, G.W. & K. Aziz, The Flow of Complex Mixtures in pipes, 1972.
- [3] Wallis, G.B., One-Dimensional Two-phase Flow, McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.
- [4] 赤川浩尔: 气液二相流, 1974
- [5] Yehuda Taitel, Dvora Bornea and A.E. Dukler, A.I.Ch.E. Journal, 26, 345 (1980)
- [6] 陈明浚、朱士亮, 郑工学报1982年第1期、
- [7] Ellis J.E. et al, symposium on Two phase Flow, Exeter, B 101 (1965)
- [8] Horst J. Richter, Int. J. Multiphase Flow, 7, 647 (1981).
- [9] Govier, G.W. & W. Leigh short, Can. J. Chem. Eng., 36, 195 (1958)
- [10] Shires, G.L. & A.R. Pickering, Symposium on Two phase Flow, Exeter, B 501 (1965)
- [11] Turnage K.G., ORNL TN-37830, Union Carbide Corporation Nuclear Division (1979)