

垂直管内气液两相流流型研究的评述

陈明浚

朱士亮

(化工系)

提 要

要解决涉及气液两相流动的设计和生 产问题,首先需要确定在一定操作条件下两相流的流型。不同的流型,两相流的流体力学、传热和传质的规律性也不同。但至今未见对两相流流型研究有过系统的评述。本文对五十年代以来国外有关垂直管内气液两相上升流流型的研究进行了评价,指出了存在的问题,并提出了现阶段可以建立起来的一些基本观点和进一步研究的方向。

一、概 述

在工农业生产中,常遇到气液两相流现象。例如油气输送、气液提升、原子能反应堆和锅炉装置中的汽液循环系统以及石油化工生产中的许多单元操作(冷凝、沸腾、吸收、混合、管道反应等)都涉及气液两相的运动及其相互作用。与单相流比较,两相流现象要复杂得多。这首先表现在影响参数和流型的多样性上。

所谓流型,指的是气液两相在空间的分布状况。由于各研究者实验装置和条件不同、加以受观察和测试手段的限制,迄今还没有统一的流型名称和分类方法。较常见的是按气液两相的宏观外部特征来分类。垂直管内气液两相上升流的流型图如1所示。随气液流率的变化可从一种流型转变为另一种流型。图中自左向右分别为:

1. 气泡流(Bubble Flow)。基本特征是液相为连续相,大小不一的气泡比较均匀地分散在液相内。气泡的大小、形状、频率、上升速度以及气相体积分数 α 都随气液流率而变化。在气泡上升时,由于互相碰撞会发生气泡的附聚和合并;而液相湍动程度的增加又会

使大气泡分裂为小气泡。因此,Dukler等(1980)提出在高液速下存在分散气泡流型(Dispersed Bubble Flow)以区别于一般的气泡流。〔1〕

2. 弹状流(Slug Flow)或柱塞流(Plug Flow)。液相仍为连续相。气相则由于气泡不断合并的结果,形成直径和管径相近的圆柱形大气泡,气泡头部呈弹头状这种气泡称为泰勒气泡(Taylor Bubble),它周期地出现,并以较快的速度上升,气泡的周围是下降液膜。弹状气泡之间是液体段,里面也可能存在一些分散的小气泡。随气体体积流率 Q_G 的增加,

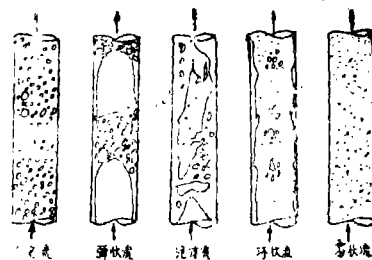


图1 垂直管内气液两相上升流流型

泰勒气泡变长,液段内的小气泡也增多。因此,也有人进一步加以区分,把低流率下的流型称为柱塞流,在较高流率下称为弹状流。〔1〕

3.泡沫流(Froth Flow)或搅混流(Churn Flow)。主要特征是气液两相的剧烈混合和湍动,以及在总体向上运动的同时,液体的上下脉动,气泡呈无定形且很不稳定。有人认为此时气液两相都不是连续相,有人则认为液相还是连续的。

4.环状流(Annular Flow)。其特征是沿管壁周围有一层向上运动的液膜,这里液相是连续的,气相则沿中心部分向上运动,这里气相也是连续的。随气液流率的不同,在气相主体中会出现不同程度的液滴夹带或较大的液团,在液膜中也可能夹带有小气泡,液膜表面则可能出现不同强度和频率的波。因此,有人把这种流型分出若干亚型,如膜状流(Film Flow)、波状流(Ripple Flow)〔2〕、环团流(Wispy Annular Flow)〔3〕、环雾流(Annular-mist Flow)等。

5.雾状流(Mist Flow)。随气体流率的继续增高,环状流可以转变为雾状流。液膜消失,液相全部以雾滴状分散在连续的气相中。也有人把环状流和雾状流合称环雾流〔2〕。

此外,有人按两相的分散特征,将流型分为:(1)拟均相流(Homogeneous Flow)或分散流(Dispersed Flow)。例如上述的气泡流和雾状流。(2)间隔流(Intermittent Flow),如弹状流。(3)分层流(Separated Flow),如环状流。这种分类方法有利于分别建立简化的物理—数学模型。〔4〕

实践证明,在不同流型下,两相流的流体力学、传热和传质有不同的规律性。因此,流型研究是两相流中心课题之一。它要解决的主要问题是:(1)在一定操作条件下予计可能存在的流型,从而正确估算过程的各种重要设计参数如阻力、传热和传质速率等。(2)予计从一种流型转变为另一种流型的条件,以便进行生产控制。

到目前为止,对流型的研究大多采用经验或半经验的关联方法,即在影响两相流的各种参数或其不同组合中,选出一对作为关联参数和坐标变量,然后按实测结果,在图上标出不同流型所处的区域,通常称为流型图。水平管、垂直上升管和下降管各有不同的流型图。考虑到化工生产中的应用,本文主要讨论垂直上升管中双组分气液两相流的各种流型图。

二、流型研究的进展

1797年Carl Loscher发明了气液提升泵,这是气液两相流工程应用的开始。但大量而系统的研究工作是随着石油工业、动力工业和原子能工业的发展而进行的。

五十年代前后,主要是生产观测和数据积累阶段。石油工业中对油—气、油—水系统的提升和运输,动力工业和原子能工业中对水—汽系统的循环和传热开展了初步研究,积累了一批流型、持液量和压降等生产和实验数据。

五十一六十年代大体属于进一步的实验室研究和数据的经验关联阶段,大部分工作是对空气—水系统和蒸汽—水系统进行的。

1957—60年,Govier等〔2〕〔5—7〕在1.015吋内径的垂直管内对空气—水系统进行了研究,用目测和高速摄影观察到四种基本流型。他把压降梯度 $\Delta P/\rho\Delta Z$ 、持液量随气液流率的变化规律与流型转变联系起来。图2是以名义液速 V_{sL} 为中间参数时,压降梯度和名义气速 V_{sG} 的关系曲线,各流型的分界线同时绘于图上。可以看出,在较低液速下,随 V_{sG} 的增

加, 压降梯度历经下降、上升、下降、再上升的变化, 相应地流型由气泡流向弹状流、泡沫和环雾流转变。而随流速的增加, 压降曲线的极值消失。Govier认为, 与此同时, 泡沫流区域也逐渐缩小并最后消失。本图用于预计流型并不方便, 但把压降和流型变化相联系却是有启发性的。

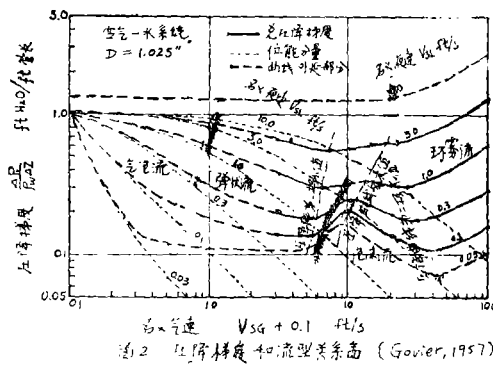


图2 压降梯度和流型关系图 (Govier, 1957)

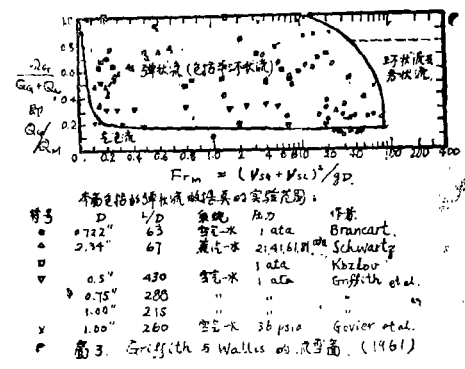


图3 Griffith 与 Wallis 的流型图 (1961)

Griffith和Wallis (1961) [8]在 $\frac{1}{2}$ "、 $\frac{3}{8}$ "、1"管内, 用闪光高速摄影对弹状流进行比较深入的研究, 根据他们本人和其他一些研究者的实验数据, 提出了图3。采用的关联参数是由KO3ИIOB于1952年提出的入口处气体体积分数 $C_g (= Q_g / (Q_g + Q_L))$ 和两相混合物的弗鲁德数, $Fr_m (= (V_{sg} + V_{sl})^2 / gD)$ 。

此图出现较早, 关联参数比较简单, 故长期以来为许多作者所引用, 国内文献也作过推荐 [9]。后文对本图还要分析。这里需要指出的是: 本图作图的指导思想并不是为了比较准确地定出各个流型转变的分界线, 而只是根据当时所能收集到的弹状流数据, 力求确定弹状流能够存在的最大可能范围。因此, 本图只能用来判断空气-水系统在某种操作条件下弹状流是否可能出现。

图2和图3都没有估计物性的影响。Duns和Ros (1963) [23] 在比较宽的管径和物性范围内研究了垂直管内的压降和流型变化, 流型由目测确定, 用气体速度数 $N_{vg} (= V_{sg} \cdot (\rho_L / g\sigma)^{\frac{1}{4}})$ 和液体速度数 $N_{vl} (= V_{sl} \cdot (\rho_L / g\sigma)^{\frac{1}{4}})$ 相关联得到图4。图上分出三个区域: 区域I中液相为连续相。区域II中气液两相都不是连续相。区域III中气相为连续相。他们还给出了按不同区域分别计算压降的经验关联图, 并为一些作者所推荐 [2]。

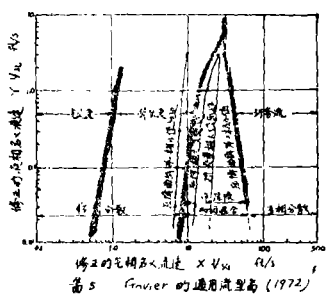


图5 Govier 的通流型图 (1972)

用图4 估计流型过于粗略, 但他们提出的压降计算方法却有较大的适应性。

Govier 综合他本人和Duns 等人的研究结果提出了如图5所示的流型图 [2]。横坐标为 $X \cdot V_{sg}$, 纵坐标为

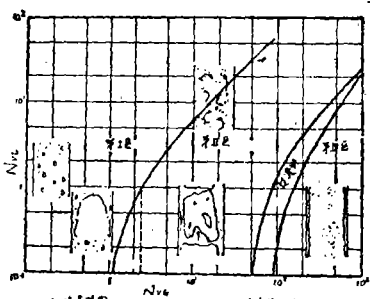


图4 Duns & Ros 的流型图 (1963)

$Y \cdot V_{sl}$, 其中, $Y = (\rho_L \sigma_{wa} / \rho_w \sigma)^{\frac{1}{4}}$, $X = (\rho_g / \rho_a)^{\frac{1}{4}} \cdot Y$ 。图

上还标出了压降曲线极点的轨迹。本图初步考虑了物性影响, 但坐标不是无因次的, 对物性

影响的修正也不够全面、准确，高液速下的结果也值得怀疑。

Chaudry等(1965)[10]采用了三种进水方式，在内径1"垂直管中研究空气-水系统，目测辨别流型，得到图6。作者指出，由于目测的局限性，当 $V_{SL} > 0.67$ 米/秒，流型就难以分清。图上曲线说明流型之间的转变并没有明确的分界线，而是一条较宽的过渡带，而且高液速与低液速下转变顺序有所不同。

Golan和Stenning(1969)[11]用修正的气体弗鲁德数 $V_{SG}^* = V_{SG} / \sqrt{gD(\rho_L/\rho_G)}$ 和液体弗鲁德数 $V_{SL}^* = V_{SL} / \sqrt{gD}$ 相关联，得到弹状流向泡沫流的转变线方程为：

$$V_{SG}^* = 0.136 + 0.022V_{SL}^*$$

泡沫流向环雾流的转变线方程为：

$$V_{SG}^* = 0.545 + 1.32V_{SL}^*$$

六十年代以来，测试技术的发展为进一步分辨流型和研究两相流的微观结构创造了条件，同时也为了介流型及其转变机理和建立物理模型提供了一定的基础资料。流型图也开始从宏观参数的纯经验关联逐渐转向理论分析并与微观结构参数相联系。但是，这方面的研究至今还没有发生重大的突破。

1969年，Hewitt等[3]在1.4"管内用x射线和高速闪光摄影研究在1.04~5.4kg/cm²下空气-水系统的垂直上升管流。x射线摄影消除了可见光的散射、折射影响，可以得到更清晰的图象。装置总高24米，进口段长10米，因此，可以认为消除了进口效应。他们在标绘流型图时发现：如用 V_{SG} 、 V_{SL} 作为关联参数，得到的流型图与Bennett(1965)提出的水-蒸汽系统的流型图差别很大；但如改用气液的动量通量 $\rho_G V_{SG}^2$ 和 $\rho_L V_{SL}^2$ 相关联，则两人的结果比较一致。见图7。Hewitt的数据，是我们目前能看到的主要的一批高液速下较为可信的具体资料(V_{SL} 高达2.77米/秒)。因而在一定程度上澄清了过去对高液速下流型变化的一些模糊观念。

这里必须指出：在低液速下，实验的最小表观气速 V_{SG} 是0.31米/秒左右，与此对应的流型是柱塞流，因此图上的气泡流区域，并不是通常在低气液流速下出现的气泡流，而是高液速下出现的分散气泡流。

由于图7采用的关联参数的因次性和局限，未必能期望本图有很大通用性。而且，实验是在三种液速下改变气速进行的，液速间隔范围很大，也影响图上流型转变线位置的准确性。我们曾用Hewitt本人提供的原始数据校对本图，发现：图上的流型划分很粗略，不同流型下的数据点互相交错，有些流型如柱塞流的数据点还相当分散，数据的重现性也较差，在非常接近的一组操作条件下可能观察到完全不同的两种流型。

Oshinowo等(1974)[12]在内径为1"的U管内进行下降管和上升管以及中间U型连接管中的两相流型研究。采用4000帧/秒的高速摄影观察流型，并考察了物性变化的影响。

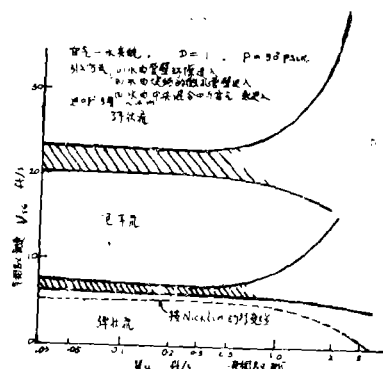


图6. Chaudry 等的流型图 (1965)

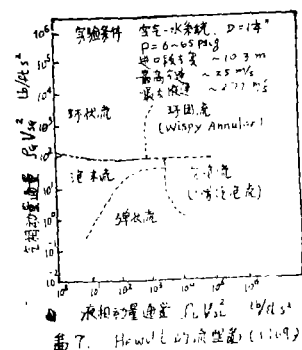


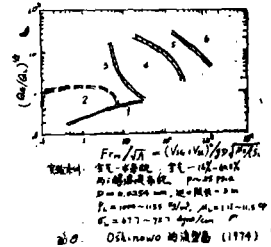
图7. Hewitt 的流型图 (1969)

他采用的流型分类法是Nicklin等在1962年提出的,认为在一定 V_{SL} 下随 V_{SG} 的增加依次出现下列6种流型:(1)气泡流。(2)平稳弹状流(Quiet slug)。(3)分散弹状流(Dispersed slug)。(在液体段内有较多小气泡)(4)泡沫弹状流(Frothy slug)。(液体段内有大量气泡,在泰勒气泡周围的液膜内也出现小气泡)(5)泡沫流。(6)环状流。流型图的关联参数则在Griffith等〔8〕的基础上进行了二点改进。一是考虑了物性影响,引入无因次数 Λ 对 Fr_m 进行修正:

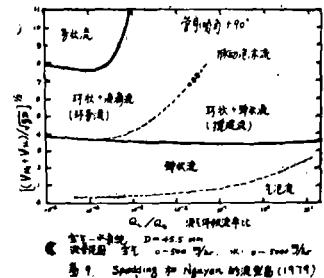
$$\Lambda = \frac{\mu_s}{(S_L \delta s^3)^{\frac{1}{4}}}, \mu_s = \mu_L / \mu_w, \sigma_s = \sigma / \sigma_{wa}, S_L = \rho_L / \rho_w.$$

这样横坐标用 $Fr_m / \sqrt{\Lambda} = (V_{SG} + V_{SL})^2 / gD \cdot \sqrt{\Lambda}$ 表示。二是考虑到 Q_G / Q_M 对弹状流→泡沫流→环状流的转变不敏感,并考虑到坐标范围和图幅大小,改用 $\sqrt{Q_G / Q_L}$ 作为纵坐标。提出了图8。

Oshinowo曾将其他研究者的包括空气—水、蒸汽—水、空气—庚烷、可燃气体—重油、氮—汞等系统在相当宽范围内的数据($D_1'' \sim 3.25''$, $\mu_L = 0.141 \sim 18$ 厘泊, $\sigma = 22 \sim 490$ 达因/厘米, $\rho_L = 684 \sim 13600$ 千克/米³)标入本图,据称大都相符。我们曾对此图作过初步比较,发现其他作者的弹状—泡沫流转变线大多落在(4)区,说明这一转变的过渡范围相当宽;但气泡流—平稳弹状流的转变线却远较其他作者为低,这可能和本实验的进口条件有关。我们觉得本图的一个主要问题是难以清楚区分出低流速下的气泡流范围,此外,从图上看到的物性修正的影响趋势和实际应有的情况往往刚巧相反(见后文)。



Spedding和Nguyen(1979)〔13〕在内径45毫米管内对空气—水系统进行从 $-90^\circ \sim 90^\circ$ 倾角范围内(垂直下流→水平→垂直上流)的流型变化研究。气体质量流率0~500千克/时,液体质量流率0~5000千克/时,采用 $(Fr_m)^{\frac{1}{2}}$ 和 Q_L / Q_G 作为关联参数,得到图9。虽然本图坐标和图8类似,但当把两图上的流型转变线经坐标变换交叉绘到对方图上时发现,除泡沫流区外,其他转变线的位置和走向都有很大差别。这充分说明实验条件(如管径、进口方式、进口稳定段等)对流型影响很大。

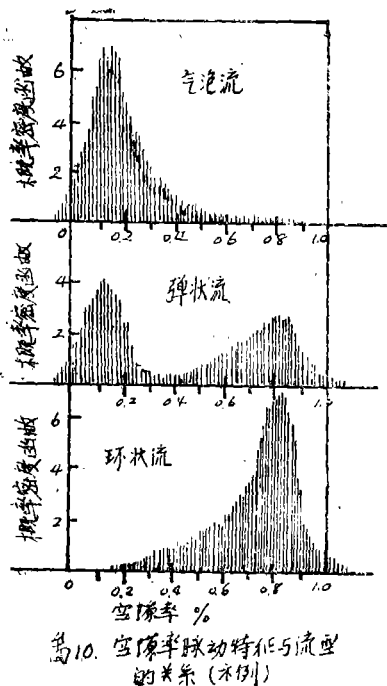


由于目测(包括摄影观察)对流型的鉴别难免带有主观性,于是人们力图寻求能够客观地反映流型特征及其转变的测试手段和测量参数。这也导致了两相流微观结构(例如局部空隙率分布和速度分布等)和动态特性研究的发展。

1966年Hubbard和Dukler〔4〕使用压力传感器测定壁面压力,根据压力脉动的能谱分布来区别流型,对水平管可分辨出分层流、间隔流和分散流。后来,Weisman发展了这一结果〔29〕,但未见用于垂直管的报导。

Hus(1964)曾用热线风速仪测定空隙率分布来判别流型〔14〕。

Zuber等(1974〔15〕)利用x射线的透过率和两相流空隙率的关系,测定了不同流型下空隙率脉动的概率密度函数,根据得到的信号波形,可以分辨出二种特征流型和一种过渡流



型, 由图10可见:

(1) 气泡流—在低空隙率下的概率密度函数出现单一波峰。

(2) 环雾流—在高空隙率下出现单一波峰。

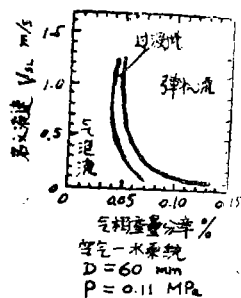
(3) 弹状流—在高、低空隙率处同时出现波峰。因此, Zuber认为, 可把弹状流看作是气泡流和环雾流之间的过渡流型。目前, 还不能用这种方法细致地区分其他中间流型。

用各种探针来鉴别流型也有过不少报导。

早在1963年, Griffith等就使用电导探针进行研究, 并据此提出了弹状流向环状流转变的关联式[16]: $V_{SL}^* < 1.5$

$$V_{SG}^* = 0.9 + 0.6 V_{SL}^*$$

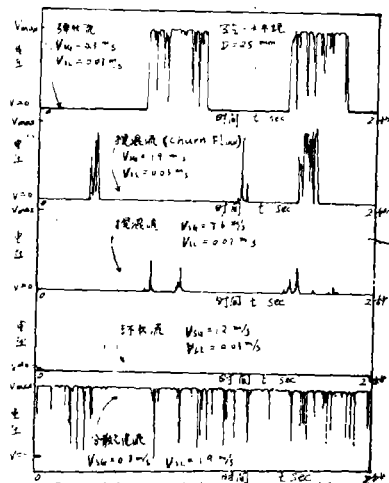
Serizawa等(1974)



〔17〕在 $D=60$ 毫米的管内研究空气—水系统的湍动特性, 用

目测和用电阻探针测定局部空隙率分布。他们发现气泡流时沿管径的局部空隙分布曲线呈马鞍形, 而弹状流则呈抛物线形, 根据测定结果, 提出了气泡流向弹状流的转变曲线, 见图11。

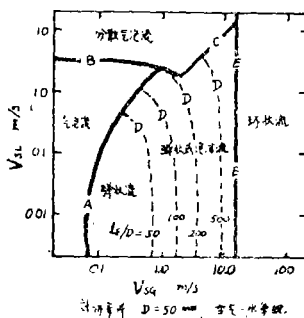
Barnea等(1980)[14]用电导探针测定空隙率随时间的变化关系。根据空隙率变化时, 在探针回路上电流跟着变化, 从示波器上得到不同的电压脉冲图象, 可以用来区分典型的气泡流、弹状流、泡沫流和环状流。见图12。但作者指出, 对于流型转变区的图象, 尚难作出满意的解释。



③-12

此外, Rhodes等(1967)曾用电极探针测定泡沫流向环状流转变时的液膜厚度变化频率曲线[18], 认为可以用来区分这两种流型。

其他有关流型测定方法可参见Hewitt的专著[19]。



除了上述进展外, 另一个趋势是力图分析流型转变的机理, 推导出转变线的数学方程, 这方面比较系统的是Dukler等(1976)(1980)先后发表的有关水平管和垂直管内流型转变模型的论文[20][21]。得到的垂直上升管的流型图示意图见图13。本图是针对管径为50毫米

时的空气—水系统作出的。曲线A是气泡流向弹状流的转变线，以气相当空 隙率 $\alpha = 0.25$ 作为转变判据。曲线B以上为分散气泡流，这是由于高液速下造成的高度湍动，使气泡分裂和分散，阻止了弹状大气泡的形成，因此 α 可以超过0.25。曲线C是气泡流存在的极限，其判据是当等直径的气泡最紧密排列时，空隙率 α 不超过0.52。曲线E是泡沫流和环状流的转变线，它的判据是：在环状流时必须保证某种大小的稳定液滴保持悬浮，否则由于液滴下沉积聚将形成液桥而转变为泡沫流或弹状流，因而对一定系统，此分界线只和风速有关。Dukler还提出，搅混流（泡沫流）不是稳定流型，只是作为在进口段中存在的过渡流型而出现，在继续上升过程中大小气泡和液段都将逐渐合并并最终变为稳定的弹状流。曲线D就表示在一定进口段长度 l_E/D 下可以观察到弹状流的操作条件，在该条件下管长超过 l_E 观察到弹状流，小于 l_E 则观察到搅混流，风速愈高所需进口段愈长。图13和由实验得到的流型图相比，虽然存在着不少差异，却可以作为进一步探讨的基础。

最后还值得提一下的是Brodkey等（1970）提出的予测水平管内流型的经验方法〔21〕。他们拟订了十对关联参数（如 W_G , W_L ; V_{SG} , V_{SL} ; Re_L , Re_G 等）然后把不同研究者的四千多个流型实验数据分别标绘到每一对关联参数构成的坐标图上去，并在图上画出每一种流型的数据点所占据的区域。观察那一对关联参数能最大限度地把两种不同流型区分开（即这两种流型区域在图面上有最少的相互覆盖率），这就可以推荐这对关联参数的坐标图作为予测这两种流型的根据。遗憾的是，他采用的十对参数，没有一对能把相邻的流型区分开。Brodkey最后推荐气液重量流量 W_G , W_L 这一对关联参数较好，我们分析只是由于实验数据有限所造成的巧合，不能作为采用的根据。但是，作为一种思路，在现有条件下，还是可以借鉴的。

三、流型研究中几个问题的讨论

1. 流型图的通用性问题

如前所述，各种流型图不仅关联参数不同，流型的区分方法也不完全相同。

我们把上述各流型进行坐标换算和交叉描绘后，发现即使是同一空气—水系统，流型转变线也很不一致。有的甚至连走向也完全相反。我们认为，这正反映了两相流现象的复杂性和目前经验研究方法的局限性。具体地说，有以下几点原因：

（1）对流型的分类和描述不一致。

（2）流型转变本来就是逐渐过渡的，加以流型的测定方法不一致，分辨率不高，且带有很大的主观性和近似性，因而使结果的差别更大。

（3）实验条件的差别。除了系统物性、装置的几何尺寸以外，两相的引入方式，进口段长度以及微量表面活性物质的存在等都会影响流型。

（4）两相流固有的脉动性。这不仅给参数的测量和正确取值带来困难，而且已有报导在某些情况下，在同一流速条件时会自动发生流型结构的跳变〔22〕。在我们的予试验装置中也观察到类似的现象，这就更增加了流型研究的难度。

现有的这些流型图，基本上是属于经验关联。因此，只能在作者的实验范围内有效。只有在可靠的理论分析基础上提出的流型图、并且经受了实践检验之后，才有可能具有通用性。不过，上述的经验关联图为进一步研究提供了基础资料。

2. 关于泡沫流(或搅混流)问题

Griffith等(1961)认为泡沫流只是一种过渡流型或进口段效应〔8〕,因而在图3中没有分出泡沫流区。Dukler等(1980)则认为搅混流是弹状流的进口段效应〔1〕。而Govier(1957)、Oshinowo(1974)等人则认为泡沫流是能够稳定存在的流型之一〔6-7〕、〔12〕。他们的理由是泡沫流一般在中等以上气速下出现,两相的剧烈湍动会增加涡流传递系数,因而流型会很快趋于稳定。

我们认为,在气泡流向弹状流转变时,随着气速的增加,气泡增多,的确需要经过一定的进口段使气泡逐渐合并而变为稳定的弹状流。但是,在弹状流向环状流过渡时,也确实存在稳定的泡沫流型。在Hewitt等的装置中,应当说有足够长的进口段,但仍然观察到泡沫流就是证明。Spedding也曾指出,图3中的环状流区实际上包括了许多泡沫流的数据点〔13〕。我们曾将Govier、Hewitt和Dukler等的部分数据标于图3上,发现泡沫流可以在很大的 Fr_m 范围内存在($Fr_m = 20 \sim 800$),这也说明图3的局限性。

3. 不同液速下流型的转变顺序

一般文献上都指出,在一定液速下,随着气速的增加,流型变化的顺序大致是:气泡流→弹状流→泡沫流→环状流→雾状流。但这只适用于液速不高的情况。Govier等〔2〕根据图2压降曲线极值和拐点的消失,认为在高液速下泡沫流不再存在。Hewitt等〔3〕(1969)则认为在高液速下,流型由气泡流直接转变为环团流。Dukler(1980)〔1〕经过半理论分析之后,认为在高液速下由分散气泡流向环状流转变。因此他提出在高液速下存在分散气泡流的想法随着液体湍动程度的增加,大气泡将分裂。在一定液速下,存在一个稳定的最大气泡直径 d_{max} ;另一方面,气泡愈小,愈不容易合并,对于一定的物系,存在一个临界直径 d_{crit} ,小于它的气泡将很难合并,当液速增加到一定程度,使 $d_{max} = d_{crit}$ 时,就会出现分散气泡流,它以大量分散的小气泡,且 α 可能大于0.25为其特征。

我们认为Dukler关于分散气泡流存在的结论是比较符合实际的,这一点从Hewitt(1969)〔3〕流型图亦可得到证实。在高液速下,由分散气泡流向环状流或向环团流的转变顺序,从图8、9也可以大致看出。但是,图5在高液速下的流型转变顺序却不是这样,这可能是受当时实验条件和目测的限制。

4. 关联参数问题

流型图使用的关联参数,基本上可以分为三种:

(1)有因次。例如 V_{SG} 、 V_{SL} 、 $\rho_G V_{SG}^2$ 、 $\rho_L V_{SL}^2$ 、 W_G 、 W_L 等。一般情况下这种流型图只在所规定的实验条件范围内适用。

(2)无因次。例如 Q_G/Q_L 、 N_{VG} 、 N_{VL} 、 Fr_m 等。

(3)对有因次参数进行若干修正,以扩大其适用范围。

后两种通常是根据因次分析和相似论的原则进行的。常采用气、液两相的 Re 、 Fr 、 We 或其相互组合,以反映两相流中各相的惯性力、粘性力、重力和表面张力之间的相互关系以及物性和几何尺寸的影响。例如,图8的物性修正因数 $\lambda = \mu_s / (S_L \sigma_s^3)^{1/4}$,实际上就是由 $We^3 L / (Re^4 Fr_L)$ 转化过去的。图4的气、液相速度数 N_{VG} 、 N_{VL} 是由 $(Fr \cdot We)^{1/4}$ 转化

而得,以考虑两相重力,惯性力和表面张力的影响。而图5中的 YV_{SL} ,我们认为也是根据现象相似时,对应的相似准数必相等的原理,由两种现象下的 Fr_L 、 We_L 分别相等这一判据得到的,以便能把空气—水系统下得到的实验数据推广到其它系统中去。

不过,从前面的介绍不难看出,根据目前的水平,无因次数关联的流型图未必比有因次的好,进行物性修正之后的关联图,也不见得能适用于其它系统。这里的根本原因是:

(1) 由因次分析,由于流型是 μ_G 、 μ_L 、 ρ_G 、 ρ_L 、 σ 、 u_G 、 u_L 、 D 、 l_E 、 ε 和 P 等因素的函数,即使暂不考虑 l_E 、 ε 和 μ_G 的影响,也需要五个以上的无因次数才能充分描绘这一现象。因此,完整的流型图应当用多维坐标系来表达,要想在平面图上用一对无因次数来表示所有条件下各种流型的转变,几乎是不可能的。

(2) 由于两相流的不连续性和脉动性,关联参数中使用的平均值(如 V_{sg} 、 V_{SL} 等)不能反映脉动的统计特性。有人甚至认为,点微分的概念不适于用来描述两相流系统的行为^[18]。因此,测定两相流各参数的脉动特征并用统计理论和方法考察它和流型转变的关系是一个很有前途的方向。

无何如何,在现有条件下,从工程实用观点,采用由平均值表示的参数组成无因次数,在平面坐标系上标绘流型图,由于其简单易行,还是有吸引力的。在这方面可能采取的措施是:对不同的流型转变分别采用不同的关联参数。这就需要仔细分析,在一种流型向另一种流型转变时,那几种作用力是控制因素,抓住主要矛盾,排除次要影响,从而选定合适的关联参数。具体地说,所选择的关联参数应满足以下几点要求:

- (1) 尽可能满足因次分析和相似原理。
- (2) 能够反映流型转变中主要作用力的影响。
- (3) 物性等的影响应当和理论判断一致。

此外,考虑到流型转变的渐变性以及其它一些不确定因素,流型之间的转变不宜用一条转变线而应当用条形带来表示。有关这方面的进一步工作将在另文中介绍。

5. 关于进口效应

进口效应包括气液两相引入方式和进口段长度对流型的影响。不少作者都认为引入方式对进口段长度有影响,甚至对以后稳定时的流态也有影响^[24]。例如Dukler等(1960)用三通管式引入器时,发现液相从支管进入与气相由支管进入相比,在环状流时,前者液滴带出量大而压降梯度却较低。他们认为这是由于液体受到的加速情况不同,因而在进口段分散程度不同所造成的。^[25]Gill等(1968)也发现,由多孔管壁引入液体和由管中心引入液体相比,前者的环状流液膜较厚、带出量较小而最终压降梯度却较高。另外,两种情况下到达稳定所需要的进口段长度也不相同,后者 $l_E/D=60$ 已足,而前者甚至到 $l_E/D=160$ 以上还在继续变化^[26]。但是,Chaudhry(1965)却认为他使用的三种不同的引入方式对流型图没有影响。^[10](见图6)

不同作者对进口段长度的估计有很大出入。Oshinowo等(1974)认为经过弯头4呎以后流型已趋稳定^[12]。Serizawa(1974)根据局部空隙率分布的变化趋势认为对气泡流和弹状流 $l_E/D=30$ 已经足够^[17]。Govier等(1972)认为湍动程度增加,进口段长度将减少^[2]。而Dukler等(1980)则认为气速增加,形成稳定弹状流所需要的进口段愈长^[1]。

我们认为,对进口效应缺乏清楚的认识,这往往是各研究结果不一致的原因之一。对于

化工生产,管子通常不太长,甚至有可能大部分都处于两相流尚未充分发展的状态,因此研究这一问题就更为重要。从流型角度来看,进口效应对气泡流向弹状流的转变影响较大。进口处气泡大小和分布状态不同,气泡合并成泰勒气泡的速度会有很大差别,而且管径愈小,这个影响会愈大。对于其它流型,由于速度较高,进口效应对流型转变的影响很可能只局限在较短距离之内(即使某些参数还会随距离继续发生变化)。

6. 关于物性和管径对流型的影响

在流型的各个影响因素中,一般都认为气、液流速的影响是主要的,物性和管径的影响则要小得多。但对其影响程度说法不一。

(1) 表面张力 σ 在常用液体的 σ 范围内,它的影响通常很小。一般说来, σ 的增加会加速气泡流向弹状流的转变,而延缓弹状流向泡沫流的转变^[27]。从能量观点来看, σ 增加倾向于减小表面积,而且气泡碰撞时,合并所需要的时间与 σ 成反比^[28]。

如果用上述观点来衡量图8的坐标, σ 增加时, $Fr_m/\sqrt{\lambda}$ 也增加,在相同的 V_{sg} 、 V_{sl} 下, σ 高的体系反而分别倾向于移向气泡流和泡沫流区,这与上述观点正相反。以图5而论, σ 对弹状流向泡沫流过渡的影响是符合上述分析的,但是对气泡流向弹状流的转变却不符。这也说明同一对固定的关联参数不能用来描述所有的流型转变。

(2) 粘性 一般认为气相粘度对流型的影响很小,通常可以不加考虑。Govier等^[2]认为与管壁不接触的相的粘度并不重要。液相粘度的影响有时和表面张力相反。Rosenberg指出液相粘度增大,会延迟气泡流向弹状流的变化^[12]。但有时粘度的影响却又可能和表面张力相同。Ostach曾指出:液相粘度增加对液膜破坏有阻滞作用。很多作者均未考虑这一影响。

(3) 密度 Govier等(1960)认为气相密度 ρ_g 的增加会加速流型的转变^[7],因此它起到与增加流速类似的作用。Ostach等认为液相密度 ρ_L 的增加会阻滞液膜的变化^[12]。用这一观点衡量图5和Golan^[11](1969)的坐标,可以发现在他们的关联参数中, ρ_L 对流型转变的影响却是相反的。我们认为, ρ_L 的影响比较复杂,它既参加液体的惯性力项从而影响两相流的湍动程度,又参加液相重力项,在垂直上升流中作为一项阻力因素出现。到目前为止,在这方面还缺乏系统的研究资料。

(4) 管径 Duns等(1960)认为管径的影响可以略而不计^[2]。Govier等(1960)亦证实在气泡流时影响很小^[7]。Moissis等(1963)发现直径增加可以加速弹状流向泡沫流的转变^[27]。Dukler等^[1]认为对于空气—水系统,当管径小于50mm时气泡流不是稳定流型,它最终都会变为弹状流。他还针对油—气系统考察了管径($D=50$ 和 300mm)对流型转变的影响,发现在此范围内直径对气泡流 \rightarrow 弹状流以及泡沫流向环状流的转变影响很小,而对气泡流向分散气泡流的转变有显著影响,直径愈大,相应转变点的液速也愈高。这又一次说明各参数对不同流型转变的影响是不一样的。

四、对流型研究方向的几点看法

国内对流型还没有统一的分类和命名,这需要尽快解决,否则会对研究工作带来不必要的混乱。在现阶段流型区分不宜过细,我们推荐的垂直管内气液两相上升流的流型分类标准如下:

流 特 征	气 泡 流	分散气泡流	弹 状 流	泡 沫 流	环 状 流	雾 状 流
气 液 相 的连续性	气 相 为 分 散 相 液 相 为 连 续 相			气液互为 分 散 相	气液两相 基本上都 是连续的	气相连续 液相分散
气 速	低 (<0.6 m/s)	低→较高 ($<8\sim$ 10m/s)	低→中等 ($<1.5\sim$ 3m/s)	较 高 ($3\sim$ 8m/s)	高 ($>8\sim$ 10m/s)	更 高 (>20 m/s)
液 速	低→中等 ($<1.5\sim$ 2.0m/s)	中等→高 ($>1.5\sim$ 2.0m/s)	低→中等 ($<1.5\sim$ 2.0m/s)	低→中等 ($<1.5\sim$ 2.0m/s)	低→高	低→高
宏 观 特 征	1. 大小不等 的气泡分 散在液相 中。 2. $\alpha < 0.2$ ~0.25	1. 小气泡 分散在液 相中。 2. α 可大于 0.25	1. 出现 $d \cong D$ 的 泰勒气泡 2. 气泡间 为稳定的 液体段。 3. 气泡周围 为下降液 膜	1. 气液两相 剧烈端动 和分散 2. 气泡剧烈 变形、稳定 液段消失 3. 上升液膜 和下降液膜 同时存在	1. 环状连续 上升液膜 2. 连续气芯 中可能夹 带大小不 等的液滴 或液团	1. 液膜消失 2. 液滴高度 分散

备注：括号内的流速系指常压下空气——水系统的参考数值。

2、两相流科研的难度较大,首要的问题是必须提高测试手段的客观性和准确性。看来,依靠单一的测试手段是不够的,需要采用两种以上的方法联合进行测试,才能确切地区分流型。特别是应当发展两相流脉动特性和微观结构的测试手段。例如,电极法结合相关分析可以测定局部空隙率分布、速度分布和膜厚、也可以用来鉴别流型,此法比较简单易行。x射线摄影和射线通量测定,对高温高压系统的研究是有力的手段。光导纤维法和激光测速法由于测定时干扰因素少,也具有一定的优越性。

3、从工业应用观点看,应当在各经验性流型图的基础上,探索简便而又能扩大适用范围的途径,为设计、生产提供一个即使是比较粗糙的依据,这方面工作将在另文中阐述。

4、必须进一步研究各种因素(包括进口效应、物性和结构尺寸等)对流型及其转变的影响。特别要注意结合工业实际条件,例如经过连续回弯管后流型变化的规律。高液速下流型变化资料比较缺乏,也需予以补充。

5、进一步研究两相流机理,在此基础上提出物理模型,并建立决定流型转变的数学方程,只有这样,流型图才能具有真正的通用性。

符号说明

- d ——气泡直径
 D ——管径
 g ——重力加速度
 l_E ——进口段长度
 P ——压力
 ΔP ——压力降
 Q ——体积流量
 S ——比重
 t ——时间
 V ——名义流速 (或称表观流速, 按管截面计算)
 v ——电压
 W ——质量流量
 x ——气相质量分率,
 X ——Govier 的物性参数, $X = (\rho_G / \rho_A)^{\frac{1}{4}} \cdot Y$
 Y ——Govier 的物性参数, $Y = (\rho_L \sigma_{WA} / \rho_w \sigma)^{\frac{1}{4}}$
 ΔZ ——管长
 Fr ——弗鲁德数, $Fr = \frac{V^2}{gD}$
 Re ——雷诺数, $Re = \frac{DV\rho}{\mu}$
 We ——韦伯数, $We = \frac{\rho V^2 D}{\sigma}$
 N_{VG} ——气体速度数, $N_{VG} = V_{SG} (\rho_L / g\sigma)^{\frac{1}{4}}$
 N_{VL} ——液体速度数, $N_{VL} = V_{SL} (\rho_L / g\sigma)^{\frac{1}{4}}$
 V_{SG}^* ——修正的气相弗鲁德数, $V_{SG}^* = V_{SG} / \sqrt{gD(\rho_L / \rho_G)}$
 V_{SL}^* ——修正的液相弗鲁德法数, $V_{SL}^* = V_{SL} / \sqrt{gD}$
 α ——平均空隙率
 σ ——表面张力
 ρ ——密度
 μ ——粘度
 Λ ——Oshinowo 物性修正因数, $\Lambda = \mu_s / (S_L \cdot \sigma_s^3)^{\frac{1}{4}}$
 ε ——管壁粗糙度
 下标: A ——空气
 W ——水
 WA ——空气——水
 G ——气相
 L ——液相
 m ——气液混合物

参 考 文 献

- [1] Yehuda Taitel, Dvora Bornea and A.E.Dukler, AIChE J, 26, 345 (1980)
- [2] Govier, G.W. and K.Aziz, The Flow of Complex Mixtures in pipes, Van Nosfrand Reinhold Co. (1972)
- [3] Hewitt, G.F. and D.N.Roberts, united kingdom Atomic Energy Authority Report AERE—M2159 (1969)
- [4] Hubbard, M.B. and A.E.Dukler, Proc. of 1966 Heat Trans. & Fluid Mech. Inst. (1966)
- [5] Govier, G.W, B.A.Radford and J.S.C.Dunn, Can.J. Chem. Eng, 35, 58 (1957)
- [6] Govier, G.W. and W.L.Short, Can.J.Chem.Eng, 36, 195 (1958)
- [7] Brown, R.A.S, G.A.Sullivan and G.W.Govier, Can.J.Chem.Eng, 38, 62 (1960)
- [8] Griffith, P. and G.B.Wallis, J.Heat Transfer, Trans.A.S.M. E, Ser. C., 83, 307 (1961)
- [9] 炼油设计, 1978年第一期
- [10] Chaudhry, A.B., A.C.Emerton and R.Jackson, Symp.Two—Phase Flow, 2, B201 (1965).
- [11] 气液两相流动, 赤川浩尔著 (1973).
- [12] Toks Oshinowo and M.E.Charles, Can.J.Chem.Eng, 52, 25 (1974)
- [13] P.L.Spedding, Chem.Eng.Sci, 35, 779 (1980)
- [14] Dvora Barnea, Ovadia Shoham, Yehuda Taitel, Int.J.Multiphase Flow, 6, 387 (1980)
- [15] Jones, O.C. and N.Zuber, Int.J.Multiphase Flow, 2, 273 (1975)
- [16] Wallis, G.B., One Dimensional Two—Phase Flow, Mc Graw—Hill (1969)
- [17] Akimi Sorizawa, Isao kataoka and Itaru Michiyoshi, Int.J. Multiphase Flow, 2, 235, (1975)
- [18] G.Rhodes, Symposium on Two—Phase Flow Dynamics, University of waterloo (1967)
- [19] Hewitt, G.F, Proc. of the Int.Symposium on Two—Phase Systems, Haifa, 278 (1971)
- [20] Yehuda Taitel and A.E.Dukler, AIChE.J, 22, 47 (1976)
- [21] Al—Sheikh, D.E.Saunders and B.S.Brodkey, Can.J.Chem.Eng, 48, 21 (1970)
- [22] B.Nakoryakov et.al, Int J.Multiphase Flow, 7, 63 (1981)
- [23] Duns, H.Jr. and N.C.J.Ros, Proc. of sixth world petroleum Congress,

(1963)

- [24] Adler et.al, AIChE.J.23, 185 (1977)
- [25] Dukler, A.E.et.al.AIChE J 6, 463 (1960)
- [26] Gill, L.E.et.al, Chem.Eng Sci, 23, 677 (1968)
- [27] Moissis, R, J.Heat Transfer, Trans.A.S.M.E, 85, 366 (1963)
- [28] Chesters, A.K.Int.J.Multiphase Flow, 2, 191 (1975)
- [29] Weisman, J., Int, J.Multiphase Flow 5, 6 (1979)