

立式螺旋管内气液两相向下流动的流型及转变特性

陈学俊 周芳德 郭烈锦
(西安交通大学)

摘 要

本文对低压水-空气两相流动在立式螺旋管内向下流动的流型及其转变特性进行了实验和理论研究。流型的判定是用直接观察和电容探针法来进行的。根据实验结果系统地作出了曲率半径为 114、228、475mm，管内径为 19mm 的三种管圈的流型图；根据力平衡原理，从连续流动介质中不相溶离散相的形状变化及其运动的稳定性出发，建立了分散泡状流转变和环状流转变的理论模型，在实验基础上得到了半经验的转变判别方程。

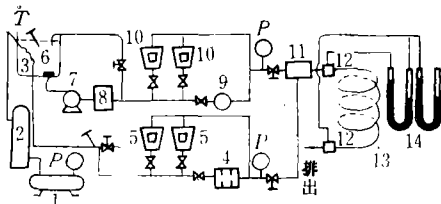
一、前 言

螺旋管式蒸汽发生器、化学反应器及换热器在电力、化工、核电站等工业上有着广泛的应用。到目前为止，对螺旋管内立式向上流动单相介质的流动与传热特性已做大量研究工作，两相介质的特性则知之较少，流型及其转变的机理性认识只做了一定的工作。至于螺旋管内立式向下流动的流型特性尚无系统的研究工作报道。

本文作者在水-空气实验台上研究了螺旋管内向下流动时气液两相流型及其转变，作出了流型图；系统地研究了曲率半径的影响；从理论上研究了分散泡状流和环状流转变的条件，根据实验数据，建立了这两种流型转变的判别方程。

二、实验设备与实验范围

图 1 为实验台示意图。



1 空压机；2 油水气分离筒；3 冷却器；4 孔板空气流量计；5 空气转子流量计；6 水筒；7 水泵；8 水稳压器；9 涡轮水流量计；10 水浮子流量计；11 混合器；12 取压孔；13 实验段；14 U 型管水银差压计。

图 1 空气-水实验台示意图

实验管圈用 $\phi 25 \times 3$ 有机玻璃管弯制，结构参数如下表：

本文曾于 1986 年在扬州举行的中国工程热物理学会传热传质学学术会议上宣读。

实验气水流速范围为：空气 $V_{L0} = 0. \sim 24\text{m/s}$ ，水 $V_{L0} = 0. \sim 3.6\text{m/s}$

序号	名称 数值	曲率半径比 (D/d)	螺旋升角 (α°)	圈数 (n)
1		12	6.5	3.5
2		24	6.5	3.5
3		50	6.5	3.0

三、实验观察及其结果分析

1. 流型分类：立式螺旋管内气液两相向下流流动结构类似于水平管及立式向上螺旋管内流动结构，可分为平稳分层、波状分层、柱塞状、弹块状、环状及分散泡状流等几种流型。

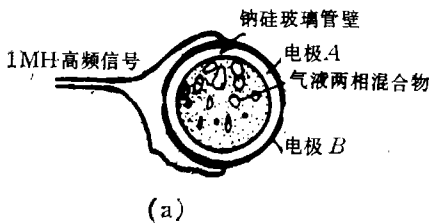


图 2(a) 电容探针布置图

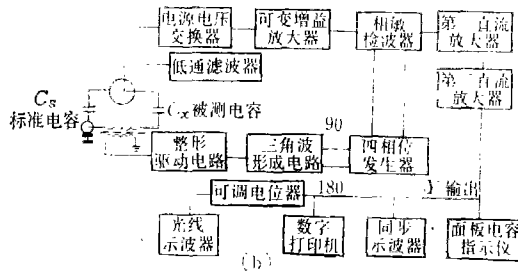


图 2(b) 电容探针应变法测量系统线路框图

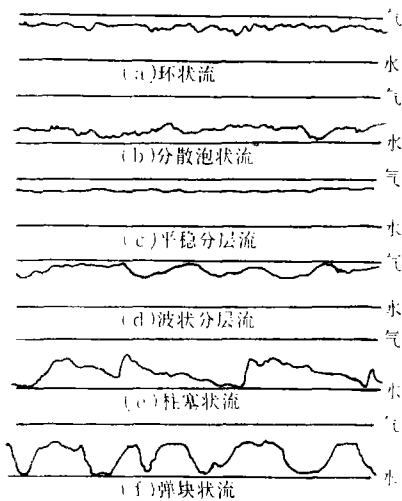
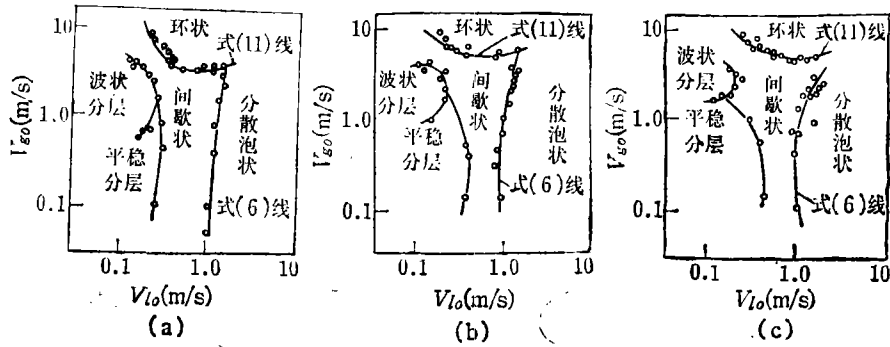


图 3 螺旋管内各典型流型所对应的电容应变信号波形

(1) 平稳分层流：水在管内底部流动、气在顶部流动，气液界面平稳或仅存不明显微波。离心力的作用使液相贴壁外侧，液面高度比水平管内小。(2) 波状分层：气液两相分层流动，但界面存在波动，并不时有上部带大气泡的液块掠过。(3) 间歇状流：柱塞状及弹块状流统称为间歇状流。这时气相被充塞整个管截面的液块隔开而呈不连续气弹状，底部总有一层水膜，液块前后有时带有小气泡。(4) 环状流：高气速气流在管子中心、水呈环状绕壁的流动。离心力与重力作用使液膜底部比顶部厚；小水速时液膜贴管内内侧壁较厚，大水速下则相反；中心气柱夹带有液滴，且随水量增大夹带量也变大。(5) 分散泡状流：高液速下气相呈离散小泡分布于连续液相中。离心力的作用使液相摔向管圈外侧壁，气相被挤积在内侧。

2. 电容探针法测定流型的结果。电容探针布置见图 2，电容探针应变法测量系统线路图见图 3。

3. 流型转变的实验结果及讨论三个管圈的实验结果已绘成流型图如图 4(a)、(b)、(c) 所示，流型图坐标采用气、液折算速度 V_{g0} 、 V_{l0} ，图中黑点及曲线表示了两种流型转变点的实验测量结果



(a) $D/d = 12$ 管圈流型图 (b) $D/d = 24$ 管圈流型图 (c) $D/d = 50$ 管圈流型图

图4 立式螺旋管内两相向下流动的流型及转变实验结果

四、流型转变的理论模型及判别关系式

由于气液界面的不确定性,两相流动十分复杂。作用于流体质点上的力有惯性力、粘性力、重力及表面张力等,螺旋管内离心惯性力使问题更为复杂,流动特性取决于这些力相互制约的结果。前人工作表明,尽管这些力总存在于任何型式的两相流中,但不同的流型中起主导决定作用的力则不同,忽略次要因素,可得到反应问题本质的简化控制方程。

1. 分散泡状流的转变:

强烈的主流紊动是分散泡状流形成的主要条件,引入准则数 $T = |F_t / (F_l - F_g)|$, (F_t 为紊流雷诺应力, F_l, F_g 分为液、气相径向受力) 来描述紊流雷诺应力与使气液分层的力的比例;表面张力及管径对转变有影响,引入韦伯数 $We_{cl} = (\sigma / (d \cdot \rho_l \cdot V_{l0}^2))$ 其中 σ 为表面张力系数, d 管内径, ρ_l 为液相密度。综合考虑上述两种因素的作用,引入 $T_1 = (T / (2f_{lc}/d)) / We_{cl}$ 和 $We_{tsw} = \sigma / (d \cdot \rho_l (V_{l0} + V_{g0})^2)$ 代替之 (f_{lc} 为管圈内液体摩擦阻力系数, We_{cl}, We_{tsw} 分别为液相及两相韦伯数);螺旋管中离心力与二次流对分散泡状流的稳定分别起破坏与促进作用,引入液相 Dean 数 $De_{l0} = (\rho_l \cdot V_{l0} \cdot d / \mu_l) \cdot (d/D)^2$ (μ_l 液相粘性系数)和 (D/d) 进一步考虑之。从而可得转变准则方程:

$$f_1(T_1, We_{tsw}, De_{l0}, D/d) = V_{l0}/V_{g0} \quad (1)$$

式中 $T_1 = |\sigma / (d((\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot d + 2 \cdot (\rho_l \cdot V_{l0}^2 - \rho_g \cdot V_{g0}^2) \cdot d \cdot \sin \alpha / D))|$ 。

作者认为当紊流强度所决定的气泡最大稳定直径 d_{maxc} 小于由表面张力、气泡内外压力等所决定的保持球形的临界直径时,紊流强度足以离散化大于临界直径的气泡,分散泡状流既得以保持。螺旋管内气泡受力平衡决定其临界直径为:

$$d_{critc} = k_{critc} (\sigma / |(\rho_l - \rho_g) \cdot g + (\rho_l \cdot V_{l0}^2 - \rho_g \cdot V_{g0}^2) \cdot \sin \alpha / R|)^{0.5} \quad (2)$$

紊流分析指出

$$d_{maxc} = k_{mc} \cdot (\sigma / \rho_l)^{0.6} \cdot \varepsilon_c^{0.4} \quad (3)$$

其中 k_{critc}, k_{mc} 分别为式(1)、(2)的关系系数; ε_c 为螺旋管内单位质量流体能量耗散率,由下式来计算

$$\begin{aligned} \varepsilon_c &= |dp/dX|_{tsw} \cdot V_{tsw} / \rho_l = |dp/dX|_{lc} \cdot V_{tsw} / \rho_l \\ &= (2 \cdot f_{lc} / d \cdot \rho_l \cdot V_{tsw}^2) \cdot V_{tsw} / \rho_l = 2 \cdot f_{lc} / d \cdot V_{tsw}^3 \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $V_{lw} = V_{l0} + V_{g0}$; $f_{lc} = 0.079 Re_{l0}^{-0.2} \cdot (d/D)^{-0.4}$ (ITO 公式) 由 $d_{max} \leq d_{crit}$ 得

$$T_1^{-0.5} \cdot De_{l0}^{0.08} \cdot We_{l0}^{0.6} = K_v \quad (5)$$

由式(1)知 $K_v = K_v(V_{l0}/V_{g0}, D/d)$, 令 $K_v = A \cdot (V_{l0}/V_{g0})^B$ 得分散泡状流转变线方程为

$$T_1^{-0.5} \cdot De_{l0}^{0.08} \cdot We_{l0}^{0.6} = A(V_{l0}/V_{g0})^B \quad (6)$$

系数	D/d	12	24	50
A		6.73530	6.23985	4.72486
B		0.54326	0.80726	0.71417

式(6)与实验点吻合良好(见图4)。

2. 环状流的转变:

高速气流克服液相重力是环状流主要特征; 表面张力对液膜附壁起稳定作用; 螺旋管内离心力与二次流分别起强化与抑制液粒聚积长大的作用。引入修正弗鲁德数 Fr_{lwc} 、气相韦伯数 $We_{gc} = (\rho_g \cdot V_g^2 \cdot d/\sigma)^{-1}$, 及 Dean 数 $De_g = (\rho_g \cdot V_{g0} \cdot d/\mu_g)(d/D)^2$ 和 D/d 来表示上述几种作用。综合 We_{gc} 、 Ge_g 和 D/d 引入新的准则数 $J_g = We_{gc}/(De(D/d)^2) = \mu_g \cdot V_{g0}/\sigma$ (μ_g 气相粘性系数), 从而有环状流转变控制方程为

$$f_2(Fr_{lwc}, We_{gc}, J_g, D/d) = V_{g0}/V_{l0} \quad (7)$$

式中 $Fr_{lwc} = \rho_g \cdot V_{g0}^2 / |(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot d + 2(\rho_l \cdot V_{l0}^2 - \rho_g \cdot V_{g0}^2) \cdot d \sin \alpha / D|$ 作者以为只有当力平衡条件所允许的中心气柱的携带液粒的最大直径 d_f 大于紊流结构所决定的液粒自身最大稳定直径 d_{max} 时, 环状流动结构稳定并且能得以保持。由力平衡方程, 设液粒为球形, 可得

$$d_f = 3/4 \cdot |(C''_{Dv} - C_{D\perp} \sin \alpha) \cdot \rho_g \cdot V_{g0}^2 / (\rho_l - \rho_g) \cdot g + (\rho_l \cdot V_{l0}^2 - \rho_g \cdot V_{g0}^2) \cdot \sin \alpha / (D/2)| \quad (8)$$

其中 $C_{D\perp}$ 是液粒随主流方向运动所受阻力或拉力系数, C''_{Dv} 是垂直方向液粒紊动速度 V' 所对应的紊流应力系数。

文献(4)实验结果指出, 紊流控制的液粒不失自身稳定的最大直径为

$$d_{max} = C \cdot (1 + B(\mu_l \cdot V_g/\sigma)^b) / (\rho_g \cdot V_g^2/\sigma \sqrt{\mu_g \cdot V_g/\sigma}) \quad (9)$$

其中 C 是管径的函数; B 、 b 为常数, 取 0.7。由 $d_f \geq d_{max}$ 得

$$Fr_{lwc} \cdot We_{gc}^{-1} \cdot J_g^{0.5} / (1 + 0.7(\mu_l/\mu_g \cdot J_g)^{0.7}) \geq \lambda_v(D/d, V_{g0}/V_{l0}) \quad (10)$$

令 $\lambda_v(D/d, V_{g0}/V_{l0}) = A(V_{g0}/V_{l0})^B$ 得环状流转变线方程为

系数	D/d	12	24	50
A		1.3891×10^{-3}	3.8638×10^{-3}	9.5788×10^{-3}
B		1.4856	1.1952	1.0954

$$Fr_{lwc} \cdot We_{gc} \cdot J_g^{0.5} / (1 + 0.7(\mu_l/\mu_g \cdot J_g)^{0.7}) = A(V_{g0}/V_{l0})^B \quad (11)$$

其中 A 、 B 如左表。

式(11)与实验点吻合良好(见图4)。

五、结 论

1. 立式螺旋管内气液两相向下流动的流型类似于水平管内所观察到的结果。本文将其分为平稳分层、波状分层、间歇状、环状及分散泡状流等五种流动结构。据实验作出系统流型图(见图4)。

2. 随着曲率直径比 D/d 的减小, 分散泡状流转变发生在较低液速下, 低气速下分散

泡状流转变液速随 D/d 的变化不明显; 随 D/d 减小, 环状流区域向较小气速方向移动, 转变提前; 而平稳分层流区域则随 D/d 减小而减小, 波状流区域则随 D/d 减小而扩大(见图 4)。

3. 通过理论分析建立了分散泡状流转变和环状流转变发生的条件控制方程 (5)、(10)。根据实验数据整理得半经验的转变准则关系式(6)、(11)。

4. 试验表明使用电容探针法测定流型是准确可行的。

参 考 文 献

- [1] 陈学俊、屠传经: “螺旋管式蒸汽发生器的流动及传热特性” 西安交大科技报告 80—307, (1980)。
- [2] 张明远: “螺旋管内气-水两相流流型转换的研究” 西安交大硕士学位论文, (1982)。
- [3] 周芳德: “螺旋管内空气-水两相摩擦阻力特性的研究” 西安交大研究生毕业论文, (1981)。
- [4] Sleicher, C. A. JR: “Maximum Stable Drop Size in Turbulent Flow”, *AlchE. J.* 8, 4, (1962), pp. 471—477.
- [5] Taitel, Y et al: “Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes”, *AlchE. J.* 26, (1980), pp. 345—354.
- [6] Weisman, J et al: “Effects of Fluid Properties in Horizontal Lines”, *Int. J. Multiphase Flow* 5, (1979), pp. 437—462.
- [7] Walley, P. B: “Air-Water Two-Phase Flow in a Helically Coiled Tube” *Int. J. Multiphase Flow*, 6, (1980), pp. 345—356.
- [8] Taitel, Y et al: “A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow,” *AlchE. J.* 22, (1976), pp. 47—55.
- [9] Hewitt, G. F.: «Measurement of Two-phase Flow Parameters» Academic Press, New York San Francisco London, (1978).
- [10] Clift, R., Grace, J. R. and Weber. M. E.: «Bubble, Drop, and Particles» Academic Press, New York San Francisco London, (1978).

INVESTIGATIONS ON FLOW PATTERN TRANSITION OF GAS-LIQUID TWO-PHASE DOWNFLOW IN VERTICAL HELICAL COILS

Chen Xuejun Zhou Fangde Guo Liejin
(Xian Jiaotong University)

Abstract

This paper describes an experimental and theoretical research on the two-phase flow pattern transition of downflow in vertical helical coils in an air-water loop. The flow patterns were distinguished by visual observation and the signals taken by electrical capacitance probe. Based on the experimental results, the flow pattern maps for three helical coils made of transparent material PVC, ID 19 mm, the coil diameter 228, 456 and 950 mm, were obtained. On the viewpoint of the stability of the shape and motion of one phase dispersed in another immiscible continuous flow fluid, the theoretical models for the transitions of dispersed bubble flow and of annular flow from the force balance were proposed, the semi-empirical correlations of transition boundaries were obtained.