

中国工程热物理学会

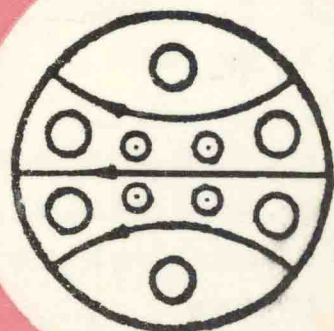
多相流学术会议

论文集

一九九五

宜昌

中国工程热物理学会编



多相流目录

一、试验及其他

单纤光纤探针测量空泡份额的实验研究	郑荣钊、杨瑞昌、沈幼庭	I -1-8
水平管内气水两相旋流的流动特性研究 — 速度分布及其变化规律		
.....	李会雄、周芳德、陈学俊	I -9-8
卧式螺旋管内汽液两相流不稳定性试验研究		
.....	冯自平、郭烈锦、陈学俊	I -17-7
循环流化床锅炉两级分离技术的冷态优化试验研究		
.....	李晓东、梁绍荣、严建华、李扬新、沈耀良、潘国清、倪明江、岑可法	I -24-6
破口面积对小破口失水事故瞬态热工水力特性的影响		
.....	苏光辉、喻真烷、张金玲、郭玉君、秋穗正、贾斗南	I -30-6
低压低干度自然循环汽水两相流流量振荡特性		
.....	吴少融、贾海军、李怀萱、王宁、姚思民、姜胜耀、张佑杰	I -36-6
PFBC-CC 燃机叶片腐蚀 / 磨蚀试验装置		
.....	仲兆平、戴锅生、章名耀、王双群、王世栋、徐爱群	I -42-8
工业油水分分离器湍流两相流场的数值模拟	林文漪、何晖、周力行	I -50-6
超低灰 (< 1%) 精细水煤浆流变性研究		
.....	张文富、王祖谏、杨巧文、杨凯、李徽、张子平	I -56-4

二、气固两相流

水平通道内稀相气固两相流流动参数分析	沈胜强、姚世官、吴涛、崔峨	II -1-6
固体火箭发动机燃烧室一维二相不定常流动模型	黄伟	II -7-6
悬浮固粒对边界层流动失稳特性的影响	周泽宣、林建忠	II -13-6
二氧化碳喷射系统中的气固两相流计算与实验研究	陶正良、钱锐	II -19-5
卧式螺旋管内油 - 气两相流流型的研究		
.....	郭烈锦、李广军、高晖、于立军、陈学俊	II -24-7
方形分离器内气固两相流动的数值模拟	由长福、岳光溪、叶大均	II -31-7
旋涡流化床颗粒夹带和扬析的数学模型	张辉、陈善年、徐益谦	II -38-6
重油裂解反应器内多相流动分析	吴邦贤	II -44-6

两相流体力学的一种新模型 — 连续介质 — 动力学混合模型	吴小俊、袁亚雄、张小兵	II -50-6
移动 — 流化型组合阀工作特性的试验研究	张静媛、李定凯、叶桂珍	II -56-6

三、气液两相流

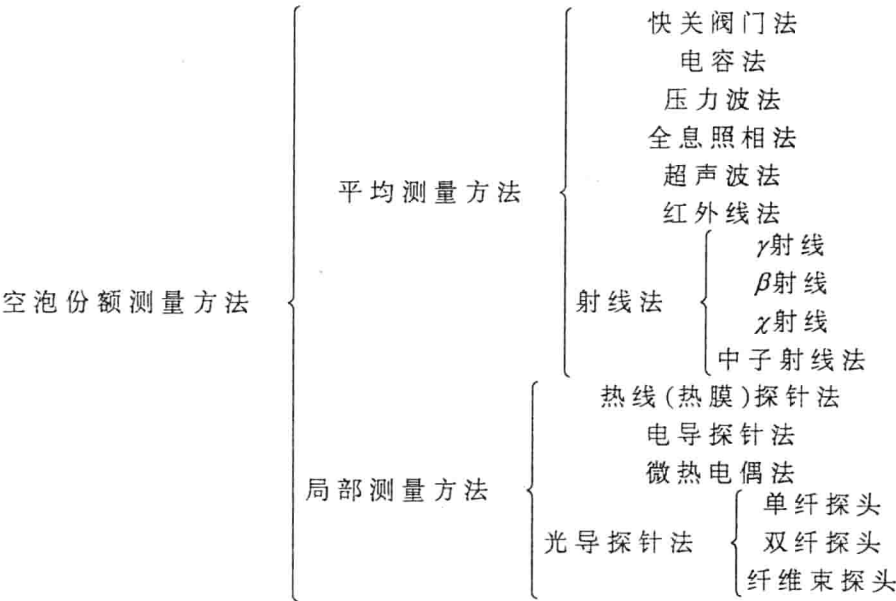
核电汽轮机弯管式汽水分离器的去湿特性数值分析	任水强、俞茂铮	III -1-5
汽 — 液两相凝结流动压降的计算	王中铮、刘可心、郭新川、李汝俊	III -6-5
环形井眼气液两相流气体上升速度模型研究	李相方、胡湘炯、鲁钟琪	III -11-8
并联管内高压汽液两相流动密度波不稳定性实验研究	周云龙、沈增明、荆建刚、陈听宽	III -19-5
水平加热管束间内循环特性的实验研究与数值计算	佟会玲、杨瑞昌、鲁钟琪、施德强、郑荣钊、王俊华	III -24-6
强制循环到自然循环过渡过程中流动不稳定性的试验研究和数值模拟	杨瑞昌、鲁钟琪、施德强、米建华、李雪亮	III -30-7
器壁微孔引发高压容器爆炸的二维数值模型	熊音、俞昌铭	III -37-7
载气蒸发过程中的界面汽化热阱	于志家、徐维勤、沈自求	III -44-7
颗粒多孔层在真空状态下的沸腾两相流与传热	童庆明、张洪济	III -51-7

单纤光纤探针测量空泡份额的实验研究

郑荣钊 杨瑞昌 沈幼庭
(清华大学热能工程系)

一、前言

气(汽)液两相流广泛应用于工业过程中。空泡份额是气(汽)液两相流的重要参数,它与流场、压力、热流密度和流型等密切相关。由于目前的理论计算模型还有较大的局限性,空泡份额的实验测量是研究气(汽)液两相流空泡份额的最主要的研究手段,也是研究气(汽)液两相流流动和沸腾传热的重要手段。因此,空泡份额的测量技术受到各国学者的重视,经过近几十年的研究,开发出了许多有价值的空泡份额测量方法[1-8],这些测量方法包括平均空泡份额测量方法和局部空泡份额测量方法。



所有这些测量方法本身各有各的局限性和一定的针对性,没有一种方法能适用于各种具体条件,针对不同的对象只能选择或开发特定的测量方法。本文研究水平管束间汽液两相流流动和沸腾传热特性,流道中加热管束的存在对流体产生强烈的几何和物理影响,使管束间汽液两相流流动和传热不均匀,需要采用局部测量方法。本文选择光导探针法测量管束间空泡份额,在传统的单纤光纤探针设计和制作基础上,开发出一套新型的单纤光纤探针测量系统。

二、测量原理和测量系统

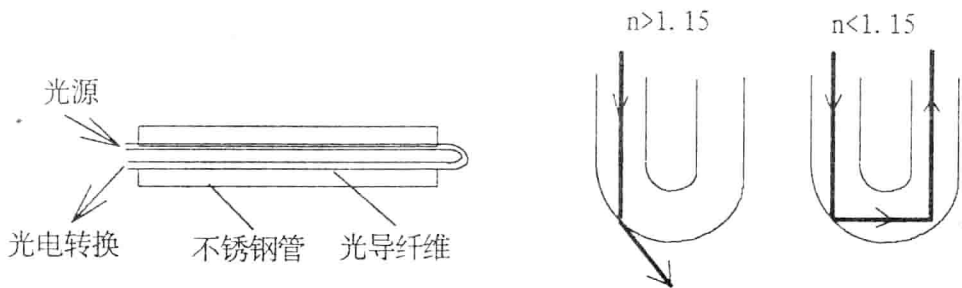
光导探针法的测量原理是：在探针头部处于气(汽)相或液相时，由于气(汽)相和液相对光的折射率的不同，使接收到的折射光强度不同，由此来分辨探针头部是处于气(汽)相还是液相。该方法利用气(汽)相和液相对光的折射特性，要求气(汽)相和液相的折射率满足如下关系：

$$n_g < 1.15 < n_l$$

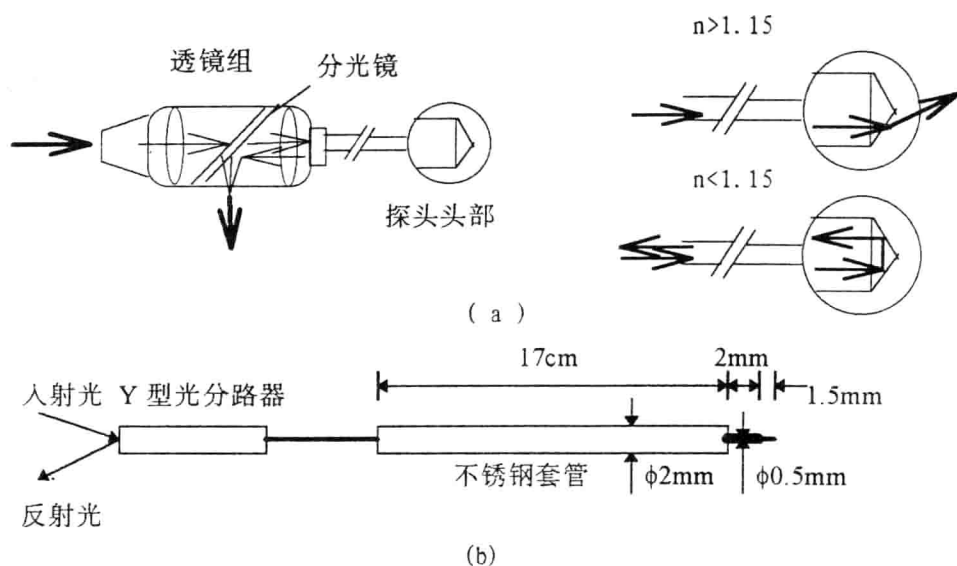
其中， n_g 、 n_l 分别是气(汽)相和液相的折射率，空气—水和水—水蒸汽两相流均能满足上式的要求。

光导探针的头部结构型式有：单纤、双纤和纤维束。双纤光纤探头由两根光纤制成，一根通过入射光，另一根作为反射光线之用，如U型光纤探头。单纤探头只有一根光纤，入射光和反射光均通过它，光纤头部烧制成尖锥型，通常采用分光镜检测反射光。典型的双纤[5]和单纤光导探针系统[8]结构如图一和图二。单纤探针与双纤探针相比，头部相应小，能测较小的气泡，对流场干扰小；头部比较尖，容易刺破气泡，动态响应能力好；但是单纤探针的头部和光路制作比较困难，光路调整很麻烦。

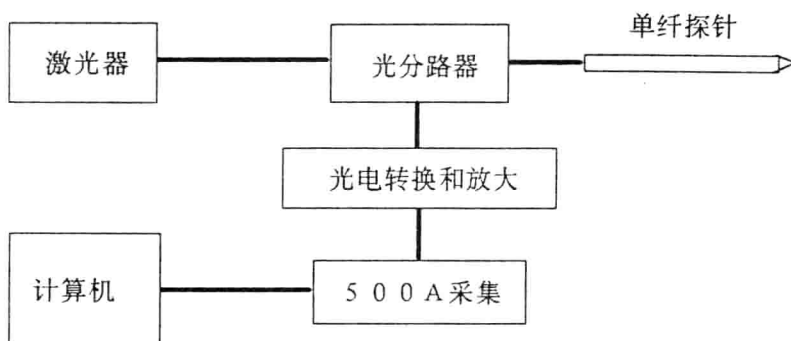
本文开发的单纤探针，去掉了需要仔细调整的分光镜而采用光分路器件，使这套探针系统具有光路调整简单、制作方便的特点，使用100 μm 多模光纤，探针头部用光纤熔接机烧成尖锥型，在光纤外面套有两层不锈钢套筒，内外套筒直径分别为0.5mm和2mm，光纤头部离内套筒5mm，具体结构见图二（b）。为了获得较强的光强，光源采用 He-Ni 激光器，用一个光源带动三支单纤探针，光路中使用了两种光分路器件：一进三出光分路器和Y型光分路器。除了光纤探头之外，整个测量系统还包括光电转换和放大、A / D 采集和计算机，采集系统采用的是Keithley 500A 测量和控制系统[11，12]。图三是单纤探针测量系统的结构简图。



图一 U型(双纤)光纤探头和工作原理



图二 单纤探头光路和工作原理示意图



图三 单纤探针测量系统的结构简图

三、实验系统和测量结果

图四是实验回路示意图，以水作为工质，水从储水罐流出，经泵、回路阀门、浮子流量计、预热段、实验段、调节阀门、冷却器、再回到储水罐，完成一个循环。预热段和实验段中加热部件均采用电加热元件，实验段由 $\phi 133 \times 5$ mm 不锈钢筒构成，长为200 mm，筒内水平布置了14根10 mm的电加热棒（每根额定功率为500 w）；在筒身上部开有三个出口，可用出口上部的三个调节阀门的调节来改变出口条件，下部只有一个进口；筒身开了三个光纤探针插孔。为了观察实验状况，外筒的一个端盖用透明玻璃制成。图五是实验段中加热棒位置布置剖面图。筒身上各个开孔的位置见图六。实验时，通过改变实验段入口水流量和水的温度，同时调节预热段和实验段内电加热棒的加热功率，即可在实验段内水平管束

间获得不同的两相流场分布和空泡份额分布。本次实验参数范围为：加热功率500W/根，入口水温98℃，入口流量300~500l/h。

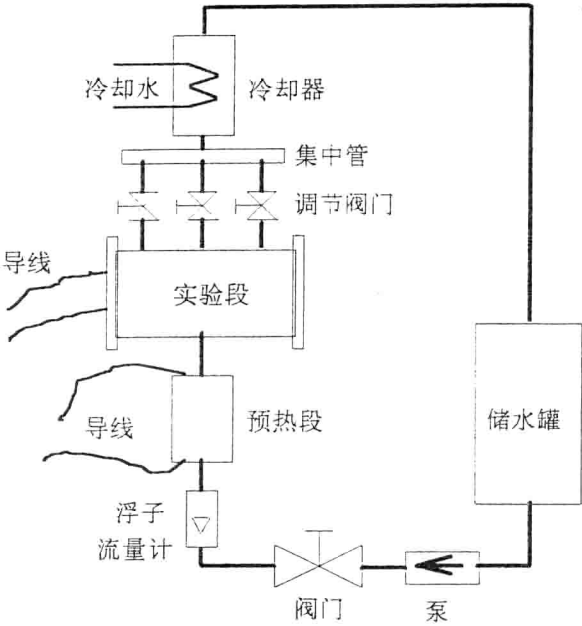


图 四 实验回路示意图

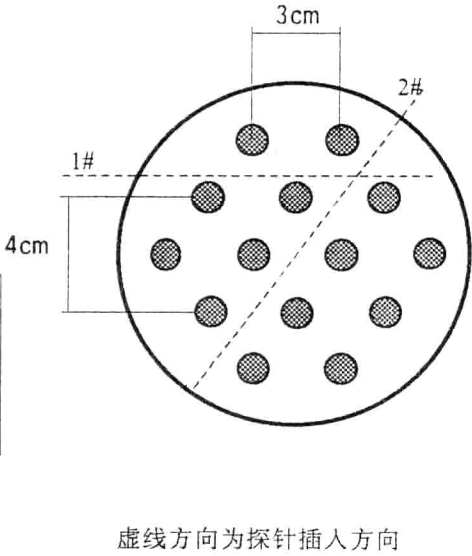


图 五 电加热棒布置图

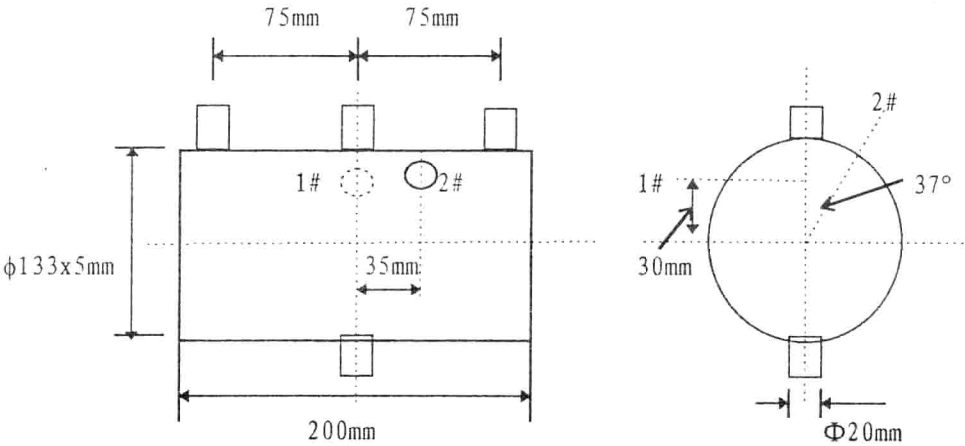


图 六 实验段开孔位置图

在进行空泡份额的实验测定时，将光纤探头插入实验段，并沿测定方向移动，以测定不同位置处（测点位置见表一）的空泡份额。反射光经光电转换和放大、A / D转换，在计算机上可以得到一组随时间变化的数字化电信号，对它进行处理可计

表一 测点位置 (单位: cm)

测点	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1#探针					-3.5	-3	-2.5	-2	-1.5	-1
2#探针	-4.5	-4	-3.5	-3	-2.5	-2	-1.5	-1	-0.5	0
测点	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1#探针	-0.5	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4
2#探针	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5

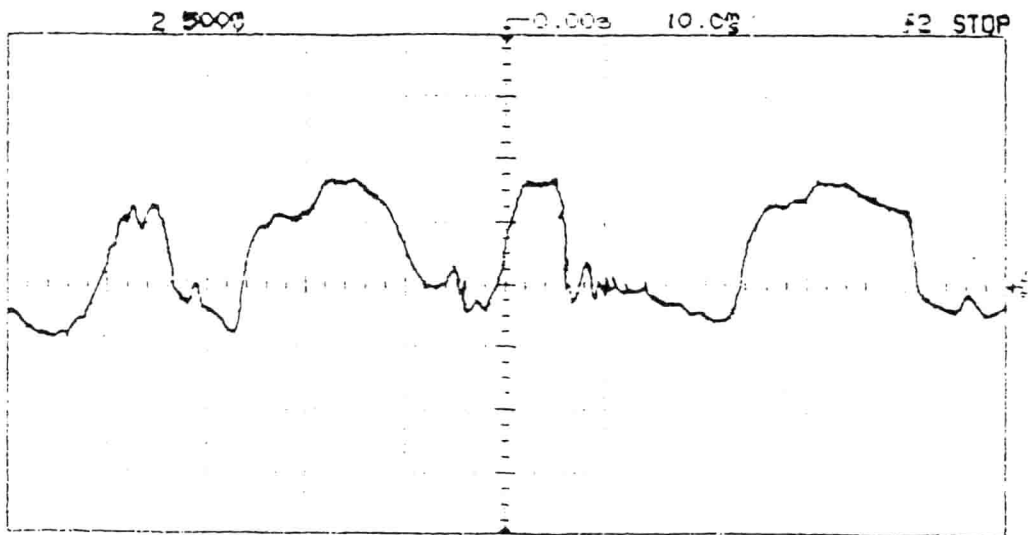
注: (1) 1#探针位置数据为测点距实验段外筒中心线的距离, 负值表示测点位于中心线的左侧, 正值表示测点位于中心线的右侧;

(2) 2#探针位置数据为测点距实验段外筒中心点的距离, 负值表示测点位于中心点的下方, 正值表示测点位于中心点的上方。

算出时间平均的局部空泡份额。图七是用HP数字示波器打印的典型数字化电信号。本文采用单阈值法求空泡份额, 这种方法是用阈值V来区分信号是属于汽相和液相, 当信号大于阈值V时, 探头处于汽相, 否则探头处于液相, 计算出探头处于汽相的总时间, 除以采集的总时间就可求出时间平均的空泡份额。该方法处理非常简单, 只要确定了阈值V, 很容易计算时均的空泡份额,

$$\alpha = \frac{\text{信号大于阈值的采样点数}}{\text{总的采样点数}}$$

13:53:20 Wed Dec 28, 1994

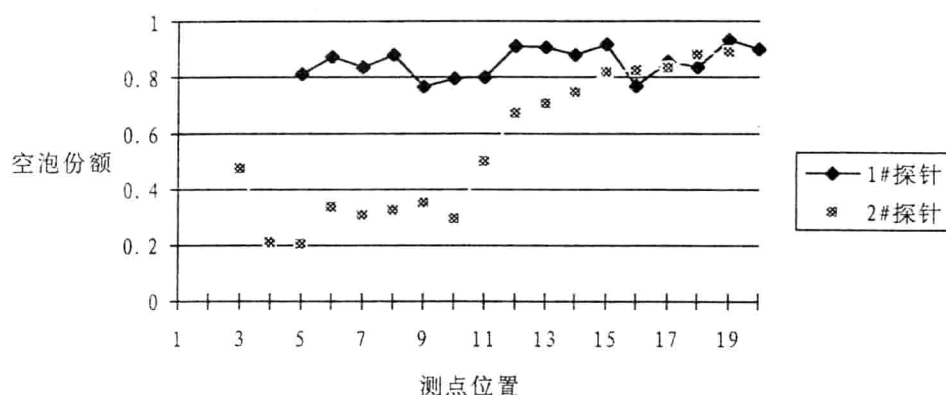


图七 实测随时间变化的电压信号

但是，该方法容易漏掉小汽泡，而且阈值的选取有很强的经验性，与探针测量系统的响应能力和信噪特性有关。本文处理数据时，根据实验测量系统特性阈值 V 选取为：

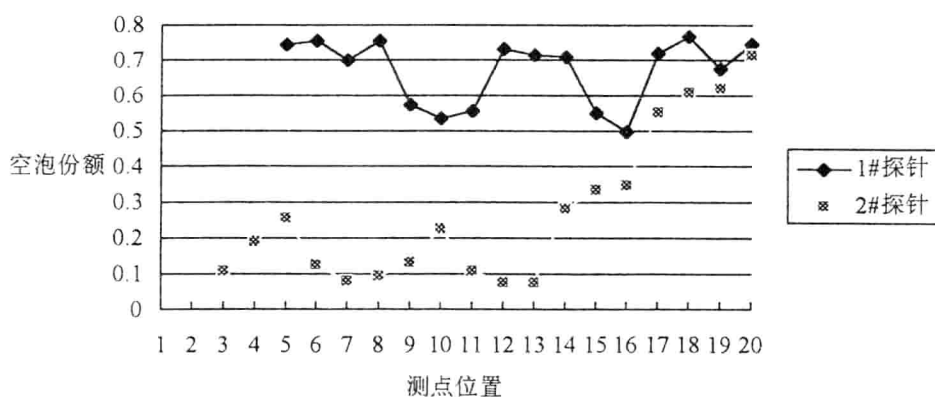
$$V = 0.3 \times (\text{最大信号值} - \text{最小信号值})$$

数据处理结果见图八。从图中可看出，空泡份额总体上随着垂直位置的升高而升高，同时由于下部加热棒附近存在过冷沸腾，使2#探针在1-10测点的空泡份额测量结果并不随着垂直位置的升高而升高，靠近加热棒测点的测量值要比远离加热棒测点的测量值高一些；水平方向的空泡份额变化相对小一些，位于加热棒上方的测点的测量值高，而位于相邻加热棒中间的测点的测量值小。



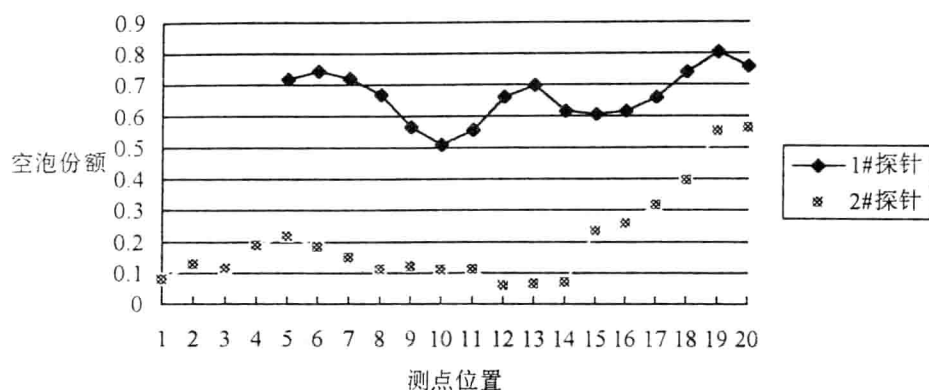
工况：流量为300 l / h 加热功率为500 w / 根 入口水温为98 C

(a)



工况：流量为400 l / h 加热功率为500 w / 根 入口水温为98 C

(b)



工况: 流量为500 l / h 加热功率为520 w / 根 入口水温为98 C

(c)

图八 空泡份额测量结果

四 小 结

(一) 本文开发的单纤光纤探针能有效地获得汽液两相流汽相和液相信号。用光分路器件取代分光镜使光路系统简单、易于调节, 同时使系统经济、紧凑; 用光纤熔接机将100 μ m的光纤烧制成尖锥形, 这种方法制作的探针对流场干扰小, 动态响应能力好。

(二) 采用单阈值法求空泡份额简单可行, 该方法容易漏掉小汽泡, 而且阈值的选取有很强的经验性, 与探针测量系统的响应能力和信噪特性有关。

(三) 对于本文的实验对象来说, 加热棒位置对空泡份额的分布起着至关重要的作用。空泡份额总体上随着实验段剖面垂直位置的升高而升高, 由于下部加热棒附近存在过冷沸腾, 空泡份额测量结果并不完全随着垂直位置的升高而升高, 靠近加热棒测点的测量值要比远离加热棒测点的测量值高; 水平方向的空泡份额变化相对小一些, 位于加热棒上方的测点的测量值高, 而位于相邻加热棒中间的测点的测量值小。

本研究得到国家自然科学基金的资助, 特此致谢!

参考文献

1. A. Cartellier, "Optical Probes for Local Void Fraction Measurements: Characterization of Performance", Review of Science Instrument, Vol. 61, No. 2, 1990

2. F. Mayinger, “汽液两相流动、沸腾传热及轻水反应堆安全问题”, 据来华专题学术报告记录整理稿, 1981
3. 李修伦, “两相流的流型、空隙率及压差的测量”, 化学工程, 6, 1985
4. 齐宁, “用电导探针对气液两相流中气泡进行测量的研究”, 清华大学工学硕士学位论文, 1986
5. 陈新明, “垂直通道两相泡状流的空泡率分布”, 清华大学工学硕士学位论文, 1987
6. 张建国, “用于两相流含气率的光导探针系统的研究”, 清华大学工学硕士学位论文, 1991
7. 马卫民、陈学俊和张鸣远, “用电导探针测量垂直管束的截面含汽率”, 中国工程热物理学会第八届年会, 编号: 926029, 1992
8. J.M. Gouirand, J.F. Haquet, “Advanced Bi-Optical-Probe for Local Two-Phase Flow Measurements in a Cross-Flow Tube Bundle Geometry”, in: Multiphase Flow and Heat Transfer, Edited by Xue-Jun Chen, Ting-Kuan Chen and Fang-De Zhou, Third International Symposium, Xi'an, China, 1994
9. 吕砚山、张进明, “气液两相流特征参数的电子测量”, 山东科学技术出版社, 1992
10. 李兰馨, “过程数据的计算机处理”, 清华大学出版社, 1989
11. “KDAC 500/I Data Acquisition and Control Software”, 1991
12. “500-Series Measurement and Control System”, 1992

水平管内气水两相旋流的流动特性研究 ———速度分布及其变化规律*

李会雄 周芳德 陈学俊

(西安交通大学多相流国家重点实验室)

摘 要

本文借助于激光多普勒测速仪(LDV)对水平管中由切向喷射方法形成的气—液两相切向旋流内的流动参数进行了详细测量。研究了时均速度及湍流参数的分布规律,考察了两相旋流的流型、旋流衰减、气/水流量及溢流现象等因素对上述流动参数分布的影响,并与单相旋流中相应参数的分布规律进行了比较。本文报导了时均速度的测量结果。

1. 引 言

由于两相流固有的复杂性,目前直接对两相旋流所做的研究工作非常有限,见诸于文献报道中的有关研究工作也很少。以往针对两相旋流所进行的研究工作有如下三方面的特点:第一,借助于相似几何结构内单相旋流的研究结果,再结合两相流的特点及相间作用规律来认识和分析两相旋流的流动特性;^[1,2]第二,直接对气—液两相旋流中诸如压降阻力、分离效率或平均传热效率等宏观特征参数进行测量;^[3,4]第三,在大量假设条件下,对简单的两相旋流做近似的理论分析。^[5]文献[6]中曾用 LDA 对锅筒中气水旋风分离器模型内的速度场进行了测量,但对诸如本文中这种管内两相切向旋流的详细测量工作,文献中还未见有报道。本文作者借助于激光多普勒测速仪(LDV)对水平管内气—水两相切向旋流的流动速度、湍流强度、雷诺应力等参数进行了详细测量。本文报导了对两相旋流内速度分布及其变化规律的研究结果。

2. 实验系统及方法

图 1 表示本文实验系统的组成情况,它主要由工质循环及计量系统、实验段、LDV 测量系统和激光器冷却系统四大部分组成。实验段结构如图 2 所示,它由内径 60mm、壁厚为 5mm 的透明有机玻璃管制成,总

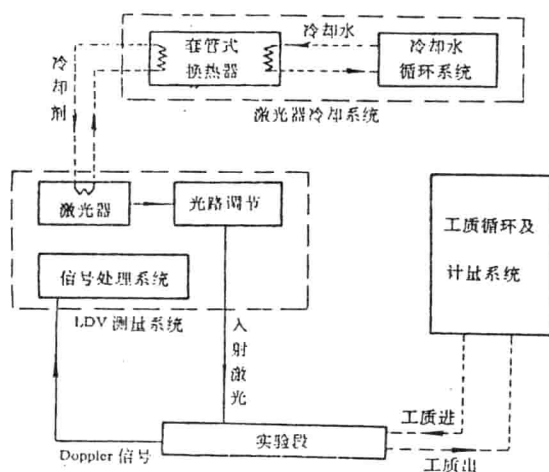


图 1 实验系统

* 国家自然科学基金资助项目

长为 3000mm。沿轴线方向，在玻璃管圆柱表面的同一条母线上布置了五个特殊的测量窗口用于进行 LDV 测量，窗口的结构及安装方法可参见文献[7]。在切向喷嘴上游设置有溢流段，既可作轴向进液喷嘴，又可做溢流工质出口。本文中，经水泵(或压缩机)加压后的水(或气/水混合物)沿切线方向高速喷入管内形成强旋流。由 LDV 对多种工况的两相旋流在各截面上的流动参数分布逐一进行测量。

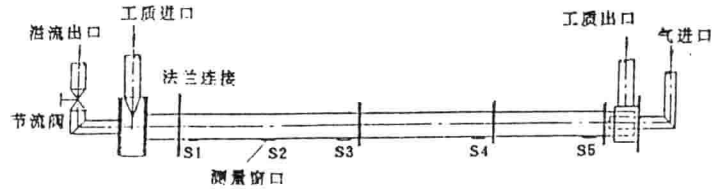


图 2 实验段结构示意图

3. 实验结果与分析

两相旋流中速度分布不仅受入口气、液流量的影响，而且与局部旋流强度、流型、溢流现象及其强弱等因素密切相关。

3.1 时均切向速度的测量结果

1、流型对切向速度分布的影响

水平管内气—液两相旋流的流型有五种：圆柱气核—强旋薄液膜两相旋流、圆锥气核两相旋流、扭带状气核两相旋流、泡状两相旋流和气水分层两相旋流。^[7] 图 3 表示圆柱气核—强旋薄液膜旋流段及圆锥气核旋流段的上游管段内切向速度的典型分布。由图可见，此时两相旋流的切向动量高度集中于靠近壁面的薄液膜中，气核内只有紧靠气液界面的部分气体由于受高速旋转液膜的影响，才具有较高的切向速度；在管中心的一定区域内气核的切向速度很低但相等，约为 0.1m/s，其运动特征类似于刚体绕轴的平动。研究结果表明，管轴线附近气相切向速度分布均匀相等的现象是薄液膜强旋两相旋流的一个共同特点，液膜对气核的带动作用仅限于很薄的一个环状区域内，

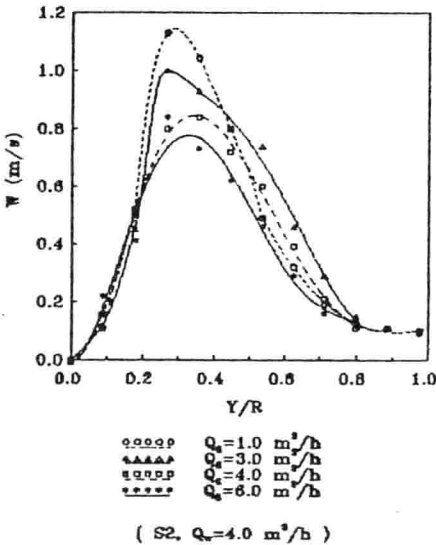


图 3 圆柱气核强旋流段内切向速度的典型分布

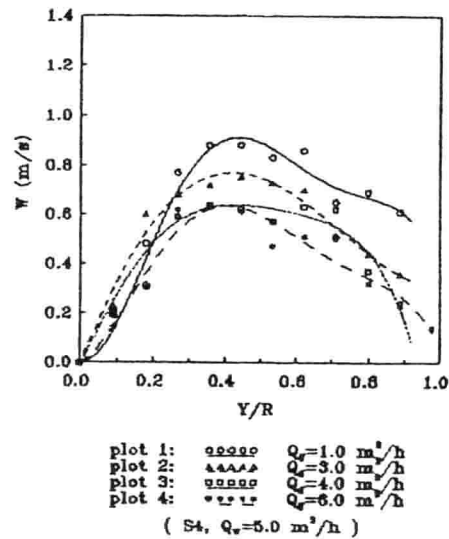
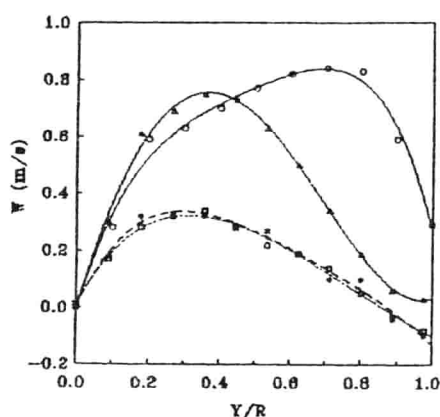


图 4 圆锥气核旋流段内的切向速度分布

切向动量在气核中的扩散也很慢。

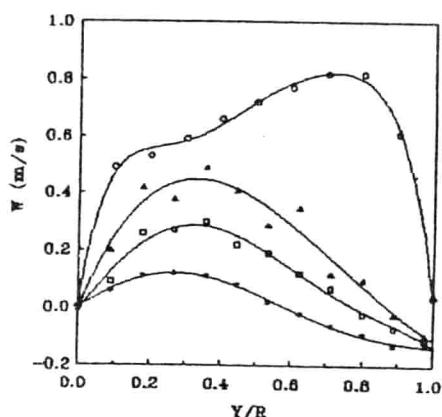
图 4 表示圆锥气核旋流段下游管段内的切向速度分布。虽然图中各曲线的对应工况在测量截面上也呈气—水环状旋流流型,但与图 3 中各曲线的对应流型相比,由于旋流在上游的衰减,此时两相旋流中气核直径已明显减小,液膜显著增厚。这一点在图 4 的切向速度分布中也得到了明确反映。此时,随液膜厚度的增加切向动量也向管中心方向扩散而分布在更宽的径向范围内,且趋于均匀。另外由图中可看出,与曲线 1、2、3、4 对应的入口气流量依次由 $1\text{m}^3/\text{h}$ 逐渐增加至 $6\text{m}^3/\text{h}$ 时,切向速度的平均水平明显降低,表明气量的增加使旋流的衰减速度加快。

图 5 表示在下游管段内气核为扭带状时旋流内的切向速度分布。与单相旋流的对应结果相比,两相旋流中的切向动量主要集中在靠近壁面区域;在靠近管中心的更大范围内切向速度呈强制涡分布。由图中还可看到,随着入口气量的增大,切向动量的最大值更靠近管壁,切向速度值的水平亦明显降低,再次表明入口气量的增加使旋流的衰减速度加快;尤其在气量较小时,气量的增加使旋流切向动量的损失更为显著。



plot 1: $\circ\circ\circ\circ\circ$ $Q_g=0.0$
plot 2: $\triangle\triangle\triangle\triangle\triangle$ $Q_g=0.5\text{ m}^3/\text{h}$
plot 3: $\square\square\square\square\square$ $Q_g=1.0\text{ m}^3/\text{h}$
plot 4: $\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond$ $Q_g=2.0\text{ m}^3/\text{h}$

(S5, $Q_w=6.0\text{ m}^3/\text{h}$)



plot 1: $\circ\circ\circ\circ\circ$ $Q_g=0.0$
plot 2: $\triangle\triangle\triangle\triangle\triangle$ $Q_g=0.5\text{ m}^3/\text{h}$
plot 3: $\square\square\square\square\square$ $Q_g=1.0\text{ m}^3/\text{h}$
plot 4: $\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond$ $Q_g=2.0\text{ m}^3/\text{h}$

(S4, $Q_w=4.0\text{ m}^3/\text{h}$)

图 5 气核为扭带状时两相旋流内的切向速度分布 图 6 气水分层流中水层内的切向速度分布

图 6 中给出了在窗口 s_4 上获得的一组切向速度测量结果,其中与曲线 2、3、4 对应的两相旋流在 S_4 上均为气水分层流型。由这一组结果可看出,虽然稳定的气—水环状旋流已在上游被破坏,但管道底部的水层中仍保留有一定的切向旋转动量,而且此时的切向速度主要是刚性涡分布;另外,气量的增加使分层流中的剩余切向动量也大大减弱。与曲线 3、4 不同的是,曲线 2 的对应工况正好在 s_4 处发生由气水环状流向气水分层流的转变,所以曲线 2 上测量结果的脉动明显地比较大。

图 7 中曲线 2、3 代表了两相旋流下游单相水旋流段内的典型切向速度分布。与图中所示单相旋流的对应速度分布结果形成鲜明对照,由于受上游旋流气核的影响,曲线 2、3 上切向速度的最大值点明显地向管壁方向移动;随着上游气核长度的增加,切向速度最大值点愈加靠近管壁。这一变化反映了上游环状两相旋流区域中液相角动量集中在贴壁液膜内这一分布特征对下游切向速度分布的影响。由图还可看出,溢流出口背压 P_b 对旋流的衰减有显著影响,即便是保持相同的入口气、水流量,随着 P_b 的提

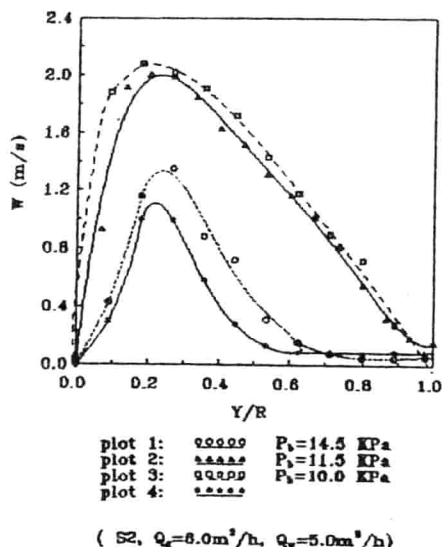
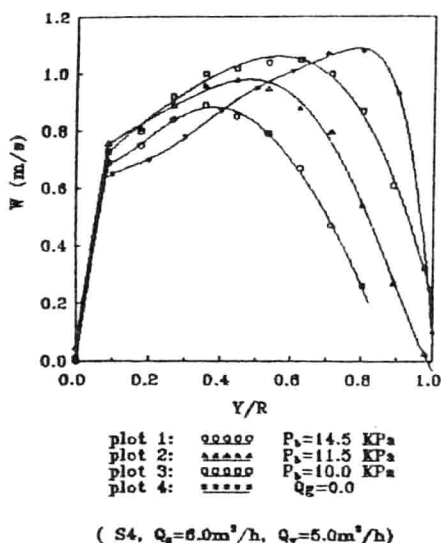


图7 单相水旋流区段内的切向速度分布 图8 溢流出口背压 P_b 对切向速度分布的影响

高,两相旋流中的气核长度增大,旋流的衰减加剧,使对应的切向速度分布水平逐渐降低,表明气核的存在消耗了更多的切向动量。

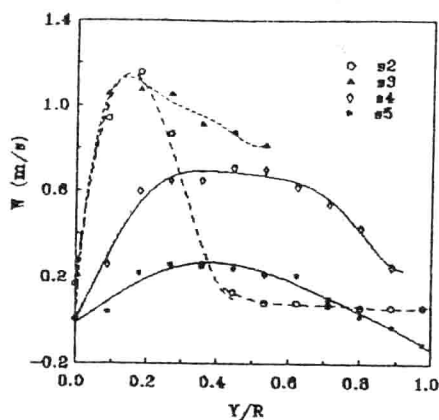
2. 溢流出口背压 P_b 对切向速度场的影响

当溢流段上的溢流阀开启时,管中心部分工质会从该出口反向溢出。随着溢流出口节流度的不同,溢流背压 P_b 会发生变化,从而对下游两相旋流的流动结构也产生重要影响。

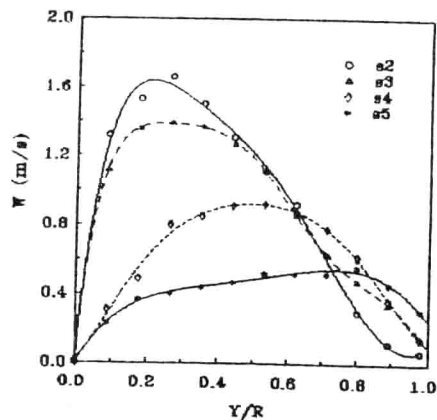
从图7中已看到了在两相旋流下游的单相水区域中切向速度分布随 P_b 的变化特性,图8则反映了 P_b 对环状流型区域内切向速度分布的影响。图8中,曲线1~4的对应工况在 S_2 截面上均为气水环状旋流型,只是曲线2、3的对应工况在 S_2 截面上的液膜厚度则大得多。与图7中的结果相一致,随着 P_b 的增加,切向速度分布水平逐渐降低,尤其是强旋薄液膜区域中的切向速度要比厚液膜环状旋流中的对应速度低许多,表明薄液膜旋流中由于液膜内极高的速度梯度而使其切向动量损失更多更快。由图8可再次看出,在旋流为圆柱气核—强旋薄液膜流型时,管轴线附近区域内的气相速度极低而且均匀相等,而在圆锥气核弱旋流段内管中心附近区域的切向速度则呈刚性涡分布(如曲线2、3),这与图3、图4中的结果相一致。

3. 旋流的衰减对切向速度分布的影响

图9(a)、(b)分别表示两相旋流内切向速度分布随旋流衰减而变化的典型情况。图9(a)中,与截面 S_2 、 S_3 、 S_4 、 S_5 对应的旋流流型依次为圆柱气核—强旋薄液膜环状两相旋流、圆锥气核—厚液膜环状两相旋流、单相水;图中切向速度分布沿主流方向的变化也与前述流型对切向速度分布的影响规律一致。而在图9(b)中,沿主流方向,旋流在各截面上的流型依次为圆锥气核环状旋流和单相水。可以看出,由于与图9(b)对应的旋流工况中入口气流量较小,加之相当一部分气流被溢流出口分流,从而使下游两相旋流中的气量较小,此时两相旋流中切向速度分布随旋流衰减过程的变化与文献[7]中所述单相旋流内切向速度的对应变化特征极相似。



($Q_g=6.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $Q_w=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $P_h=18.5 \text{ KPa}$)
(a)



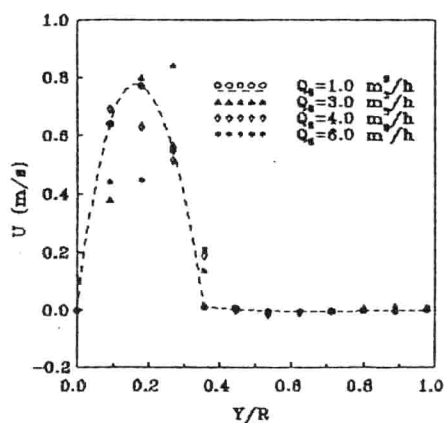
($Q_g=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $Q_w=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $P_h=19.0 \text{ KPa}$)
(b)

图 9 切向速度分布随两相旋流衰减过程的变化

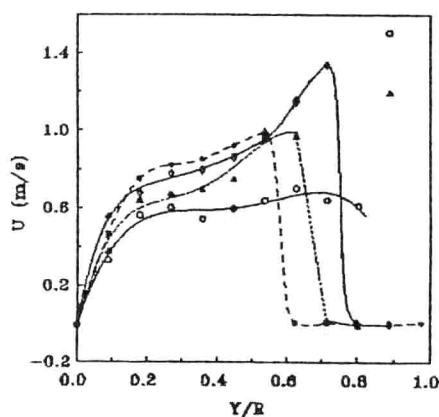
3.2 时均轴向速度的测量结果

1. 流型对轴向速度分布的影响

在两相旋流中,流型对轴向速度分布亦具有极大的影响。图 10 表示在薄液膜强旋两相旋流(包括圆柱气核—薄液膜强旋流及圆锥气核旋流的上游管段)中的典型轴向速度分布。由图可见,轴向动量亦主要集中在靠近壁面的一个薄层内,在管中心的大部分区域内,气相轴向速度为 0,只有靠近气—液界面的少部分气体才和液膜一起做轴向运动。结合 § 3.1 中对相应切向速度分布的分析可说明,此时的气核就象一个旋转的气腔,气相的这种运动在某种程度上很类似于密闭旋转容器内介质的运动状态。由图 10 中轴向速度的径向分布可看出,轴向动量由液膜向气核的径向扩散比对应切向动



(S2, $Q_w=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$)



plot 1: $Q_g=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$
plot 2: $Q_g=3.0 \text{ m}^3/\text{h}$
plot 3: $Q_g=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$
plot 4: $Q_g=6.0 \text{ m}^3/\text{h}$
(S4, $Q_w=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$)

图 10 强旋薄液膜两相旋流区轴向速度的典型分布 图 11 圆锥气核旋流段内的轴向速度分布

量的径向扩散更为微弱,气核自身内部的动量传输也极其微弱。轴向动量的这种分布特点一方面与旋流中的离心力场有关,另一方面也与旋流中心存在的反向压力梯度有关。

图 11 表示圆锥气核气-液环状旋流中的典型轴向速度分布。可以看出,各曲线均明显地被划分为壁面区和管中心区两个区域;在管中心的一定区域内轴向速度均为 0,随着入口气流量的增加,零轴向速度区域逐渐向管壁方向扩展。根据对流型的观测及分析可认为,管中心零轴向速度区域的大小在某种程度上反映了气核的横向范围;由图中可看出,在保持入口水量不变时,入口气量的增大使气核的直径逐渐扩大,从而使零轴向速度区域也逐渐扩大;随着入口气量的增加,壁面区中轴向速度的平均值也有所升高,这一方面是由于气-水总流量增加的缘故,同时,也与上述由于管中心零轴向速度区域扩大造成的两相流有效流通面积的减少这一变化有关。

图 12 表示扭带状气核两相旋流中的轴向速度分布。与单相旋流的对应测量结果相比,此时两相旋流的轴向速度分布具有完全不同的特点,其分布状态更接近于管内无旋充分发展湍流的轴向速度分布形式。这种差别一方面是由于旋流中心气核的搅拌作用(由文献[7]中可看到,此时的气核就象插入管中的一段扭带状扰流子),另一方面的原因则在于,由于上游旋流的衰减,此时两相旋流的切向动量已相当弱(图 5),旋流对轴向速度分布的影响作用也大大减弱。由图中还可看到,虽然入口水流量相同,但截面上的轴向速度值却均匀升高了;这是由于气相的加入使两相总流量增大的缘故。

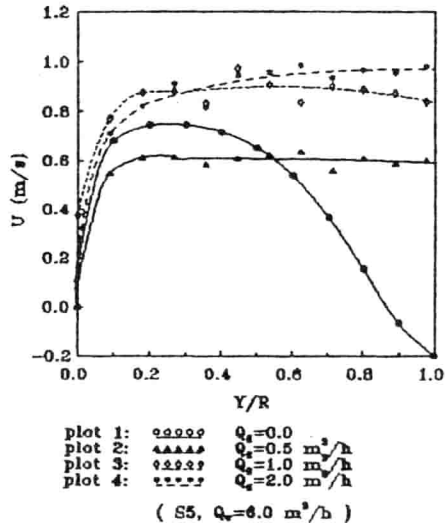


图 12 气核为扭带状时两相旋流内的轴向速度分布

在下游的气-水分层流区段中,轴向速度分布与图 12 具有完全相似的特点。此时水层中虽然保留有一定的切向动量(见图 6),但轴向速度分布中已丝毫没有旋流运动的特征。这一方面是由于此时水层中的切向动量本身就很弱,另一方面,受上层气流的影响,水层中的旋转运动极不规则;由此形成的这种微弱且不规则的离心力场不足以对轴向速度分布产生影响。可以看出,随着入口进气量的逐渐增加,由于下层水流的流通截面逐渐减少,从而使轴向速度值均匀地升高。

2. 气相溢流现象及溢流出口背压 P_0 对轴向速度分布的影响

图 13 表示溢流出口背压 P_0 对轴向速度分布的影响。曲线 1 对应于气水环状两相旋流,曲线 2、3 则表示两相旋流下游管段内单相水区域中的轴向速度分布。与单相旋流的对应结果相比,上游气核的存在使两相旋流下游单相水区段中的轴向动量更集中在邻近管壁的区域, P_0 的增加使轴向速度在截面上的分布逐渐趋于均匀,尤其使管中心区的回流速度及回流区范围均减小。这一变化主要是由于随着 P_0 的增大气核长度增加,加剧了上游旋流的衰减,从而使测量截面上的局部旋流强度更低的缘故。

图 14 表示溢流出口部分节流时,溢流现象对下游环状两相旋流区段内轴向速度