

气液两相流动基础

浙江大学科技情报室

1981年1月

编 译 序

在工程实践中,例如在机械、动力、石油、化工、冶金、水利、宇航、海洋、超导、运输、生化和环卫等工程中,已出现大量气液两相流动问题,随着“四化”建设的进展,必将涌现出更多的迫切需要解决的新问题。但由于多相流是流体力学的一个新分歧,是一个正在迅速发展的新学科,我国过去研究不多,资料甚少,远远不能满足需要。我国目前对多相流的研究正在蓬勃地开展起来,为了有利于这个新学科的发展和解决资料不足的困难,结合我们的科研和教学的需要,我们选了些较基础、较系统、较实用的内容,编成这本《气液两相流动基础》,以供教学、科研和工程技术人员参考。

本书共分七章:第一章是流型与空隙率,对气液二相流的流型、状态图、流型的转变作了概括的介绍,并对重要参数空隙率(含气率)作了详细的讨论;第二章是压力损失,介绍了各流型中压力损失特性及其计算方法;第三章是二相流的能量耗散,导出了能量耗散方程式,介绍了能量耗散机理及其计算方法,并与实验值作了比较;第四章是二相流的临界流动,详细介绍了忽略摩擦的短管、喷咀等及计及摩擦的长管中临界流动的理论分析和实用的计算方法;第五章是气液两相流基本方程,介绍了气液两相流的基本方程及其简化模型、讨论了泡沫流、激波等的计算,并对汽化、凝聚现象作了简化分析;第六章是有弥散相的流体动力学,对弥散相(如液流中的气泡、气流中的液滴,流体中的固体微粒等)的动力学问题作了详细分析,并提出了与传热研究结合的途径;第七章是湿蒸汽气体动力学与能量损失,详细讨论了低压、高压湿蒸汽托平中汽水二相流动的基本方程及其简化计算以及托平各种主要、次要能量损失分析及其计算方法。前四章是根据赤川浩尔著的《气液两相流》(1974)译出,第五章是根据拍实义来华带的《二相流概论》(1979)译出,第六章是据《力学发展》(1965)卷2.第一部分译出,第七章是根据M.J.Moore等的《托平和分离器中的二相蒸汽流动》(1976)译出,为了节约篇幅和保持各章的独立性,对原文的少数地方略作一些删改。

参加本书译校的有:第一~四章由连桂森译、校,第五章由陈越南译、校,第六章由连桂森译、许学谔校,第七章由连桂森译、范西俊校。

由于编译者水平所限,编译中必有不少错误和不妥之处,恳请读者予以批评指正。

编译者

1981.1.

目 录

第一章 流型与空隙率	(1)
§1.1 流型的分类	(1)
§1.2 流型状态图	(3)
§1.3 流型的迁移	(7)
§1.4 空隙率	(15)
§1.4.1 二相流的基本方程和空隙率	(15)
§1.4.2 平均空隙率的纯实验整理法	(16)
§1.4.3 基于能量方程或动量方程的计算法	(18)
§1.4.4 考虑到速度分布、空隙分布的平均空隙率计算法	(20)
§1.4.5 流动参数整理法	(21)
§1.4.6 考虑速度分布、空隙分布形式、及局部相对速度的平均空隙率计算 法	(22)
§1.4.7 根据速度比的水隙率计算法	(24)
§1.4.8 空隙率的各种计算法比较	(25)
§1.4.9 相对速度	(26)
§1.4.10 流路断面的空隙分布	(29)
§1.4.11 沿蒸发管长度的空隙率分布	(32)
参考文献	(37)
第二章 压力损失	(41)
§2.1 摩擦损失的定义及其特性	(41)
§2.2 层状流、波状流的摩擦损失整理法	(42)
§2.2.1 基本解析法	(42)
§2.2.2 向高压域的推广	(46)
§2.2.3 摩擦损失比 $\frac{\Delta p_f}{\Delta p_0}$ 与空隙率的关系	(47)
§2.2.4 一般管系压力损失的整理方法	(47)
§2.3 均质流模型摩擦的整理方法	(50)
§2.3.1 混合理论法	(50)
§2.3.2 速度分布、二相流的粘性系数	(53)
§2.3.3 气泡流的摩擦系数	(54)

§2.4 环状流的压力损失	(56)
§2.4.1 压力损失剪应力的关系	(56)
§2.4.2 从液膜与壁面的剪应力计算摩擦损失	(57)
§2.4.3 气液边界面剪应力引起的摩擦损失计算	(60)
§2.5 弯曲管道中的摩擦损失	(62)
§2.6 蒸发管中的压力损失	(63)
§2.6.1 蒸发管摩擦损失的图表	(63)
§2.6.2 流型及热负荷对摩擦损失的影响	(63)
§2.6.3 局冷沸腾域的摩擦损失	(65)
§2.6.4 加速损失	(66)
§2.6.5 蒸发管系的压力损失特性	(67)
参考文献	(71)
章三章 二相流的能量耗散	(73)
§3.1 单相流的耗散能量	(73)
§3.2 耗散能量方程的推导. (其一)	(74)
§3.3 耗散能量方程的推导(其二)	(77)
§3.4 位能的能量耗散的意义	(78)
§3.5 耗散能量的数值	(79)
参考文献	(80)
第四章 气液两相流的临界流动	(81)
§4.1 序	(81)
§4.2 喷管、短管路的临界流动	(81)
§4.2.1 均质流模型	(81)
§4.2.2 分层流模型	(92)
§4.2.3 关于分层流模型的力学临界条件法	(99)
§4.3 摩擦管流的二相临界流动	(110)
§4.3.1 关于单相流的解析法	(111)
§4.3.2 二相临界流量的计算法	(113)
§4.3.3 均质流模型的近似值	(118)
§4.3.4 临界流量、临界压力比的值	(118)
参考文献	(120)
章五章 气液两相流基本方程	(121)
§5.1 引言	(121)

§5.2 气液两相混合物管流问题的经验处理法	(121)
§5.3 气体和液体均匀混合物的基本方程组, 泡沫流	(123)
§5.4 泡沫流中的声速	(129)
§5.5 泡沫流中的激波	(131)
§5.6 一元定常泡沫流	(133)
§5.7 有蒸汽凝聚效应的流动	(136)
§5.8 存在液体汽化效应的流动, 空穴流	(137)
§5.9 层状流	(138)
§5.10 有非均匀表面张力的两相流动	(140)
参考文献	(142)
第六章 具有匀散相的二相流体动力学	(145)
§6.1 引言	(146)
§6.2 分析	(146)
§6.2.1 动量变化	(146)
§6.2.2 作用在匀散相上的相间力	(147)
§6.2.3 连续性方程	(150)
§6.2.4 内力的平衡	(152)
§6.2.5 运动方程	(152)
§6.2.6 一个气泡的初始加速度	(153)
§6.2.7 推力	(154)
§6.2.8 动量守恒定律	(154)
§6.2.9 热平衡方程	(155)
§6.2.10 不可逆熵增量	(155)
§6.2.11 速度方程	(156)
§6.2.12 最终热平衡方程	(157)
§6.2.13 非凝结分量的出现	(158)
§6.3 方程组的综合	(158)
参考文献	(159)
第七章 湿蒸汽气体动力学和能量损失	(160)
§7.1 蒸汽的状态方程	(160)
§7.1.1 过饱和和过饱和蒸汽的方程	(160)
§7.1.2 湿蒸汽方程	(162)
§7.2 弛豫	(163)

§7.2.1 一般系统	(163)
§7.2.2 湿蒸汽的热弛豫	(165)
§7.2.3 小水滴的惯性弛豫	(166)
§7.2.4 弛豫时间的典型值	(166)
§7.3 湿蒸汽流的一维方程	(167)
§7.3.1 连续性方程	(168)
§7.3.2 液相的动量方程	(169)
§7.3.3 气相的动量方程	(169)
§7.3.4 能量方程	(170)
§7.3.5 状态方程	(170)
§7.3.6 补充方程	(171)
§7.3.7 定常流的无量纲方程	(172)
§7.3.8 流动方程的应用	(173)
§7.3.9 流动计算例	(174)
§7.4 有自然凝结的一维流动	(176)
§7.4.1 流动方程	(176)
§7.4.2 跨声速解	(176)
§7.4.3 关于凝结的突然放热	(178)
§7.5 湿蒸汽计算例	(180)
§7.5.1 多级高压托平中的凝结	(180)
§7.5.2 跨声速低压叶片	(181)
§7.5.3 二维流场的凝结	(181)
§7.6 湿蒸汽流中的声速	(182)
§7.7 湿蒸汽流中的激波	(185)
§7.8 托平中的湿度损失	(188)
§7.8.1 实验研究	(188)
§7.8.2 理论研究	(189)
§7.8.3 等熵湿蒸汽级	(190)
§7.8.4 级的功损系数	(191)
§7.8.5 级的功损分量	(192)
§7.8.6 过冷和成核引起的损失	(197)
§7.8.7 损失的计算例	(199)
参考文献	(201)

第一章 流型与空隙率

流动形式是影响二相流压力损失和传热特性的重要因素，所以，在给定条件下判断流动是属于哪一类型的是二相流流动要解决的基本问题。

§1.1 流型的分类

在垂直管道中，非加热向上流动的二相流中，有如图1.1(a)~(e)所示的类型，其主要特征如下：

- (a) 气泡流：在液相有分散小气泡的流动；
- (b) 弹状流：(slug flow) 管路上大致充满具有液膜周界的子弹形大气泡（称为Taylor气泡）和含有小气泡的液体相互交错存在的流动；
- (c) 泡沫流 (froth flow)：液弹状体部分短而含有大量气体、液体呈纲状的流动；
- (d) 环状喷雾流：管壁有液膜而气相中心部分含有液滴的流动；
- (e) 喷雾流：管壁上没有连续的液膜而气相中含有液滴的流动。

以上各流型的变化，在液体流量一定的情况下，大体上对应于气体流量渐次增加的情况。

垂直管下向流动时的流型，大致上与上述相同，但除此以外，还有由管壁上整个液膜与中心部分仅有气体所形成的纯粹环状流或下降液膜流。

水平管道中非加热二相流的流型，有图1.2(a)~(h)所示的八种型式，各流型的主要特征仅把与垂直管不同的说明如下：

- (a) 层状流：气液上下二层大体上以平滑的分界面分开的流动；
- (b) 波状流：气液分界面呈波状的流动。
- (d) 柱塞流 (plug flow)：在流路上部存在长的大气泡的流动；
- (e) 弹状流：大气泡间的液体部分含有小气泡的流动。

图1.2(a)~(h)，在一定的液流量下，大致上是随着气体流量增加所对应的流型。对于倾斜管的上向流动，当对水平面的倾角大于 30° 时，与垂直管的流型大体上是相同的。

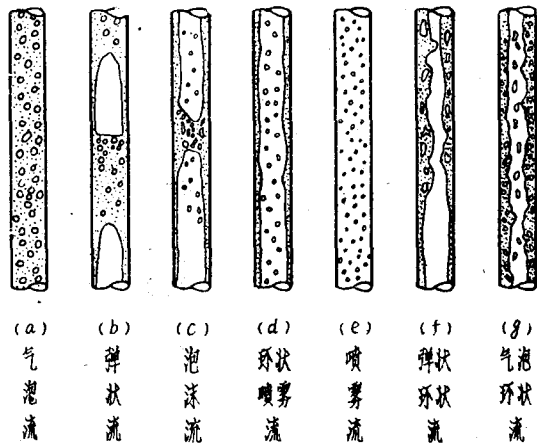


图1.1 垂直管中的流型

伴有蒸发的二相流的流型，大致上与上述非加热场合相同，但由于从壁面发生蒸发气泡，故还有如图1.1(f), (g)所示的流型⁽¹⁾；(f)弹状环状流：是从弹状流向环状喷雾流转移过程中所出现的流动，气弹状体由于蒸发而变长并穿过液体部分时，液膜瞬间淤积变厚，引起了泡状沸腾，产生大气泡流动。这种流动与泡沫流近似，差别很少；(g)气泡环状流：管中央的蒸气核心部分口径小，而厚的液膜中存在气泡的流动。又如液体氮气的沸腾二相流中所观察⁽²⁾到的那样，也有管壁上存在气体膜而中心部分是液相的环状流。

上述图1.1, 图1.2的各种流型分类，虽然只是根据气体的空间分布状态划分的，但由于流动型式的复杂性，不能只根据上述看到的简单的相分布状态，也不能只根据直接观察的气液各相的速度分布，例如，定量地确定环状喷雾流流型的因素，不仅有液膜厚度、气体中心液滴的大小及其分布状况，而且还有液膜中的速度分布，中心部分的速度分布以及液滴的速度分布。

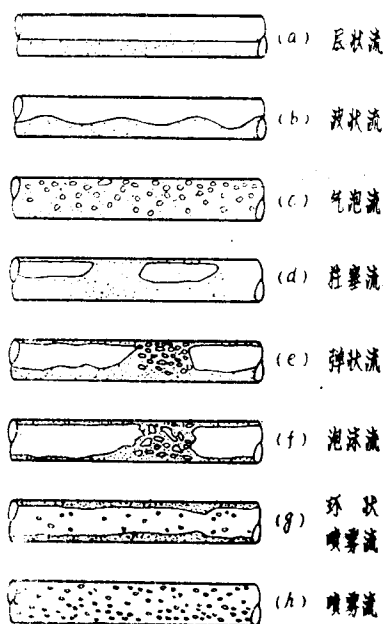


图1.2 水平管中的流型

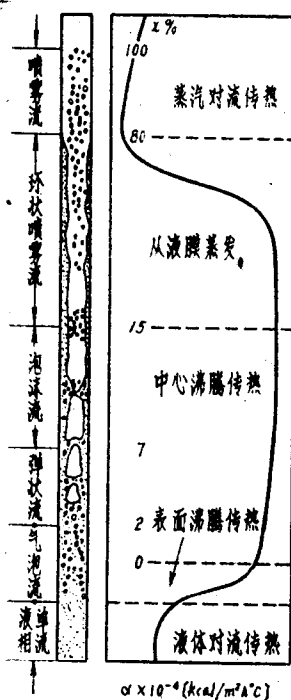


图1.3 流型的热交换关系的说明图

此外，在进行这些流型诸性质的分析时，由其他观点也可以得到相应的分类。

例如：以二相流中的压力波的传播为对象的情况，也可作如下分类：即(1)液体是连续相，气体为不连续相(气泡流、柱塞流)；(2)气体为连续相，液体为不连续相(喷雾流)；(3)气体和液体都明显地为连续相(层状流、波状流、环状流)；(4)上述(1)~(3)的混合流(泡沫流、气泡一环状流)。在各类的情况下，压力波的传播特性是很不同的。

流型的分类的意义在于据它而可说明流动压力损失特性，传热特性，例如，若能判断

如下所述的流型与传热关系，就可以理解予测流型的重要性。图1.3是垂直蒸发管中整个流型与热交换率分布概念图，随着干度 x 增加，由气泡流转变为弹状流……喷雾流，其相应的热交换率也在变化。象气泡流，弹状流那样的传热面上，有足够的液体时，由于有泡状沸腾，所以热交换率比液体单相流时大得多，而且在发生蒸发时，即使成为环状喷雾流，由于壁上液膜的存在，热交换率也是相当大的。在后一情况下，当热负荷不特别大时，在液膜中并不发生气泡，即不沸腾，若液膜过热，则自表面发生蒸气。可是，当液膜消失而转变为喷雾流时，由于传热性较低的蒸气直接与壁面接触，所以热交换率激急下降，有可能发生烧蚀（把这类烧蚀称为高干度烧蚀或第II类烧蚀），干度再增大上去，则因蒸气体量增加，速度增大，热交换率再度上升上去。这样，从设计方面来说，予测上述烧蚀点即向喷雾流的转变点是重要的。

此外，在水平蒸发管中，当绝对流速很小时，发生少量蒸气，因在流道上部分离而形成层状流，上面的热交换率显著下降，因而产生干度非常小的烧蚀现象（低干度烧蚀）。在这种情况下，层状流的发生界限的予测是必要的。还有，在热负荷显著高的情况下，在传热面上，形成蒸气膜而产生膜沸腾，所发生的烧蚀与流型没有直接关系（把这类烧蚀称为第I类烧蚀）。

§1.2 流型状态图

在二相流量、物性（比重、粘性、表面张力）、流道几何形状、尺寸以及热负荷确定的条件下，通常可用流型状态图来判断形成怎样的流型。

影响流型的力有惯性力、粘性力、重力及表面张力。设速度为 w ，比重为 γ ，特征长度为 D ，粘性系数为 μ ，表面张力为 σ ，则惯性力为 $\frac{w^2}{2g}\gamma$ ；粘性力为 $\frac{w\mu}{D}$ ；重力为 γD ，表面张力为 $\frac{\sigma}{D}$ ，而惯性力与粘性力之比为雷诺数 $Re = \frac{\gamma w^2}{2g} / \frac{\mu w}{D} = wD / \frac{\mu}{\rho}$ ；惯性力与重力之比为弗罗德数 $F_r = \frac{w^2}{gD}$ ；惯性力与表面张力之比为卫伯数 $We = \frac{\gamma w^2 D}{\sigma}$ ；重力与表面张力之比为 $\frac{\gamma D^2}{\sigma}$ 。Quandt⁽⁵⁾根据这些比值，确定过流型。但流型除了这些特征值外，还与两相的重量流量比 G_g/G_l (G_l : $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$) 或容积流量比 w_{g0}/w_{l0} 及 γ_g/γ_l 、 μ_g/μ_l 有关。因而要严格确定流型范围必须用多元坐标系，但实际上这样做是很困难的，一般只是作适当选择而取用二元坐标系来表示。但在象饱和蒸汽—饱和水二相流那样的单成分二相流，各物性值都仅由压力确定，所以以全流量 G 和干度 x 为二元坐标系而以压力为参数的状态图就成为正确的表示了。

§1.2.1 非加热水平管状态图

图1.4的实线是由Baker⁽⁶⁾于1954年作出的图线，直到现在，还在广泛地应用着，两个座标是表示液体和气体的流量比 $(G_l/G_g)\varphi\psi = \left(\frac{1-x}{x}\right)\varphi\psi$ 和表示气体流量比 G_g/φ ， φ 、 ψ 是如下的特征值：

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \left[\left(\frac{\gamma_g}{0.075} \right) \left(\frac{\gamma_l}{62.3} \right) \right]^{1/2} \\ \psi &= \frac{73}{\sigma} \left[\mu_l \cdot \left(\frac{62.3}{\gamma_l} \right)^2 \right]^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

式中 γ 为比重, Ib/ft³; μ_l 为液体的粘度, CP; σ 为表面张力dyn/cm。式中成比例形式的数值都是对应于空气和水在大气压常温下的值。这个线图中虽没有包含管径的影响, 但依赖于粘性, 表面张力等, 仍是相当一般的表示法, 对于非加热二相流是适用的。图中阴影部分是由Scott⁽⁷⁾于1963年修正过的流型转变范围。

如上所述, 二元坐标系无法完全表示出流型来, 只用Baker的线图是不完整的。必要时可参阅Al-Sheikh⁽⁸⁾提出的流型判定法, 可以得出与多元坐标系相同的效果, 常常可以精确地判定在不同条件下的流型。

§1.2.2 非加热垂直管状态图

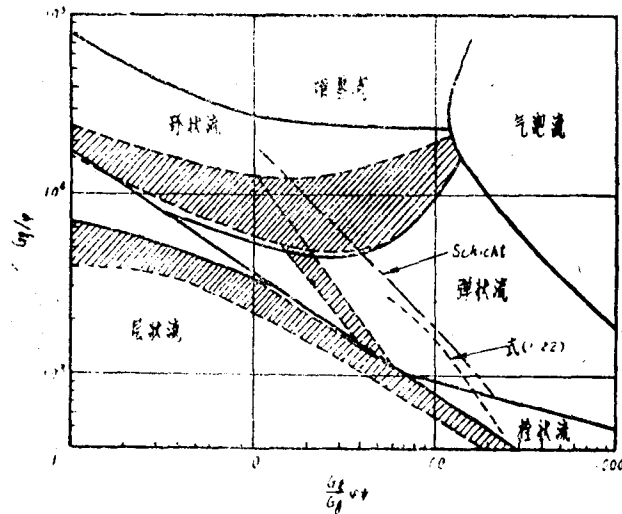


图1.4 水平管的Baker状态图

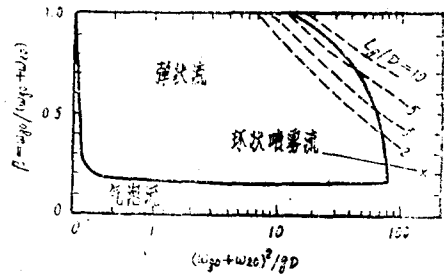


图1.5 垂直管(非加热)流动状态图
(根据 Griffith Wallis)

对于垂直管, 以弗罗德数 $(w_{l0} + w_{g0})^2/gD$ 和气体容积流量比 $\beta = w_{g0}/(w_{l0} + w_{g0})$ 为座标轴的状态图, 图1.5是1961年由Griffith、Wallis⁽⁹⁾(内径为0.5~1"的空气—水二相流(1 ata, 36 ata)及内径为2.34", 21~81 ata的蒸气—水二相的弹状流的流型实验)作出的。这种表示法是B.K.kozolv⁽¹⁰⁾最初于1952年提出的, 根此, $\beta = 0.2$ 以下主要是气泡流, β 在0.2以上为弹状流。而且可以看出向环状喷雾流的迁移是在 $F_v \approx 70 \sim 80$ 时发生的。虚线是由§1.3.3的理论分析求得的边界线, 因无因次气弹状体长度 L_g/D 的不同虽有所差异, 但大体上与实线所示的边界线一致。

以气体的弗罗德数的平方根 w_{g0}^{*2} 与液体的弗罗德数的平方根 w_{l0}^{*2} 为座标的状态图1.6是由Golan⁽¹¹⁾提出的;

$$\left. \begin{aligned} w_{go}^{**} &= w_{go} / \sqrt{gD(\gamma_l/\gamma_g)} \\ w_{io}^* &= w_{io} / \sqrt{gD} \end{aligned} \right\} (1.2)$$

所有边界线都是由下列直线表示的，即：
弹状流与泡沫流的边界线为

$$w_{go}^{**} = 0.136 + 0.022 w_{io}^* \quad (1.3)$$

泡沫流与环状喷雾流的边界线为：

$$w_{go}^{**} = 0.545 + 1.32 w_{io}^* \quad (1.4)$$

而根据1964年Griffith⁽¹²⁾的公式，对于后者有：

$$w_{go}^{**} = 0.75 + w_{io}^* \quad (1.5)$$

式(1.4)与(1.5)的值大致上是一致的。

又式(1.3)因与前述图1.5所示的环状喷雾流的虚线边界上 $Lg/D = 4 \sim 5$ 时很一致，所以可视为弹状流与柱塞流的边界。

关于垂直向下流，由Golan提供的边界，在图1.6中以虚线表示。根此，流型随着气体流量的增大而向气泡流、弹状流、脉动流、环状喷雾流和喷雾流转移，与上向流比较，可以看出后二种流型的领域较广。

§1.2.3 蒸发管的状态图

前节状态图是气液流量沿管长不变的“完全发展了的流动”，即对应于流动状态稳定后的流型，可是沿蒸发管流动，气液流量是变化的，所以，所有各点都是“发展中的流动”，特别是在热负荷大的情况下，二者的差别很大，所以在使用蒸发管非加热二相流的状态图时要特别注意。

高压沸腾二相流的流动图案，虽可根据少量的观测例及依赖于x射线照片和电极法测定来作分类，但流型与非加热二相流的情况大体上是相同的，只是细节上有所不同。图1.7和图1.8分别是较高压和较低压情况下的状态图，座标是总流量 G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] 和热平衡干度 x_e ，

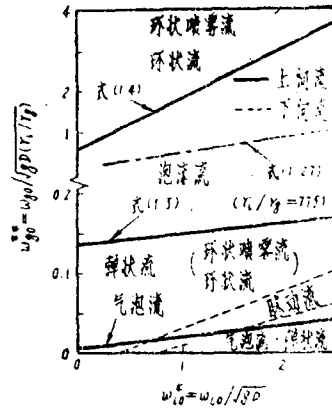


图1.6 垂直管(非加热)的流型状态图(根据Golan的图)

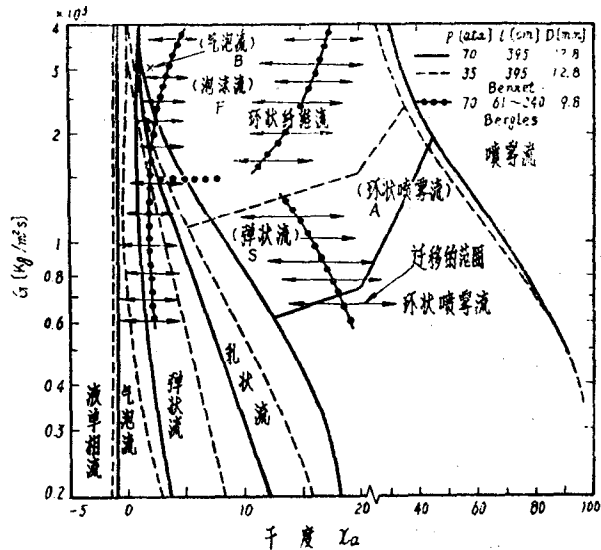


图1.7 蒸发管的流型状态图

$$x_a = (i - i') / (i'' - i') \quad (1.6)$$

式中 i 为由受热量、流量和入口状态求得的焓，在这些图中可以看出，共同点为：
 (1) 随蒸气量的增大 (x_a 增大)，和非加热二相流的情况一样，流型渐次向气泡流、弹状流、……喷雾流迁移；(2) 总流量越多，迁移越是向 x_a 小的方向移动。

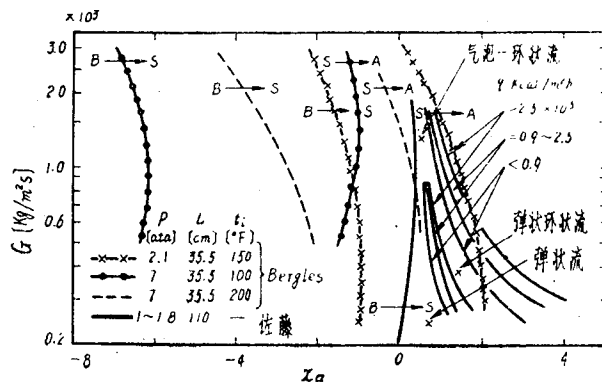


图1.8 蒸发管的流型状态图

图1.7的实线(70 ata)、虚线(35 ata)是根据Bennet⁽¹³⁾的从管道透明部分的照片观测和 x 射线透视摄影而得的边界线，其流型的分类有气泡流、弹状流、环状流及喷雾流，这些与前述相同，另外还有搅泡流 (Churn flow)，是对应于前述泡沫流而叫做半环状流或不稳定弹状流的中间流型。至于环状流还分为：总流量少时，中心部含有液滴的是环状喷雾流，总流量多时，中心部是细长状的液体，称为细长环状流 (Wispy annular flow)。

而且在这个压力范围内，压力越高迁移边界线越向 x_a 大的方向移动。

又图中还表示了基于管中心的电极探头的测定而由Bergles⁽¹⁴⁾作出的边界，这时的流型分为气泡流 (B)、弹状流 (S)、泡沫流 (F) 及环状喷雾流 (A) 四种，其边界因入口局部冷却 (Subcooling) t_i 、管长 L 不同而在 $t_i = 300 \sim 500^\circ\text{F}$ ， $L = 61 \sim 240\text{cm}$ 的边界在箭示线的范围内变化。B—S 边界，F—A 边界， L 越大越向 x_a 小的方向移动，S—A 的边界，在 L 从 61cm 到 150cm 时向 x_a 小的方向移动，而 L 再大则向 x_a 大的方向移动。图中所示的线是它们的平均线。这些实验线与 Bennet 的实线边界线，在环状流领域有相当大的差异，其原因不仅是由于流路、加热条件不同，而且也要考虑各流型判别标准、计测方法的误差。

低压状态图(图1.8)中，实线是佐藤⁽¹¹⁾得出的压力为 1.0~1.8ata 的边界线，其他线是对应于 2.1, 7.7ata 的 Bergles⁽¹⁵⁾ 的边界线，在这个压力范围内，压力越高，流型的迁移就越向 x_a 小的方向移动，与图1.7压力较高的场合有相反的趋向。在实线场合，流型分为气泡流、弹状流、弹状环状流、气泡环状流和环状流，热负荷 q 越大，边界线越向 x_a 大的方向移动。Bergles⁽¹⁵⁾ 只作出气泡流 → 弹状流 (B → S)、由弹状流 → 环状流 (S → A) 的边界线，入口温度 t_i 越低，边界线越向 x_a 小的方向移动，甚至达到 x_a 的负域。 x_a 为负值时，存在气泡流、弹状流，因为有表面沸腾，壁面温度达到饱和温度以上，所以在表面上发生蒸气泡，但中心部分没有达到饱和温度。由这些图可以看到，由于压力、入口温度、热负荷、

管长不同,各流型的迁移点是变化的,包括这些影响的一般状态图,至今尚未能作出。但是一旦由表面沸腾引起的蒸发量的计算完成了就可以基于气体和液体的容积流量 w_{g0} 、 w_{l0} 参照非加热二相流状态图,以一定程度的准确度,判定出流型来。

§1.3 流型的迁移

从有限的实验观察要在归一化的状态图上表示出流型边界来是困难的,所以需要有流型迁移的理论和实验式的整理方面的说明。下面就来阐述各流型间的这个迁移问题。

§1.3.1 水平管中形成层状流的成立条件

在干度极小的区域,对于水平管中层状化而引起的烧蚀现象,根据石谷、高城的实验⁽¹⁶⁾如图1.9所示,就入口流速 w_0 与热负荷 q 有个层状化区域,因而(1)对于一定的管径,有一层状化的极限速度,流速在它以下时,很小的热负荷也会在上部发生烧蚀,(2)管径越大,层状化区域越广,(3)在同一入口流速,在某一热负荷下即使层状化了,但对应于更大的热负荷,因绝对流速增大而可能没有层状

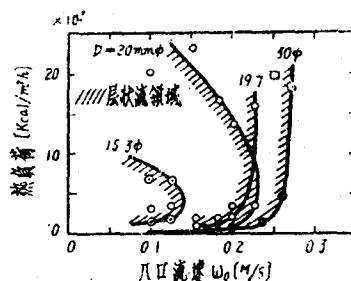


图1.9 蒸发管的层状流领域
(石谷、高城的实验值)

化。这个实验在 $D = 15.3 \sim 30\text{mm}$ 范围内与Baker图线的层状流领域的趋向一致,特别是在 $D = 15.3$ 时,定量上也很一致。再者,根据液体的流线离开上壁面而成为层状流的理论分析结果,这个层状化的界限是以弗罗德数的下式表示的:

$$w_{l0}/\sqrt{gD} = 0.538 \quad (1.7)$$

此式与上述实验的 w_{l0} 的极大值也很一致。

干度不太小时的层状化条件,根据因次分析与实验,Strikovitch⁽¹⁷⁾提出如下表达式,极限蒸气速度 w_{gcr} 及其相对的极限重量流量为:

$$w_{gcr} = 0.38 \frac{\sqrt{D}}{\left(\frac{\sigma}{\gamma_l - \gamma_g}\right)^{1/4}} \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right)^{1/2} \left(\frac{x}{1-x}\right)^{3/4} \quad (1.8)$$

$$G_{cr} = 0.38 \frac{\sqrt{D}}{\left(\frac{\sigma}{\gamma_l - \gamma_g}\right)^{1/4}} \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right)^{1/2} \left(\frac{x}{1-x}\right)^{3/4} \frac{C\gamma_l}{1+x\left(\frac{\gamma_l - \gamma_g}{\gamma_g}\right)} \quad (1.9)$$

式中C是由后面公式(1.15)确定的值。

§1.3.2 水平管的弹状流的发生条件

在波状流的波面上,气流的速度若一增大,波幅也就增大,当波顶接于上壁面时就可发生弹状流,从这样的波面的稳定性问题可求得弹状流发生的条件,这里不作详细说明,只想把基本考虑方法与结果表述一下。

现在来考虑波面稳定性最简单的情况,液深 h_l 比波长 λ 大而波幅很小时,波的基本方

程通常是已知的, 例如Lamb的“水力学”书等所表示的那样, 但这里采用Miles⁽¹⁸⁾的式子:

$$\frac{\gamma_l}{kg} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \gamma_l \eta + \sigma k^2 \eta = -p_g \quad (1.10)$$

其中 η 为图1.10所示的从平均高度 h_l 到波面的距离, k 为波频($2\pi/\lambda$), 第一项为惯性力、第二项为重力、第三项为表面张力引起的力, 右边 p_g 是波表面气体作用的压力。气流作用于上表面的压力不是常数, 为简单起见, 假定压力分布为:

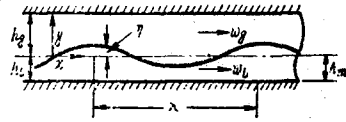


图1.10

$$p_g = -\alpha \eta \quad (1.11)$$

式中 α 为比例常数, 由式(1.10), (1.11)得:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \beta^2 \eta = 0 \quad (1.12)$$

式中

$$\beta^2 = g \left(k + \frac{k^3 \sigma}{\gamma_l} - \frac{k \sigma^*}{\gamma_l} \right) \quad (1.13)$$

当 β 为负值时, 式(1.12)有 $e^{|\beta|t}$ 形的解, 振幅随时间增大, 波是不稳定的。另一方面, 若把解表示为:

$$\eta = K \sin(kx - mt) \quad (1.14)$$

K 为定数, m 为常数, 而波的传播速度可由

$$C = m/k \quad (1.15)$$

表示, 由式(1.12)和式(1.14)得: $m = \beta^2$

$$C = \sqrt{\beta^2/k} = \sqrt{g \left(\frac{1}{k} + k\sigma - \frac{\alpha}{k} \right)} \quad (1.16)$$

因之, β^2 为负时, 传播速度 C 变成为虚数, 这时式(1.12)的解的形式为:

$$\eta = A e^{|\beta|t} + B e^{-|\beta|t}$$

因振幅随时间而增大, 所以波是不稳定的。

图1.10的二元流道中发生的弹状流的Kordyban的解析⁽¹⁹⁾如下: 对于液流、气流波的式子根据Lamb的结论⁽²⁰⁾以下式表示:

$$\frac{p_l}{\gamma_l/g} = K_l - g\eta - \frac{1}{2} c^2 [1 - 2k\eta \coth k(\eta + h_l) + k^2 \eta^2 \coth^2 k(\eta + h_l) + k^2 \eta^2 \operatorname{tg}^2 kx] \quad (1.17)$$

* 原文误为 k_0 。——译者

$$\frac{P_g}{\gamma_g/g} = K_2 - g\eta - \frac{1}{2}(w_g - c)^2 [1 + 2k\eta \coth(k_g - \eta) + k^2\eta^2 \coth^2 k(h_g - \eta)] \quad (1.18)$$

用 $\eta = 0$ 的条件消去二式中的常数 k_1, k_2 , 把两式代入气液间的压差公式(1.19)

$$p_l - p_g + k \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0 \quad (1.19)$$

整理之, 得波的传播速度:

$$C = \frac{F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l} w_g}{F_l + F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l}} + \left[\left(\frac{F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l} w_g}{F_l + F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l}} \right)^2 + \frac{g\eta(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}) + \frac{\sigma}{\gamma_l/g} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l} w_g^2}{F_l + F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l}} \right]^{1/2} \quad (1.20)$$

式中 $F_l = k\eta \coth k(h_l + \eta) - \frac{1}{2}k^2\eta^2 \coth^2 k(h_l + \eta)$

$$F_g = k\eta \coth k(h_g - \eta) + \frac{1}{2}k^2\eta^2 \coth^2 k(h_g - \eta)$$

而 C 为虚数, 利用波的不稳定条件, 则式(1.20)的右边第二项变为负的了而弹状流发生条件表示如下:

$$\frac{F_g F_l}{F_l + F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l}} (w_g - w_l)^2 \geq g\eta \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right) - \frac{\sigma}{\gamma_l/g} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \quad (1.21)$$

但在考虑液速 w_l 时, 式(1.20)的 w_g 应为 $(w_g - w_l)$ 所取代, 式中 $\gamma_g/\gamma_l \ll 1, F_l \gg F_g \frac{\gamma_g}{\gamma_l}$, 若又略去表面张力引起的力, 再根据实验假定 $k\eta_{\max} = 0.9$, 则式(1.21)为:

$$(w_g - w_l)^2 \geq \frac{\gamma_l g}{\gamma_g k} \frac{1}{\coth(kh_g - 0.9) + 0.45 \coth^2(kh_g - 0.9)} \quad (1.22)$$

一当由此式给出波频或波长, 就可由气液间的相对速度, 求得弹状流发生的条件。根据Kordyban的6"宽×1"高的流道的实验, 波长为1~2", 若取 $\lambda = 1.5"$, 则式(1.22)的计算值如前述图2.4中的虚线所示, 这个值与Baker的曲线定性上说是一致的, 而且与图中Schicht⁽²¹⁾所得出的曲线很一致。

§1.3.3 从垂直管的弹状流向环状流(或泡沫流)的迁移

作为垂直管中弹状流向环状流(环状喷雾流)或泡沫流迁移的解析方法, 是以几种观点建立起来的, 因而解决这个问题的近似方法也有相当多的方式, 为了便于查考, 特把这些考虑方法说明如下:

(1) 气弹状体长度极限法(Griffith, Wallis方法⁽⁸⁾)

* 原文误为“=”号——译者。

考虑弹状流中气弹状体长度 L_g 为 ∞ 时环状流成立的条件。图1.11中的模型，气弹状体的周期 T 及气体的容积流量 Q_g 为：

$$T = \frac{L_{l0} + L_{g0}}{w_{g0} + w_{l0} + w_B'} \quad (1.23)$$

$$Q_g = \frac{\pi}{4} D^2 w_{g0} = \frac{V_B}{T} \quad (1.24)$$

式中 w_B' 为气弹状体的相对上升速度，根据式(1.112) $w_B' = 0.35\sqrt{gD}$ ，而且一个气弹状体的容积 V_B 以下列实验式表示（但在 $2 < L_g/D < 20$ 范围内）：

$$V_B = \frac{\pi}{4} D^2 (0.913L_{g0} - 0.526D) \quad (1.25)$$

由式(1.23)~(1.25)得：

$$L_{g0} = \frac{w_{g0}L_{l0} + 0.526D(w_{l0} + w_{g0} + 0.35\sqrt{gD})}{0.913(w_{l0} + w_{g0} + 0.35\sqrt{gD}) - w_{g0}} \quad (1.26)$$

由前述环状流的成立条件， $L_{g0} \rightarrow \infty$ ，上式分母应等于0，整理之得：

$$w_{g0}^* = 3.5 + 10.5w_{l0}^* \quad (1.27)$$

式中 $w_{g0}^* = w_{g0}/\sqrt{gD}$ ， $w_{l0}^* = w_{l0}/\sqrt{gD}$ 。

(2) 液膜稳定法 (Moissis方法⁽²²⁾)

由弹状流中的气弹状体周围的液膜波面水力学稳定性，可以求得弹状流存在的界限，方法与前述§1.3.2一样，若气液的速度分别为 w_g ， w_l ，则气液界面波的传播速度 C ，如在一般流体力学的书⁽²³⁾中所述的那样，可以下式表示：

$$\frac{\gamma_l}{g} (-w_l - c)^2 \coth(kh_m) + \frac{\gamma_g}{g} (w_g - c)^2 = \sigma k \quad (1.28)$$

式中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ， h_m 是平均液膜厚度。如前所述，这个波的稳定条件是传播速度 C 不为虚数。因而由式(1.28)得界限条件为：

$$w_g - w_l = \left\{ \frac{g\sigma k [\gamma_l \coth(kh_m) + \gamma_g]}{\gamma_l \gamma_g \coth(kh_m)} \right\}^{1/2} \quad (1.29)$$

根据理论与实验的研究，最不稳定的波长 λ 与液膜厚度的关系为

$$\lambda = 10h_m \quad \text{或} \quad k = \frac{\pi}{5h_m} \quad (1.30)$$

由此二式可确定极限相对速度。然后应用气弹状体上升速度式(1.112)，气液流量的连续性方程以及气液界面的摩擦系数公式，则可确定气液流量一定时的迁移边界。其结论如图1.5上的虚线所示，以 L_{g0}/D 为参数作成曲线族。这些曲线与Griffith的边界差不多一致。

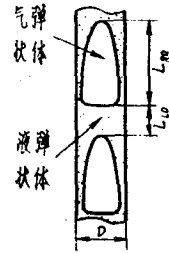


图1.11

(3) 液滴的浮游速度法 (Bertoletti方法⁽²⁴⁾)

上述方法是考虑对于从弹状流的转移的, 而这个方法则是考虑从喷雾流侧的迁移的。在上向环状喷雾流中, 中心部分的气体流速 w_g 比把液滴带向上流动所需要的速度 w_p 小时, 液体停滞而聚合成为液弹状体, 反之, $w_g > w_p$ 时, 就成为环状喷雾流。由这个条件来确定两个流型的边界。使直径为 d_p 的液滴浮游的必要速度即液滴的终端速度 w_p , 如所周知是以下式表示的:

$$w_p = \left[\frac{4gd_p(\gamma_l - \gamma_g)}{3\gamma_g C_p} \right]^{1/2} \quad (1.31)$$

式中 C_p 是液滴的阻力系数, 是液滴雷诺数 $Re = \frac{w_p d_p}{\nu_g}$ 的函数。液滴的最大直径 $d_{p, max}$ 由如下的界限卫伯数 w_{ec} 确定:

$$W_{ec} = \frac{(w_g - w_l)^2 \gamma_g d_{p, max}}{\sigma g} = 11 \sim 20 \quad (1.32)$$

所以向环状喷雾流迁移的条件 $w_g \geq w_p$, 应用式(1.31), (1.32)得:

$$w_g \geq \left[\frac{4g\sigma(\gamma_l - \gamma_g) \cdot W_{ec}}{3\gamma_g^2} \right]^{1/4} \left[C_p \left(1 - \frac{w_l}{w_g} \right) \right]^{-1/2} \quad (1.33)$$

由于一般 $(1 - \frac{w_l}{w_g}) \approx 1$, 故由上式可知, 迁移界限变成主要是只由气体流速确定的。

(4) 实验式表示法 (Wallis方法⁽²⁵⁾)

由弹状流向环状流迁移的界限, 不仅依根目视观察, 而且可依根如下的定量值确定: 例如, 根据Wallis的结果, 在液体流量一定的情况下, 逐步增加气体流量, 流路断面中心上液体流量首先减少, 在达到极小值后又增大。前一部分是由液弹状体决定的流量, 后一部分则是由中心的液滴决定的流量, 因而, 液体流量为取极小值(实际上是流量曲线的减少部分的外伸线与横轴的交点)的气体流量与环状流的界限点所定义。根据这个定义, 实验公式如下:

$$w_{g0}^{***} = 0.4 + 0.6w_{l0}^{***} \quad (1.34)$$

式中

$$w_{g0}^{***} = \frac{w_{g0}}{\sqrt{gD \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g} - 1 \right)}}, \quad w_{l0}^{***} = \frac{w_{l0}}{\sqrt{gD \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l} \right)}} \quad (1.35)$$

另一方面, 对于弹状流与环状流的如下空隙率实验公式同时成立的点, 确定为两流型的界限:

对于弹状流:

$$f_g = w_{g0} / \left[1.2(w_{l0} + w_g) + 0.345 \sqrt{gD \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l} \right)} \right] \quad (1.36')$$

依照式(1.35), 可把此式改写: