

过冷降膜的换热特性和破断条件*

蒋幸焰** 马同泽 赵嘉琪 霍秀和
(中国科学院工程热物理研究所, 北京)

摘 要

本文在实验观测的基础上对垂直降膜的换热特性和破断临界现象进行了简化分析。据此整理实验数据, 给出正常液膜和接近破断临界时的液膜对流换热努塞尔数综合关系式以及液膜准则数综合关系式。

一、引 言

薄层液膜传热具有小流量、小温差、高换热系数和高热流密度等特点, 因而广泛应用于一系列重要的工业传热传质设备, 诸如薄膜蒸发器、薄膜反应器、环状两相流换热器以及某些电子冷却系统。此外, 薄层液膜换热和稳定性问题还跟热管极限性能和水冷动力堆的安全研究也有着密切关系。因此, 多年来这一方面的研究一直有增无减。文献〔1〕和〔2〕报道了过冷水膜向下流过垂直管外时的传热实验研究的一些新结果。Dukler等人〔3,4〕对环状两相流中的液膜流态进行了实验研究, 提出解释阻流 (flooding) 及反流 (flow reversal) 现象的三种机理。文献〔5〕介绍了用有限元法对垂直降膜流动进行数值模拟的结果, 指出液膜表面速度要比按努塞尔公式计算的结果低得多, 而且一个微小的扰动经过某个随机距离会被放大成陡峭的驻波。

尽管近年来这一方面的研究势头日益增长, 但是有些问题, 诸如液膜破断机理等, 则仍了解得不透彻, 因而有必要进一步深入研究。本文将对垂直过冷降膜的换热特性和破断临界现象进行简化分析, 据此整理实验数据, 给出相应综合关系式, 从而可以预测液膜破断条件。实验用的工作液体是蒸馏水, 所用的实验设备及实验步骤跟文献〔2〕相同。

二、垂直降膜的换热特性和破断 临界现象的简化分析

实验观测表明, 在远离破断临界现象的情况下, 沿实验管周向, 液膜流态和温度分布比较均匀, 而且实验液体是高度过冷的, 表面蒸发极小, 它对界面状态及液膜中的温度分布没有影响。此外, 在作者实验研究的参数范围内, 液膜厚度 δ 远小于实验段外径 d 。因而为简化起见, 作为首次近似, 可以把沿实验管周向均布的垂直降膜当作是沿竖直平板向下作一维流动的液膜处理。图1示出这种重力驱动的分层液膜。由图中所示控制体上的力的平衡关系, 可以写出

1989-02-10收到初稿, 1989-05-13收到修改稿。

* 国家自然科学基金资助课题。于1987年11月在中国工程热物理学会传热传质学术会议上宣读。

** 通讯联系人。

$$\mu \frac{dU}{dy} = \rho g (\delta - y) - \frac{d\sigma}{dx} - \sigma \frac{d^2\delta}{dx^2} \quad (1)$$

而

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT_i}{dx} = \varepsilon \frac{dT_i}{dx} \quad (2)$$

在 δ 范围内对式 (1) 积分, 可得液膜中的速度分布为

$$U = \left(\frac{\rho g \delta}{\mu} - \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{dT_i}{dx} - \frac{\sigma}{\mu} \frac{d^2\delta}{dx^2} \right) y - \frac{\rho g}{2\mu} y^2 \quad (3)$$

连续方程

$$\int_0^\delta U dy = \Gamma / \rho \quad (4)$$

将式 (3) 代入式 (4), 积分得

$$\frac{d^2\delta}{dx^2} = \frac{2}{3} \frac{\rho g \delta}{\sigma} - \frac{\varepsilon}{\sigma} \frac{dT_i}{dx} - \frac{2\Gamma v}{\sigma \delta^2} \quad (5)$$

对于正常液膜 (即远离破断临界时的液膜, 此时液膜表面具有微波纹, 但没有大波长或大振幅的表面波), 可不考虑表面曲率变化引起的毛细压力差, 而只考虑因表面温度梯度而造成的热毛细力, 即 $\frac{d^2\delta}{dx^2} = 0$, 从而有

$$\delta^3 - \frac{3}{2} \frac{\varepsilon}{\rho g} \frac{dT_i}{dx} \delta^2 - \frac{3\Gamma v}{\rho g} = 0 \quad (6)$$

由能量平衡可得

$$\frac{dT_i}{dx} = \frac{q_i}{c_p \Gamma} \quad (7)$$

而

$$\frac{dT_i}{dx} \approx \frac{dT_s}{dx} = \frac{q_i}{c_p \Gamma} \quad (8)$$

将式 (8) 代入式 (6), 解三次方程, 取实根得

$$\delta = [A^3 + B + (2BA^3 + B^2)^{1/2}]^{1/3} + [A^3 + B - (2BA^3 + B^2)^{1/2}]^{1/3} + A \quad (9)$$

对于等温层流降膜流动, $A=0$, 则式 (9) 就简化为努塞尔解, 即

$$\delta = \delta_N = (2B)^{1/3} = \left(\frac{3v\Gamma}{\rho g} \right)^{1/3} \quad (10)$$

在实验的参数范围内, $A^3 \approx 0$, 因而

$$\delta \approx \delta_N + A \quad (11)$$

这样, 正常液膜的平均流速 U , 和以加热段长度 L 为定形尺寸的液膜雷诺数 Re_L 就可以表示为, $U_s = \Gamma / (\rho \delta \times 10^{-3})$, $Re_L = U_s L / v_s$.

正常液膜的能量方程可以写成

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta U (T_i - T_{in}) dy = q_i / (\rho c_p) \quad (12)$$

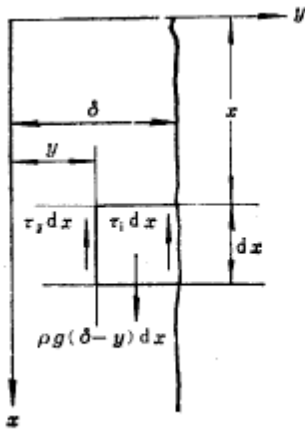


图 1 简化分析用控制体

上式和边界层能量积分方程的形式相似，因而类比边界层传热分析的结果，可以给出正常液膜对流换热的无量纲关系式如下

$$Nu_i = F(Re_i, Pr^{1/3}) \quad (13)$$

实验表明，除了很薄的液膜之外，液膜总是先从终端处破断，而后逐渐向上发展；当热流密度接近临界值时，液膜表面就会出现明显的扰动。作者观测的液膜破断形态如图 2 所示⁽²⁾，它与文献〔6〕所报道的有些差异。不过，根据不同的液膜破断形态观测结果所得出的液膜破断起因的认识却是一致的，即热毛细力和流动形态对液膜破断起着主导作用。据此作者类比文献〔3〕和〔4〕所给的环状两相流中阻流现象的机理，提出描述液膜破断临界现象的简化物理模型，如图 3 所示。

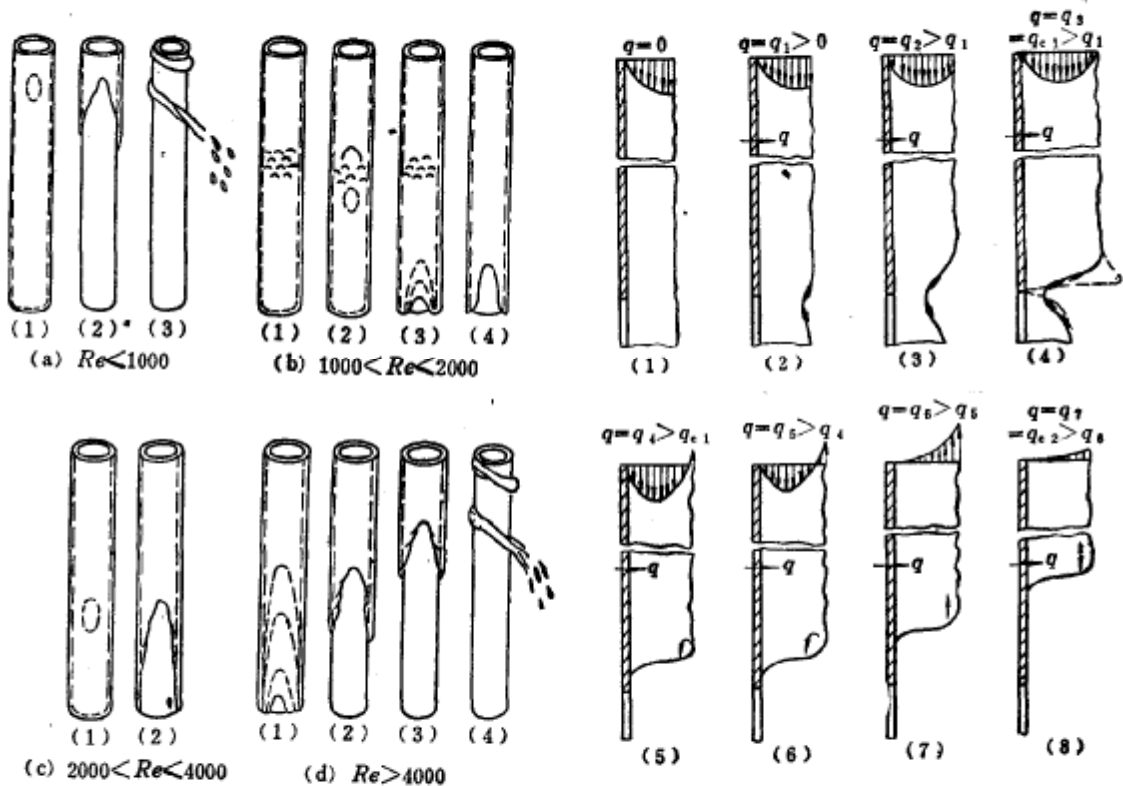


图 2 垂直降膜的破断形态

图 3 液膜破断简化物理模型

液膜流过加热表面时，其上的作用力有：重力、惯性力、粘性力和表面力。若只考虑一维的情况，表面力即是因表面张力的轴向变化而引起的热毛细切应力。重力和惯性力趋向于使液膜稳定，而热毛细力则趋向于使液膜不稳定。在整个加热段，温度梯度为正值，热毛细力的方向跟流动方向相反，对流动起阻滞作用。随着热流密度的增加，温度梯度变陡，表面张力差增大，液膜表面速度减小。液膜速度分布的这种变化导致出现表面波。当液膜表面速度减小到零时，在接近破断临界截面处，液膜曲率发生显著变化，一个小扰动就会在这一截面上被放大成陡峭的驻波，从而导致液膜发生暂时破断。在这种条件下，液膜速度分布可以表示为

$$U = C(x) (\delta_{ca1} y - y^2) \tag{14}$$

代入式(4)得

$$C(x) = 6\Gamma / (\rho \delta_{ca1}^3)$$

而式(14)对y进行微分给出

$$dU/dy = C(x) (\delta_{ca1} - 2y) \tag{15}$$

代入式(1)得

$$-\mu C(x) \delta_{ca1} = -\frac{d\sigma}{dx} - \sigma \frac{d^2 \delta_{ca1}}{dx^2} \tag{16}$$

从而有

$$\frac{d^2 \delta_{ca1}}{dx^2} = \frac{6\Gamma\nu}{\sigma \delta_{ca1}^3} - \frac{\varepsilon}{\sigma} \frac{dT_i}{dx} = \frac{6\Gamma\nu}{\sigma \delta_{ca1}^3} - \frac{\varepsilon}{\sigma} \frac{q_{lc1}}{c_p \Gamma} \tag{17}$$

进行无量纲化处理后可得

$$Pr^2 Re_{ic1} \left(\frac{\delta_{ca1}}{L} \right) \frac{d^2 \delta_{ca1}^*}{dx^{*2}} - Ka^{1/3} \left[6Re_{ic1}^2 Pr^2 + Ma Nu_{ic} \left(\frac{L}{\delta_{ca1}} \right) \right] = 0 \tag{18}$$

式中 $\delta_{ca1}^* = \delta_{ca1} (\nu^2/g)^{-1/3}$; $x^* = x/L$ 。

因为 $\delta_{ca1} \ll L$, 所以式(18)可以简化为

$$F_1(Re_{ic1}, Pr, Ma, Nu_{ic}, L/\delta_{ca1}) = 0 \tag{19}$$

当热流密度逼近破断临界热流密度时, 液膜厚度梯度的变化和液膜曲率的变化是连续的。这样, 联立解式(5)和式(17), 可得

$$\frac{2}{3} \frac{\rho g \delta_{ca1}}{\sigma} - \frac{2\Gamma\nu}{\sigma \delta_{ca1}^2} = \frac{6\Gamma\nu}{\sigma \delta_{ca1}^3}$$

从而得 $\delta_{ca1} = [12\Gamma\nu/(\rho g)]^{1/3} = \sqrt[3]{4} \delta_N = 1.587\delta_N$

如果热流密度不再增加, 那么暂时性干点就会被再润湿。如果继续增加热流密度, 那么破口驻点就会向上发展, 直到在某个位置上惯性力和表面张力差达到平衡时为止。这时破口驻点就稳定在这一位置上, 而其下就形成一片永久干区, 也就是说液膜出现永久破断。在这种情况下, 整个液膜被界面切应力托住, 壁面切应力为零。于是由式(1)可得

$$\sigma \frac{d^2 \delta_{ca2}}{dx^2} = \rho g \delta_{ca2} - \frac{d\sigma}{dx} = \rho g \delta_{ca2} - \varepsilon \frac{q_{lc2}}{c_p \Gamma} \tag{20}$$

经过无量纲化处理后可得

$$Pr^2 Re_{ic2} \left(\frac{\delta_{ca2}}{L} \right)^2 \frac{d^2 \delta_{ca2}^*}{dx^{*2}} - Ka^{1/3} [Re_{ic2} Pr^2 \delta_{ca2}^{*2} + Ma Nu_{ic}] = 0 \tag{21}$$

简化后得

$$F_2(Re_{ic2}, Pr, Ma, Mu_{ic}, \delta_{ca2}^*) = 0 \tag{22}$$

式中 $\delta_{ca2}^* = \delta_{ca2} (\nu^2/g)^{-1/3}$ 。联立解式(20)和(17)得

$$\frac{\rho g \delta_{ca2}}{\sigma} = \frac{6\Gamma\nu}{\sigma \delta_{ca2}^3}$$

从而得 $\delta_{ca2} = [6\Gamma\nu/(\rho g)]^{1/3} = \sqrt[3]{2} \delta_N = 1.26\delta_N$

三、实验结果和讨论

在垂直放置的不锈钢实验段上形成均匀的薄层液膜流动进行实验测量。实验段长792

mm。实验参数是： $\Gamma=0.207\sim 1.181\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ ， $T_{in}=19\sim 37^\circ\text{C}$ ，实验压力为环境大气压力（约 10^5Pa ），最大热流密度达 $8.67\times 10^4\text{W}/\text{m}^2$ 。实验测量系统和实验步骤已在文献〔2〕中作了描述，此处不再赘述。取加热段长度 L 作为定形尺寸，取液膜进出口温度的算术平均值 T_t 为定性温度，则对于正常液膜，按式（13）所给的无量纲量整理实验数据（如图4所示），可得下列对流换热综合关系式

$$4400\times 10^2\leq Re_l<7000\times 10^2, Nu_l=0.0235\times 10^{-2}Re_l^{1.13}Pr^{1/3} \quad (23)$$

$$7000\times 10^2\leq Re_l<1290\times 10^3, Nu_l=0.5622\times 10^2Re_l^{0.21}Pr^{1/3} \quad (24)$$

$$1290\times 10^3\leq Re_l<2170\times 10^3, Nu_l=0.0016\times 10^{-2}Re_l^{1.34}Pr^{1/3} \quad (25)$$

式中 $Nu_l=\alpha_l L/\lambda$ ，而 $\alpha_l=q_l/(T_w-T_t)$ ，这里 T_w 是13副热电偶测定的壁面温度的算术平均值， $q_l=\frac{\Gamma}{3600L}c_p(T_{ex}-T_{in})$ ； $Re_l=U_s L/\nu$ ，此处 $U_s=\Gamma/(\rho\delta\times 10^{-3})$ ，应注意文献〔2〕中 $Re=U_s 4\delta/\nu$ ，因而 $Re_l/Re=L/(4\delta)$ 。

上述拟合曲线在图4中以实线示出。可以看到，正常液膜对流换热努塞尔数随雷诺数而变化的特性明显地分为三个区段：中间区段是层流对流起主导作用的区段，低雷诺数区段似乎显示出热毛细对流的影响，而高雷诺数区段则标志着紊流对流的影响越来越增强。

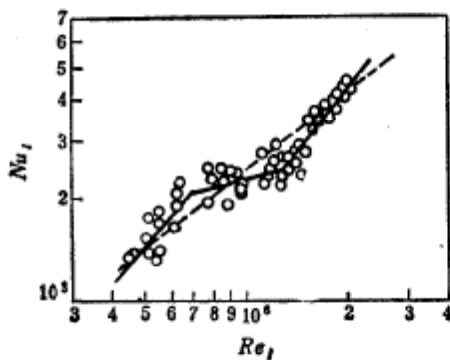


图4 正常液膜对流换热努塞尔数

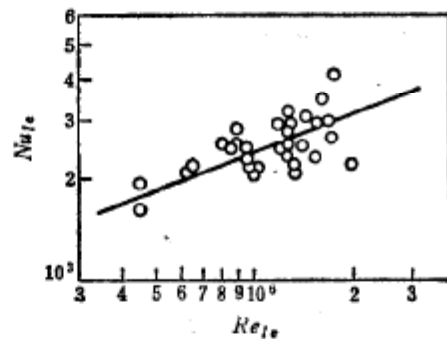


图5 接近破断临界时的液膜对流换热努塞尔数

也可以用一根直线来拟合正常液膜的对流换热实验数据，如图4中的虚线表示，其准确度也还是令人满意的（实验数据的分散度在 $\pm 35\%$ 之间）。相应于图4中虚线的综合关系式为

$$4400\times 10^2\leq Re_l<2170\times 10^3, Nu_l=0.0433Re_l^{0.793}Pr^{1/3} \quad (26)$$

接近破断临界时，液膜对流换热的实验结果如图5所示，由此可拟合出下列综合关系式

$$4400\times 10^2\leq Re_{lc}<2170\times 10^3, Nu_{lc}=0.1293\times 10^2Re_{lc}^{0.378}Pr^{1/3} \quad (27)$$

比较式（26）和（27）可以看到，在相同的雷诺数下， $Nu_l/Nu_{lc}=0.3349\times 10^{-2}Re_l^{0.415}$ ，这样，在我们实验的雷诺数范围内， $Nu_l/Nu_{lc}\approx 0.74\sim 0.55$ 。除了文献〔2〕，迄今还未见有其他文献报道过接近破断临界时的液膜对流换热平均换热系数，因而这一比较具有一定的参考价值。

液膜破断临界现象涉及的因素很多，实验观测和机理分析都有相当的难度，迄今还没有综合实验数据的完善方法。作为首次近似，由本文前述简化分析可得出影响破断临界现象的

主要无量纲量。据此可以得出破断准则数 $Bd = MaNu_l$ ，它表征在强制对流换热放大作用下的表面张力差与粘性力之比。对于液膜暂时破断，按式 (19) 所给的无量纲量标绘实验数据，如图 6 所示，由此可拟合出液膜暂时破断准则数 Bd_1 的综合关系式如下

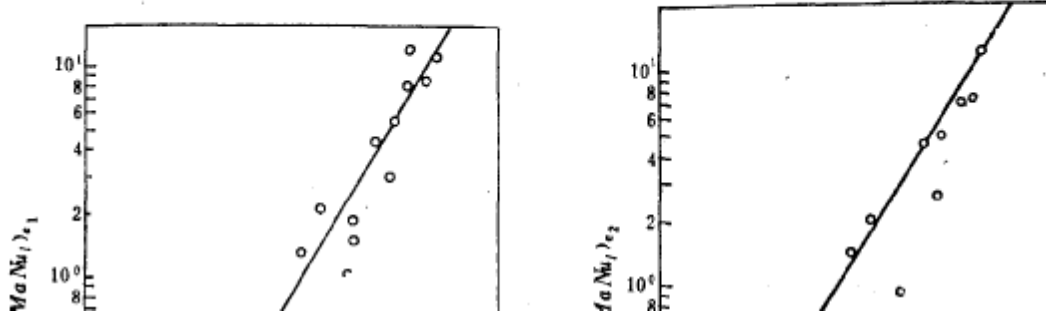
$$Bd_1 = 0.3545 \times 10^{-13} Re_{l1}^{2.706} Pr^{2.700} (L/\delta_{ca1})^{-1.353} \quad (28)$$

这时实验数据的分散度在 +64% 和 -58% 范围内，因而可以认为简化物理模型是令人满意的。

同样，按式 (22) 所给的无量纲量，把液膜永久破断时的实验数据标绘在图 7 上，由此可拟合出液膜永久破断准则数 Bd_2 的综合关系式如下

$$Bd_2 = 0.1286 \times 10^{-16} Re_{l2}^{1.557} Pr^{3.114} \delta_{ca2}^{*4.672} \quad (29)$$

实验数据相对拟合曲线的分散度在 +30% 和 -50% 之间，因而可以认为关于液膜永久破断的简化物理模型也是令人满意的。



符号说明

A ——参数 $\{A=1/2[\epsilon q_i/(\rho g c_p \Gamma)]\}$	*
B ——参数 $\{B=3v\Gamma/(2\rho g)\}$	下角标
Bd ——破断准则数	a——平均
$\{Bd=MaNu_i=[(c_p \epsilon L \delta_{cs}/(\lambda^2 v))]q_c\}$	c——液膜破断临界
Ka ——Kapitza数 $\{Ka=\mu^4 g/(\rho \sigma^3)\}$	ex——液膜出口
Ma ——Marangoni数	f——液膜
$\{Ma=\delta_{cs} c_p \epsilon (T_w - T_i)/(\lambda v)\}$	i——界面
Γ ——单位周长的液膜流量, $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$	in——液膜进口
ϵ ——表面张力温度系数的绝对值, $\text{N}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$	N ——努塞尔值
λ ——导热系数, $\text{W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$	w——壁面
ν ——运动粘度, m^2/s	1——暂时的
上角标	2——永久的

参 考 文 献

- [1] Ganie', E. N. and Roppo, N. N., *Letters in Heat and Mass Transfer*, 7(2) March—April 145 (1980).
- [2] 蒋章焰、马同泽、赵嘉琪、霍秀和, 垂直管外降落液膜的流动和传热特性, 工程热物理学报, 9(1)70(1988).
- [3] Dukler, A. E., Smith, L. and Chopra, A., *Int. J. Multiphase Flow*, 10(5)585(1984).
- [4] Maron, D. M. and Dukler, A. E., *Int. J. Multiphase Flow*, 10(5)599(1984).
- [5] Bach, P. and Villadsen, J., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 27(6)815(1984).
- [6] Fujita, T. and Ueda, T., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21(2)97(1978).

Heat Transfer Characteristics and Breakdown Criteria of Subcooled Falling Films

Jiang Zhangyan, Ma Tongze, Zhao Jiaqi and Huo Xiuhe

(Institute of Engineering Thermophysics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

Simplified physical models and analyses were presented in order to describe heat transfer and breakdown of subcooled liquid films falling down the outside of a vertical tube. On the basis of the analogy of heat transfer in the boundary layer, Nusselt number correlations for convection heat transfer of normal and subnormal films (the latter are films approaching breakdown) were obtained by fitting the test data. The film breakdown patterns were observed in our experiments. The thermocapillary force and the flow regimes seemed to play a dominant role in the film breakdown. Simplified physical models based on the analogy of flooding mechanisms in annular two-phase flow were proposed to describe critical phenomena of film breakdown and some important dimensionless groups could be derived. Ma , Nu_i was defined as the breakdown criterion number Bd . Its correlations for temporary and permanent breakdown were obtained by fitting the test data. As a first approximation, the simplified physical models are reasonable and the correlations can be used for predicting breakdown conditions. The experiments were performed under the following parameters:

$$\Gamma = 0.207 \sim 1.181 \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s}),$$

$$T_{in} = 19 \sim 37^\circ\text{C},$$

and the maximum heat flux was up to $8.67 \times 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$.