

文章编号: 1005-0930(2008)04-0581-07 中图分类号: TK124 文献标识码: A

双模态过渡池沸腾实验研究

赵建福, 刘刚, 万世昕, 闫娜

(中国科学院力学研究所国家微重力实验室, 北京 100190)

摘要:利用控制加热电压和加热面平均温度两种方法, 实验研究了常压 (0.1 MPa)、室温 (16) 条件下除气后的 R113 在直径 60 μ m 细铂丝表面的池沸腾传热现象, 观测了单相对流、核态沸腾、双模态过渡沸腾和膜态沸腾 4 种传热模式中的汽相分布及其传热特征, 发现充分发展的核态沸腾传热曲线、膜态沸腾传热曲线及临界热流的数值分别与文献中常用关联式的预测一致, 而核态沸腾和膜态沸腾共存的稳定双模态过渡沸腾曲线被一极小值点分为两个连续分支, 邻近膜态沸腾的右支上热流与过热度成正比, 而邻近核态沸腾的左支上热流则随过热度增长而下降, 并且只出现在加热面平均温度受控的实验中。

关键词:池沸腾; 双模态过渡沸腾; 过冷度; 温度控制方法

沸腾传热是一类具有重要学术意义和应用价值的自然现象, 从人类日常生活到航天活动中都有不可或缺的应用。一般情况下, 池沸腾实验中按加热面温度由低到高依次可观察到单相液相自然对流、核态沸腾、过渡沸腾和膜态沸腾等现象。现有研究多以核态沸腾和膜态沸腾为主要对象。当采用丝状加热元件时, 过渡沸腾往往呈现为稳定的双模态沸腾, 即核态沸腾和膜态沸腾共存的稳定过渡沸腾^[1-5], 相关研究还比较少。

另一方面, 由于沸腾传热现象的复杂性, 目前关于沸腾传热的知识, 绝大部分属于对实验数据的经验性关联, 极大地受制于相应的经验基础, 而对其经验之外的情形无法保证预测的精度, 甚至连变化趋势都难以正确预言。空间微重力环境能消弱甚至完全抑制重力场中因两相密度的巨大差异而产生的浮力效应, 从而凸显沸腾过程中固-液-气界面处相变、流动与热传递过程, 有利于揭示沸腾传热规律, 增进对沸腾传热现象的认识。迄今为止, 限于极为有限的空间实验机会等, 微重力沸腾传热研究尽管取得了一些初步的成果 (如微重力沸腾可以持续进行、沸腾传热系数往往极大地偏离基于地面实验所得经验关联或半经验模型的预测等)^[6-7], 但距实用需求或理论创新尚有很大距离。

为此, 针对我国返回式卫星搭载实验条件, 我们研制了一套池沸腾实验装置^[8], 采用控制加热壁面温度的方式, 研究微重力条件下过冷池沸腾传热规律。控制加热壁面温度方式的优点在于加热元件壁面温度是严格受控的, 经过临界热流点时不会突然升高, 保证了

收稿日期: 2006-03-17; 修订日期: 2008-05-19

基金项目: 国家自然科学基金 (10432060) 和中国科学院知识创新工程 (KJ951-A1-05)

作者简介: 赵建福 (1967-), 男, 博士, 研究员。

加热元件不会意外烧毁. 这对于空间实验有重要意义. 该装置同时也可用于地面常重力实验和国家微重力实验室落塔短时微重力实验. 本文将报道地面预研实验的结果, 重点在于过冷状态下的双模态过渡池沸腾传热现象.

1 实验装置与实验方法

实验装置由加热元件、液池、控制电路、CCD和数据采集装置等组成^[8]. 加热元件采用 99.99%的铂丝, 长 40mm, 直径 0.06mm, 两端分别焊接在直径 3mm 的黄铜支架上. 壁温控制电路类似于恒温工作模式下的热线风速仪, 利用铂丝温度和电阻的对应关系, 通过桥式电路控制其电阻, 从而维持温度的恒定. 类似控温方式也被用在 Rule & Kim^[9]实验中. 液池内部尺寸约为 90mm × 90mm × 90mm, 由 LY12CZ 制成, 内装精心除去不凝气体后的 R113 液体. 铂丝附近汽泡形态及其运动由 CCD 通过液池正面透明观察窗记录.

本实验还采用恒压电源控制加热电压 (近似于控制加热功率) 的方法, 对比研究了不同加热方式的影响. 实验过程为稳态, 即加热温度或电压为阶梯式变化, 而在每个设定的加热温度或电压条件下, 延迟足够长时间 (一般不小于 $30s^{[6]}$), 待状态稳定后, 再采集相关实验数据, 并记录图像. 每种加热方法都由升温 (压)、降温 (压)、再升温 (压) 3 个步骤组成. 实验过程中, 为避免设定条件的剧烈变化带来的不稳定性, 尽可能将相邻实验点之间的壁面温度 (或电压) 的变化幅度减小, 如在控制加热温度的实验中, 在充分发展的核态沸腾区间, 温度增幅最小只有 0.5K.

2 结果与讨论

实验在常压 (0.1MPa)、室温 (16) 条件下进行, 相应的过冷度为 31.6 . 实验中观察到 4 种传热模式: 单相对流、核态沸腾 (图 1)、双模态过渡沸腾 (图 2) 和膜态沸腾 (图 3). 典型的传热曲线如图 4 和图 5 所示.

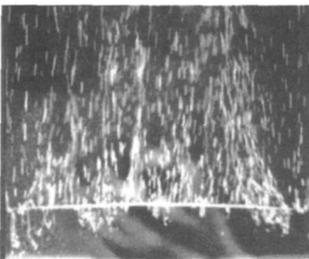


图 1 核态沸腾
Fig 1 Nucleate boiling

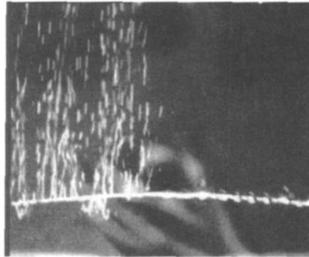


图 2 双模态过渡沸腾
Fig 2 Two-mode transition boiling

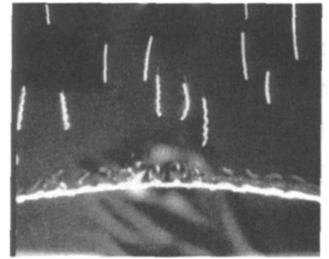


图 3 膜态沸腾
Fig 3 Film boiling

实验过程中, 由于 R113 具有很强的润湿性, 沸腾滞后十分严重, 在两种不同加热方式下的初始沸腾温度基本一致, 均超过了临界热流温度. 因此, 在控制壁温首次上升时, 传热模式直接由单相对流转变为双模态过渡沸腾, 再演变到膜态沸腾; 降温时则由膜态沸腾首先转变为双模态过渡沸腾, 再不经临界热流点直接跳转为充分发展的核态沸腾 (相应的热流也会有较大增加), 逐渐演变为孤立气泡形式的核态沸腾, 直至沸腾终止, 再次进

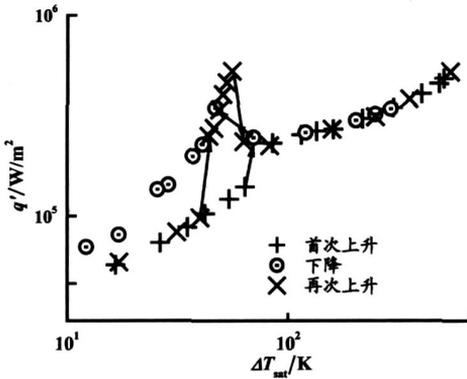


图 4 控制壁面温度时的沸腾传热曲线

Fig 4 Heat flux curves in the temperature-controlled pool boiling experiment

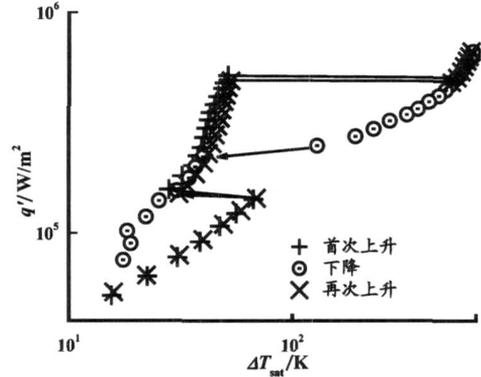


图 5 控制加热功率时的沸腾传热曲线

Fig 5 Heat flux curves in the voltage-controlled pool boiling experiment

入单相对流 (此时壁面过热度接近为 0K 受控温系统限制,降温过程在过热度约 - 15K 时终止);而再次升温时初始沸腾温度降低可能源于汽穴内残存汽体的影响,沸腾起始温度降低,传热模态则由单相对流直接进入充分发展的核态沸腾,并经临界热流点进入双模态过渡沸腾,最终过度到膜态沸腾 (图 4)。需要说明的是,若实验终止后将装置静置一定时间 (如半天)后重新开始实验,上述过程总会重现。

而在控制加热电压逐渐升高时,沸腾起始导致壁温回落,沸腾曲线沿“单相对流—核态沸腾—临界热流—膜态沸腾”变化;降低加热电压,沸腾曲线将沿“膜态沸腾—双模态过渡沸腾—充分发展的核态沸腾—孤立气泡形式的核态沸腾—单相对流”变化 (图 5)。在再次升高加热电压时沸腾起始温度没有明显的变化,这可能因为降低加热电压实验过程中,能达到的最小壁面过热度约 - 22K,大于控制温度实验,而且在负的壁面过热度区间有较多的实验点,相应的停留时间也远大于控制温度实验,这可能导致汽穴内残存汽体的完全冷凝,再次升高加热电压时,实验状态也就不再受前面实验过程的影响。

图 6 给出了不同加热方式获得的沸腾传热曲线,若不考虑沸腾模式转变方向与相应位置,只从沸腾传热曲线位置来讲,两种加热方法所获得的沸腾传热曲线本质上是一致的,说明实验数据是可靠的。在充分发展核态沸腾时传热曲线与经典的 Rohsenow 关联式 (模型参数 $C_{w1} = 0.0065$) 相吻合。临界热流密度 (CHF) 比 Inoue 关联式^[10] 预测值约低 23%,考虑到经验关联式自身的不确定度,二者的符合程度还是令人满意的。而稳定膜态沸腾传热曲线与 Sakurai 关联式^[11-12] 符合甚好。不过,在双模态沸腾终止点 F 之下,实验中无论如何小心,均不能得到完全膜态沸腾,也就无法达到膜态沸腾最小热流点 (MHF)。Lu^[1] 和 Lee^[2-3] 认为膜态沸腾曲线可以由点 F 划分为稳定的 (点 F 之上) 和亚稳定的 (点 F 之下) 两个分支,后者在受到扰动时会跳变为双模态过渡沸腾。不过,在 Lu^[1] 和 Lee^[2-3] 的沸腾实验中,通过减小加热电压或电流的增减幅度,可以观测到亚稳态的膜态沸腾,尽管也不能达到文献中常用的经验关联式所预测的膜态沸腾最小热流点。比较两个实验, Lu 和 Lee^[1] 液池内部尺寸 160mm × 50mm × 400mm 大于本实验所用液池 90mm × 90mm ×

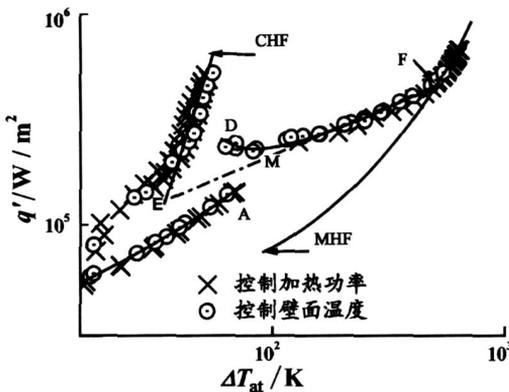


图 6 不同加热方式下的沸腾传热曲线比较
Fig 6 Comparison of heat flux curves between different heating methods

沸腾部分逐渐扩展,热流先缓慢下降,到达最小值点 M 后会略有升高,直到铂丝表面膜状汽层无法维持,传热模式跳变为充分发展的核态沸腾,相应的热流也会有较大增加,而且不经过临界热流点,呈现出一定的不连续性和滞后特性.在控制加热电压逐渐升高时,传热模式直接由核态沸腾经临界热流点跳变为完全膜态沸腾,不出现双模态沸腾过程;降低加热电压,双模态沸腾在相同位置出现,但不能越过最小双模态沸腾热流点 M,而是直接跳变到核态沸腾(当然,这里出现的跳变只能反映在壁面温度上).这样,双模态过渡沸腾曲线就被该极小值点 M 分为左、右两个连续分支:右支(MF)上热流与过热度成正比,类似于文献[1-3,5]中报道的均衡线(equilibrium line);而左支(DM)上热流则随过热度增长而略有下降.并且,两个分支中,右支在两种加热方法中均能观测到,而左支却只出现在加热面平均温度受控实验中.事实上,文献[1-3,5]实验中,采用的控制加热电压和/或控制加热电流两种方法,它们实际上均相当于控制加热功率.在相应控制量逐渐增加的过程中,控制加热电流不能得到双模态过渡沸腾,而控制加热电压时得到双模态过渡沸腾需要大幅度增加电压,借由强的外界扰动实现核态沸腾向双模态过渡沸腾的转化,但也由此跳过而无法得到 CHF 附近的双模态过渡沸腾;而在相应控制量逐渐减小时,双模态过渡沸腾到达点 M 后将直接跳变到核态沸腾,同样无法观测到双模态过渡沸腾曲线的左支.而 Duluc 和 Francois^[4]采用控制加热温度方法,研究了液氮在细丝上的过渡沸腾现象,同样观察到与本实验类似的现象.显然,差别产生的原因在于实验方法的不同.

不过, Duluc 和 Francois^[4]实验采用的是非稳态实验方法,即连续改变加热丝的平均温度,而不是象本研究那样采用阶梯式变化并在每个阶梯处停留足够时间.他们发现双模态过渡沸腾传热曲线是由一些不连续的分支组成,具有多次突然下跌,这与本文的观测结果不同. Duluc 和 Francois^[4]采用量子化假设,即假设在双模态过渡沸腾中,汽膜即膜态沸腾部分的长度只能是 Taylor 波长 λ_d 的整数倍,定性地解释了相关现象.

图 7(a)与(b)显示了两个典型的稳定双模态过渡沸腾汽相特征.图 7 中,膜态沸腾部分的汽膜表面近似为正弦曲线,其完整的周期长度对应于 Taylor 波长.图 7 还清楚地表明,在稳态实验中,双模态过渡沸腾中的膜态部分和核态部分交界处存在一段没有正弦波

90mm,尤其是高度方向上的差别,将会引起自然对流和脱落汽泡扰动对流的特征发生明显变化,这很可能是造成亚稳态膜态沸腾无法实现的原因.

在双模态过渡沸腾过程中,需要特别强调的是,不论控制的是加热温度还是加热电压,对应的加热电流总是近似为一常数.在控制加热温度实验中,随着壁面温度的升高,加热功率(即热流密度)首先略有下降,到达最小值点 M 后再缓慢上升,直到进入完全膜态沸腾.降低壁面温度时,在完全膜态沸腾最先出现的地方,完整汽膜部分消失,出现双模态过渡沸腾;随着壁面温度的进一步下降,核态

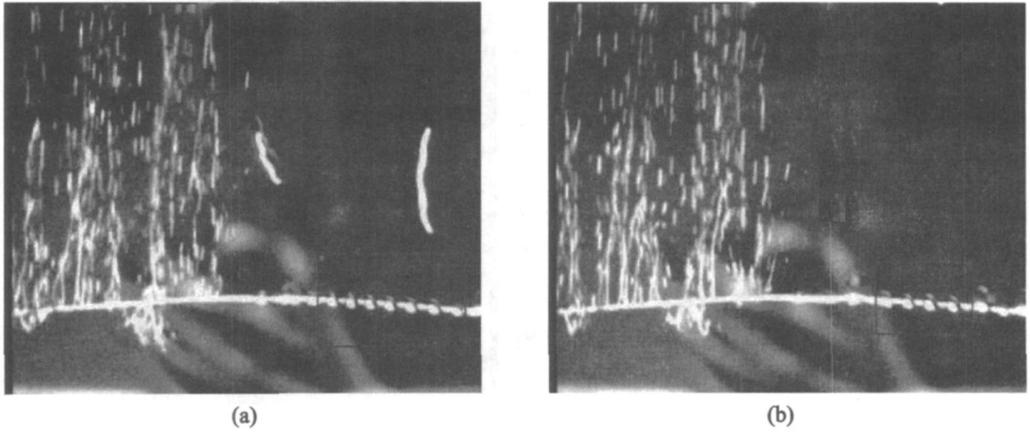


图 7 双模态过渡沸腾中的 Taylor波

Fig 7 Taylor wave in two-mode transition boiling

形的气膜, Duluc和 Francois^[4]量子化假设并不成立. 这与本实验中双模态过渡沸腾传热曲线 (DMF)没有间断相一致.

Duluc和 Francois在计算 Taylor波长时引用了 Lienhard和 Wong^[13]的结果, 假设 Taylor波为幅值为 a 的标准的正弦波, 并计入汽膜厚度的影响, 得:

$$d = \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{\frac{g(l-v)}{N} + \frac{4}{D(D+2a)}}} \quad (1)$$

式中, D 为热丝直径. 仔细推导发现, 上式的正确表述应为:

$$d = \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{\frac{g(l-v)}{N} + \frac{2}{D(D+2a)}}} \quad (2)$$

分母中第二项系数存在明显差别. 对于本文情形, 分母中第一项仅为第二项的 8%, 因此, 式 (1)将使 Taylor波长被低估约 30%.

为了减小测量误差, 采用区域平均的方法 (框内为测量区域)来测量相应的 Taylor波长 d 及其波幅 a , 其结果如下: 图 7 (a)中 $a = 0.23\text{mm}$, $d = 1.34\text{mm}$, 与公式 (2)预测的 Taylor波长 1.35mm 相差仅 0.7%; 图 7 (b)中 $a = 0.15\text{mm}$, $d = 1.16\text{mm}$, 与公式 (2)预测的 Taylor波长为 1.14mm 相差也不大于 2%. 需要说明的是, Taylor波长的测量精度主要受制于图像分辨率, 其不确定度约为 5%; 而波幅 a 的测量不确定度将更大, 由此引起的 Taylor波长预测值的不确定度也约为 5%. 显然, 上述比较表明实测结果和预测值之间的符合程度是比较令人满意的.

图 8显示的是典型的膜态沸腾现象, 采取同样方法测量得到 $a = 1.76\text{mm}$, $d = 1.80\text{mm}$, 而公式 (2)预测的 Taylor波长为 2.46mm , 误差达到 37%. 误差增大的原因在于: 膜态沸腾时, 汽膜尺寸增大, 在浮力作用下偏向加热丝顶部, 汽膜表面形貌偏离标准的正弦波, 从而引起与 Lienhard和 Wong^[13]假设的较大偏离.

3 结论

本文报道了在常压 (0.1MPa)、室温 (16)条件下除气后的 R113在细铂丝表面过冷池沸腾传热实验结果. 实验中观测了单相对流、核态沸腾、双模态过渡沸腾和膜态沸腾四种传热模态. 核态沸腾 (包括 CHF)和膜态沸腾曲线与文献中常用的经验关联式相一致, 而核态沸腾和膜态沸腾共存的稳定双模态过渡沸腾现象, 则表现出与已有文献不尽相同的特征. 深入的分析表明, 这些差异源于实验条件的不同. 在常规条件下, 稳定的双模态过渡沸腾传热曲线呈连续曲线, 并且在临近 CHF点处存在一最小值. 这样, 双模态过渡沸腾曲线就被该极小值点分为左、右两个连续分支: 右支上热流与过热度成正比, 而左支上热流则随过热度增长而略有下降. 并且, 两个分支中, 右支在两种加热方法中均能观测到, 而左支只可能出现在加热面平均温度受控的实验中.

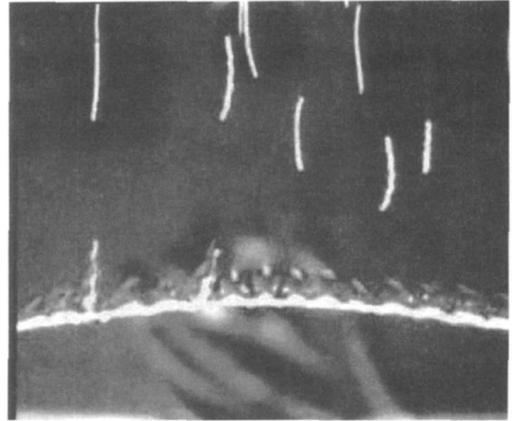


图 8 膜态沸腾中的 Taylor波
Fig 8 Taylor wave in film boiling

参考文献

- [1] Lu SM, Lee D J. The effects of heating methods on pool boiling[J]. *Int J. HeatMass Transfer*, 1991, 34: 127-134
- [2] Lee D J, Lu SM. Two-mode boiling on a horizontal heating wire [J]. *AIChE J.*, 1992, 38 (7): 1115-1127
- [3] Lee D J. Two-mode boiling on a horizontal heating wire: effects of liquid subcoolings[J]. *Int J. Heat Mass Transfer*, 1998, 41 (19): 2925-2928
- [4] Duluc M C, Francois M X. Steady-state transition boiling on thin wires in liquid nitrogen—— The role of Taylor wavelength[J]. *Cryogenics*, 1998, 38 (6): 631-638
- [5] Lu J F, Peng X F, Bourouga B. Nucleate boiling modes of subcooled water on fine wires submerged in a pool[J]. *Exp. Heat Transfer*, 2006, 19 (2): 95-111
- [6] Straub J. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity[J]. *Adv Heat Transfer*, 2001, 35: 57-172
- [7] Zhao J F, Wan S X, Liu G, et al. Pool boiling heat transfer in microgravity[J]. *Microgravity Sci Tech.*, 2007, 19 (3/4): 135-136
- [8] Wan S X, Zhao J F, Liu G, et al. TCPB device: description and preliminary ground experimental results[A]. In: 54th Int Astro Cong[C]. Bremen, Germany, Sep. 29-Oct 3, 2003
- [9] Rule TD, Kim J. Heat transfer behavior on small horizontal heaters during pool boiling of FC-72[J]. *J. Heat Transfer*, 1999, 121: 386-393
- [10] Inoue T, Kawae N, Monde M. Effect of subcooling on critical heat flux during pool boiling on a horizontal heated wire [J]. *HeatMass Transfer*, 1998, 33: 481-488
- [11] Sakurai A, Shiotsu M, Hata K. Effect of system pressure on minimum film boiling temperature for various liquids[J]. *Exp. Them. Fluid Sci.*, 1990, 3: 450-457
- [12] Sakurai A, Shiotsu M, Hata K. A general correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid (part2): experimental data for various liquids and its correlation[J]. *J. Heat Transfer*, 1990, 112 (2): 441-450
- [13] Liehard J H, Wong P T Y. The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal

cylinder[J]. J. Heat Transfer, 1964, 86: 220-226

Experimental Study on Two-mode Transitional Pool Boiling

ZHAO Jianfu, LU Gang, WAN Shixin, YAN Na

(National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract

In the present paper, pool boiling heat transfer of degassed R113 on thin Platinum wires of $60\mu\text{m}$ in diameter at 0.1MPa and 16 was experimentally studied using the voltage-controlled and temperature-controlled heating methods. The vapor distribution and characteristics of heat transfer in four modes, namely single phase natural convection, nucleate boiling, two-mode transitional boiling, and film boiling, were observed and measured. It's found that the curves of heat transfer both in fully developed nucleate boiling and in film boiling and the value of the critical heat flux (CHF) were consistent with the predictions by the correlations commonly used in the literature. It's also found that the curve of heat transfer in the steady two-mode transitional boiling, in which nucleate boiling and film pool boiling co-exist on the wire, was divided into two continuous branches by a minimum. The heat flux increases linearly with the superheat in the right branch adjoining film boiling curve, while it decreased with the superheat in the left branch close to nucleate boiling curve. The left branch could be observed only in the temperature-controlled experiment.

Keywords: pool boiling; two-mode transitional boiling; subcooling; temperature-controlled method