

## 过冷核态池沸腾中的 Marangoni 效应<sup>\*</sup>

赵建福 鲁仰辉 李震东 李 晶

(中国科学院力学研究所 国家微重力实验室 北京 100080)

**摘 要** 分析了过冷核态池沸腾过程中气泡横向运动现象, 指出其成因在于相邻气泡界面温度差引起的 Marangoni 对流对周围液体的吸引. 通过对该流动的尺度分析, 得到了气泡横向运动特征速度及其可观测度的估算公式, 其预测结果与实验观测相一致. 特别是对极细小的初始核化气泡, 该公式预测了强烈的横向 Marangoni 对流会导致气泡顶端微射流的形成. 该效应在加热面水平向下或微重力沸腾等气泡脱落频率较低的情形中尤为重要.

**关键词** 核态池沸腾; Marangoni 效应; 微重力; 过冷度

**中图法分类号** V 542

## Marangoni Effect in Subcooled Nucleate Pool Boiling

ZHAO Jianfu LU Yanghui LI Zhendong LI Jing

(National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** The lateral motion of bubbles attached to the heater surface during nucleate pool boiling of subcooled liquids is studied in the present paper. It is assumed that there exists the Marangoni convection surrounding a discrete vapor bubble due to the temperature difference acting on the interface between vapor and liquid. The mutual entrainment of adjacent bubbles in the Marangoni convection might drive bubbles toward each other during nucleate boiling of a subcooled liquid. This kind of motion promotes coalescence of adjacent bubbles. A scaling analysis on such flow is presented. The characteristic velocity of the lateral motion is obtained approximately. Furthermore, an approximate equation for estimating the observability of such motion is also presented. The predictions are consistent with the experimental observations. Moreover, it is predicted that the intensity of the Marangoni convection may be very high for fine bubbles initiated at some active cavities on the heater surface, which will result in the micro-jet at the top of the bubble. The effect would be especially important in cases where the bubble release rate is low such as boiling on horizontal down-facing surfaces and boiling in microgravity.

**Key words** Nucleate pool boiling, Marangoni effect, Microgravity, Subcooling

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金项目 (10432060) 和中国科学院知识创新工程 (KJCX2-SW-L05, KACX2-SW-02-03) 共同资助  
2007-01-20 收到原稿, 2007-11-15 收到修定稿

## 1 引言

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,从人类日常生活到载人航天都有不可或缺的应用.目前关于沸腾传热的知识,基本上来源于地面常重力环境中大量精心设计的实验研究成果.但是,由于沸腾现象的复杂性,现有知识绝大部分属于对实验数据的经验性总结,其应用范围自然极大地受制于相应的经验基础,对经验之外的情形无法保证预测的精度,甚至连变化趋势都无法正确预言.

微重力沸腾传热研究的兴起,一方面源于空间微重力环境中的各类工程应用与科学实验等方面的巨大需求,另一方面,是因为空间微重力环境能削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,从而更凸显沸腾过程中固-液-气界面处相变、流动与热传递等基础过程,有利于揭示沸腾传热规律,增进对沸腾传热现象的认知.

关于微重力沸腾传热的现状可以参阅文献 [1]~[3],这里仅就过冷核态池沸腾实验中发现的气泡横向运动现象展开讨论 [4]~[6],探讨其产生机制,并对其强度进行估算.

## 2 过冷核态池沸腾中的 Marangoni 对流

Merte等 [4] 在空间池内沸腾实验中发现,在较大过冷度和低热流条件下,核态沸腾孤立气泡区存在一种新的气泡运动现象:小气泡会离开原始核化点,沿加热面向相邻大气泡移动,并最终与大气泡合并,整个过程中气泡并未脱离加热面.实验中观测到的气泡直径 0.5~7 mm,横向运动速度约 10~20 mm/s,有时甚至高达 100 mm/s,且显示出明显的随气泡直径减小而增加的趋势.类似现象 Kim 和 Benton [5] 也有过报道,小气泡沿加热面彼此靠近,合并形成较大的气泡.

最近, Zhao 等 [6] 利用落塔研究了不同重力条件下 R113 在直径 60  $\mu\text{m}$  的细铂丝表面的过冷池内沸腾传热现象,同样观察到在微重力条件下,加热丝上生成的气泡(直径约为 0.5 mm) 往往会沿着加热丝横向运动,速度约 50 mm/s,该现象在常重力时很难观察到.而在第 22 颗返回式卫星搭载实验中,观

测到粘附在直径 60  $\mu\text{m}$  加热铂丝上直径约 1 mm 的气泡,其横向运动速度约 20 mm/s [7]. 此前, Wang 等 [8],[9] 在地面常重力环境高过冷度池内沸腾实验中,利用高速摄影技术,也发现了气泡沿细铂丝表面前后交替运动的现象,其中气泡直径只有 0.3 mm 或更小,速度约 40~50 cm/s; 气泡碰撞后可能会反弹回去,也可能发生合并,生成较大气泡,在重力作用下从加热丝上脱落.事实上,类似的运动早在 1961 年 Trefethen [10] 已经报道过,实验中由两种液体的混合物挥发成分构成的气泡,生成于水平放置的加热丝中部,然后沿相反方向在加热丝上交替移动.显然,气泡横向迁移是过冷池内核态沸腾过程中普遍存在的现象,但关于该运动的产生机制,目前尚不清楚.本文将尝试利用 Marangoni 对流来予以解释.

如果沿气液或液液两相界面存在温度或浓度梯度时,由于不同温度或浓度时界面张力有所不同,其差异将导致相界面上存在切向力作用,从而驱动周围流体产生运动,此即 Marangoni 对流现象.由温度差异引起的 Marangoni 对流又称为热毛细对流,而由浓度差异引起的 Marangoni 对流则称为浓度毛细对流.在微重力环境中,由于浮力效应被极大地抑制甚至完全消除,界面效应将成为流体运动中极为重要的特征,因此, Marangoni 对流现象是微重力流体物理关注的重要课题之一 [11].

如图 1 所示,在过冷液体池内核态沸腾过程中,由于加热面温度高于相应压力条件下液体的饱和温度,相邻液体温度因相变效应略高于系统压力下的饱和温度,而远离加热面处的液体处于过冷状态(即温度低于饱和温度),加热面上生成的气泡 1 将处于一个非均匀温度场中,气泡表面上的温度差必然导致相界面受力不平衡,从而在周围液体中引起 Marangoni 对流.

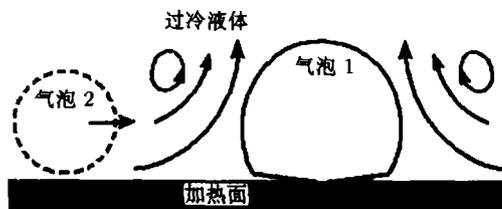


图 1 过冷核态池沸腾过程气泡周围液体中的 Marangoni 对流

Fig.1 Marangoni flow around a discrete bubble in subcooled nucleate pool boiling

对于绝大部分液体-蒸汽系统而言, 界面张力都是随温度升高而降低的, 相应地, 表面张力差异将驱动周围液体由底部高温区向顶部低温区运动 (见图 1). 此时, 如果在气泡 1 引起的 Marangoni 对流场内存在另一个气泡 2, 并且该气泡是可以自由移动的, 则必然会被流场携带着向气泡 1 运动. 同样, 气泡 1 也相应地会受气泡 2 引起的 Marangoni 对流的吸引, 进一步强化了二者之间的相对运动, 直到相互碰撞与合并. 若加热面上还存在其他气泡, 不同强度 Marangoni 对流间的竞争将会导致多样化的运动模式.

### 3 尺度分析

气泡横向迁移现象一般发生在孤立气泡区, 因此, 本文以附着在加热面上的单个气泡作为分析对象, 并假设气泡周围液体内部的 Marangoni 对流是轴对称的, 即  $\partial/\partial\theta = 0$ . 此外, 考虑到液体内部的 Marangoni 对流起因于垂直于加热面方向的温度差, 界面切应力  $\tau$  对液体的作用方向近似与加热面垂直, 因此, 为简明起见, 可以将气泡表面简化为柱状界面 (见图 2), 其垂直方向尺度与气泡直径  $d$  相当. 显然, 垂直加热面方向的动量方程

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\nu_L}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \nu_L \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}, \quad (1)$$

对过冷液体内部的 Marangoni 对流必然有着重要作用. 式 (1) 中,  $\rho_L$  和  $\nu_L$  分别表示液体密度和运动粘性系数,  $r$  和  $z$  分别代表与加热面平行和垂直的坐标,  $u$  和  $w$  为对应方向上的速度分量,  $p$  为压力.

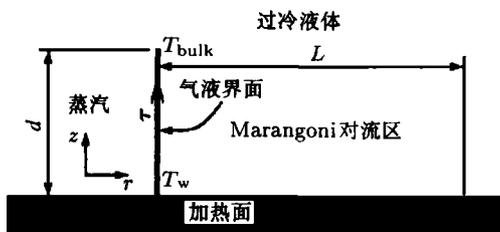


图 2 Marangoni 对流尺度分析  
Fig.2 Sketch of the simplified geometry for scaling analysis of the Marangoni flow

为了确定上述方程中各项作用的大小, 需要将其无量纲化. 这里, 选择气泡直径  $d$  为垂向特征长度, Marangoni 对流速度  $W_0$  为垂向特征速度, 后者由相界面所受切向力与粘性力间的平衡条件确定, 有

$$W_0 = \sigma_T \Delta T / (\rho_L \nu_L). \quad (2)$$

这里,  $\sigma_T = |\partial\sigma/\partial T|$  表示界面张力温度系数,  $\Delta T = T_w - T_{\text{bulk}}$  表示加热面温度  $T_w$  与过冷液体温度  $T_{\text{bulk}}$  之差. 压力的特征值可按常规作法选为  $\rho_L W_0^2$ . 至于横向特征长度  $L$  及其特征速度  $v_0$  将由下述尺度分析确定.

利用上述特征值将方程 (1) 无量纲化, 同时, 根据图 1 所示 Marangoni 对流流谱, 垂直加热面方向的对流项  $w \frac{\partial w}{\partial z}$  明显具有重要作用, 可将其系数定为 1, 整理后可得如下无量纲方程 (为简便起见, 下面用同样的符号表示相应的无量纲变量):

$$\frac{v_0 d}{W_0 L} u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\nu_L d}{W_0 L^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\nu_L}{W_0 d} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}. \quad (3)$$

由于过冷液体内部的 Marangoni 对流是由气液界面切向力驱动的, 动量在平行于加热面方向上的传递很大程度上依赖于粘性扩散, 因此, 可以假设横向扩散项  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right)$  的系数  $\frac{\nu_L d}{W_0 L^2}$  同样具有  $10^0$  的量级, 由此确定横向特征尺度为

$$L = \sqrt{\nu_L d / W_0}. \quad (4)$$

为了确定横向特征速度, 将连续方程无量纲化为

$$\frac{v_0}{L} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{W_0}{d} \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

该方程中的两项平衡条件为  $v_0/L = W_0/d$ . 考虑到式 (2) 和式 (4) 可得

$$v_0 = \sqrt{\sigma_T \Delta T / (\rho_L d)}. \quad (6)$$

它表征了气泡周围液体因 Marangoni 对流效应而向气液界面流动的特征速度, 其平方正比于加热面与液体间的温度差  $\Delta T$  和界面张力温度系数  $\sigma_T$ , 反比于气泡直径  $d$  和液体密度  $\rho_L$ . 液体粘性系数并未出现在该式中, 其原因是基于这样一个事实, 液体粘性扩散既促成了横向流动的发展, 同时对横向流动也是一种阻碍.

表 1 气泡横向运动速度与可观性参数  
Table 1 Lateral velocity and observability parameter of vapor bubble

$\rho_L/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$\sigma_T/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$\Delta T/\text{K}$	$\nu_L/(\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	$d/\text{mm}$	$v_0/(\text{mm}\cdot\text{s}^{-1})$	$g/g_0$	$O_t$
				10	10	—	—
						$10^{-5}$	$10^{2.5} \gg 1$
$10^3$	$10^{-4}$	10	$10^{-6}$	1	32	$10^{-2}$	$10^{-0.5} \sim 1$
						1	$10^{-2.5} \ll 1$
				0.1	100	1	1

若在诱发 Marangoni 对流效应的气泡 (见图 1 所示气泡 1) 附近存在可以自由移动的其他气泡 (见图 1 所示气泡 2, 一般情况下将不再附着在加热面上), 这些气泡必然会被该流动挟带, 向气泡 1 移动。因此, 速度  $v_0$  同时也代表了邻近气泡随此流动发生横向迁移的特征速度。

在具体实验中观察到气泡横向迁移现象的可能性, 可以用可观性参数  $O_t$  来表示, 其定义为横向迁移特征速度  $v_0$  与浮力驱动气泡上升运动的特征速度  $v_b$  的比值, 后者可以根据浮力和粘性阻力的平衡来确定, 即

$$v_b = (\rho_L - \rho_V)gd^2/(\rho_L\nu_L) \approx gd^2/\nu_L. \quad (7)$$

上式中用到  $\rho_L/\rho_V \gg 1$ . 这样, 气泡横向迁移的可观察性参数  $O_t$  可表示为

$$O_t = \frac{v_0}{v_b} = g^{-1} \sqrt{\frac{\sigma_T \Delta T \nu_L^2}{\rho_L d^5}}. \quad (8)$$

## 4 讨论

表 1 给出了常见实验条件下公式 (6) 预测的气泡横向运动速度, 与本文所述实验观测结果相一致 [4]~[9]. 而可观性参数  $O_t$  的预测结果, 也很好解释了常重力实验中难以观测到气泡横向运动的原因, 同时也指明在微重力池沸腾中或常重力实验超细加热丝情形中, 气泡界面张力梯度引起的 Marangoni 对流必然具有与浮力对流相近甚至更高的强度, 气泡的横向迁移现象自然会很容易地出现在微重力过冷池内核态沸腾过程中, 对其传热特性起着重要作用. 另外, 若加热面朝下, 浮力作用将阻止气泡脱离加热面, Marangoni 对流和气泡的横向迁移现象必然对传热特性有着重要影响。

表 1 中对温度差  $\Delta T$  的量级估计源于如下分析, 诱发 Marangoni 对流的特征温度差, 并不是简单地等于加热面温度  $T_w$  与过冷液体温度  $T_{\text{bulk}}$  之差, 而是气液界面承受的、相应于长度尺度  $d$  的温度差异. 由于蒸发/凝结界面存在强烈的非平衡相变现象, 界面处温度对平衡状态下的饱和温度的偏离程度依赖于蒸发或凝结速率, 温度差  $\Delta T$  的确定有赖于相变界面温度模型, 目前尚无公认结果. 因此, 本文以核态池沸腾中的壁面过热度的典型范围作为温度差  $\Delta T$  的量级。

对于气泡尺寸  $d$ , 严格地说来, 应该是诱发的 Marangoni 对流气泡直径, 而不是横向运动的气泡直径. 不过, 在核态池沸腾过程中, 一般难以区分诱发气泡和被卷吸而运动的气泡, 但它们的尺寸一般都要小于脱落后自由气泡的尺寸, 因此, 这里暂按观测到的沿加热丝横向运动的气泡或脱落气泡的尺寸来估算, 这种估算将导致横向运动速度略被低估。

此外, 沸腾过程是一个强烈的暂态过程, 气泡生成、长大、脱落, 不同气泡相互吸引、碰撞、合并, 以及由此引起的液体流动, 都使过冷液体温度的分布远远偏离稳态热传导方程给出的线性分布形式. 过冷液体的温度随着加热面距离的增加急剧下降, 形成近壁区域内的温度边界层, 在很小的尺度内承受了几乎全部的温度差  $\Delta T$ . 此时, 如果在加热面上某个活动核化点处生成了初始气泡, 由于初始气泡的尺寸往往极小 (约  $10^{-5}$  m 或更小), 根据式 (6), 横向 Marangoni 对流速度将会很大. 但是, 同样由于初始气泡极小, 相应的横向运动区域也不会大. 这样, 在很小的区域内强烈的横向流动汇集到气泡顶端, 必然演变为具有很大强度以至人眼可辨的微射流。

事实上, 在 Zhao 等<sup>[6]</sup> 过冷池内沸腾落塔实验中就发现, 在加热丝某些部位, 会出现可见的白色射流条带, 其宽度仅 1 mm 左右. 实验中还发现在微重力条件下, 若邻近气泡横向掠过射流生成位置, 射流消失; 一旦气泡移离该位置, 射流条带即刻出现. 这可以解释为气泡横掠过存在初始核化气泡的空穴时, 会吞并初始气泡; 横掠过来的大气泡承受的温度差基本不变, 但尺寸却大大增加, 相应地, 横向 Marangoni 对流速度将明显减弱, 导致气泡顶端射流急剧减弱, 以至人眼不可分辨. 不过, 若横掠气泡离开该核化点, 空穴内残留气体将保证该空穴成为活动核化点, 新的初始气泡将迅速生成, 强烈的横向 Marangoni 对流和极小的流动区域将会再次引发人眼可辨的微射流现象. 在 Zhao 等<sup>[6]</sup> 实验中还发现, 除条带长度略有变化外, 该射流出现与否并不受重力和加热功率等实验参数的影响. 这可以由可观察性参数大小来解释, 对极微细的初始核化气泡, 即使在地面常重力环境中, 所产生的横向 Marangoni 对流的观察性参数都远大于 1, 因此, 重力将对该射流现象出现与否没有什么影响. 不过, 射流和周围液体温度差引起的浮力将使射流长度增加(垂直向上)、减短(垂直向下)或方向偏转(倾斜), 这与实验观测结果<sup>[6]</sup> 也是相符的. Wang 等<sup>[8],[9],[13]</sup> 在地面常重力环境超细铂丝表面高过冷度核态沸腾实验中, 同样观察到气泡顶端射流等现象.

## 5 总结

通过对过冷液体核态池沸腾过程中相邻气泡间的横向运动现象进行分析, 认为加热面和过冷液体间温度差导致沿气液界面切向力不平衡, 由此引起周围液体中的 Marangoni 对流, 吸引着相邻的气泡沿加热面横向运动, 导致气泡相互接近, 甚至合并. 通过对该流动的尺度分析, 得到了估算气泡横向运动特征速度的近似公式. 该公式表明, 气泡横向迁移速度的平方, 正比于加热面与液体间的温度差和界面张力温度系数, 反比于气泡直径和液体密度. 该公式的预测结果和实验相符.

本文还分析了高过冷核态沸腾过程中观察到的微射流现象的形成原因, 认为初始核化气泡的极小尺寸强化了局部的 Marangoni 对流, 强烈的横向流

动汇集到初始气泡顶端, 形成人眼可辨的微射流.

此外, 本文引入了气泡横向运动的可观察性参数, 分析了 Marangoni 对流和浮力对流间的相对强弱, 探讨了在具体实验过程中气泡横向迁移与微射流现象出现的可能性, 其结论与实验观测也一致. 显然, 此类运动对于气泡脱落速度很小(如加热面垂直向下或微重力条件下)的过冷池沸腾现象具有重要意义.

## 参考文献

- [1] Straub J. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity. *Adv. Heat Trans.*, 2001, **35**:57~172
- [2] Di Marco P, Grassi W. Motivation and results of a long-term research on pool boiling heat transfer in low gravity. *Int. J. Therm. Sci.*, 2002, **41**(7):567~585
- [3] Ohta H. Microgravity heat transfer in flow boiling. *Adv. Heat Trans.*, 2003, **37**:1~76
- [4] Merte H Jr, Lee H S, Keller R B. Dryout and rewetting in the pool boiling experiment flown on STS-72 (PBE-II B) and STS-77 (PBE-II A). In: NASA Contractor Report CR 1998-207410, 1998
- [5] Kim J, Benton J F. Highly subcooled pool boiling heat transfer at various gravity levels. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2002, **23**:497~508
- [6] Zhao J F, Wan S X, Liu G, Hu W R. Subcooled pool boiling in microgravity: results of drop tower testing. In: Drop Tower Days. Bremen, Germany, 2004
- [7] Zhao J F, Wan S X, Liu G, Yan N, Hu W R. Subcooled pool boiling on thin wire in microgravity. In: 57th International Astronautical Congress. Valencia, Spain, 2006
- [8] Wang H, Peng X F, Wang B X, Lee D J. Bubble sweeping and jet flows during nucleate boiling of subcooled liquids. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2003, **46**:863~869
- [9] Wang H, Peng X F, Lin W K, Pan C, Wang B X. Bubble-top jet flow on microwires. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2004, **47**:2891~2900
- [10] Trefethen L. On the jet propulsion of bubbles in a heated liquid. In: Mechanical Engineering Report 61-8-1, Tufts University, 1961
- [11] Subramanian R S, Balasubramaniam R, Wozniak G. Fluid mechanics of bubbles and drops. In: Monti R ed. *Physics of Fluids in Microgravity*. London: Taylor & Francis, 2001
- [12] Marek R, Straub J. The origin of thermocapillary convection in subcooled nucleate pool boiling. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2001, **44**:619~632
- [13] Wang H, Peng X F, Wang B X, Lee D J. Jet flow phenomena during nucleate boiling. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2002, **45**:1359~1363