0254-6124/2008/28(1)-038-06 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Li Zhendong, Zhao Jianfu, Lu Yanghui, Li Jing. Origin of thermocapillary convection in pool boiling. *Chin. J. Space Sci.*, 2008, **28**(1): 38~43

池沸腾现象中热毛细对流的成因*

李震东　赵建福　鲁仰辉　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　针对微重力条件下单组份液体池沸腾现象，探讨了有关热毛细效应作用及其成因的不同观点，指出正确描述气液相变界面两侧的温度关系是解决争议的关键. 详细评述了现有的气液相变界面温度模型，发现气液相变的非平衡特征会导致气液界面上产生温度梯度，引起表面张力的显著差异，从而驱动热毛细对流的形成. 但现有气液相变界面温度模型机理差异迥然，预测结果也差别很大，因此，需要更深入研究.

关键词　微重力；池沸腾；热毛细对流；相变；界面温度关系

中图法分类号　V 524

Origin of Thermocapillary Convection in Pool Boiling

LI Zhendong　ZHAO Jianfu　LU Yanghui　LI Jing

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

Abstract　The phenomenon of boiling heat transfer is broadly exists in many nature and technology fields, covering from human daily life to the manned space flight. The study of the phenomenon of boiling heat transfer is one of the most important research fields in science and engineering. In the present paper, different view-points on the origin of thermocapillary convection are discussed for the case of one component liquid pool boiling phenomenon in microgravity. It's pointed out that the key problem is how to model the temperature jump condition across the vapor-liquid interface with phase change. Therefore, some existed correlations on the temperature jump condition across the vapor-liquid interface with phase change are reviewed in detail. It's found that the non-equilibrium of phase change will result in an obvious temperature gradient at the interface and then thermocapillary convection around the vapor bubble is driven by the surface tension gradient due to the temperature gradient. However, both the mechanisms and the predictions of these models are very different from each other, and no one can be generally recognized up to now, further study is needed.

Key words　Microgravity, Pool boiling, Thermocapillary convection, Phase change, Temperature jump condition across the interface

* 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

2007-08-22 收到原稿，　2007-10-28 收到修定稿

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

1 引言

沸腾传热现象广泛存在于自然和技术领域. 然而，由于沸腾过程中液、气、固三相间错综复杂的相互作用而具有极为复杂的特征，以致目前相关知识绝大部分属于对实验数据的经验性总结，应用范围极大地受制于相应的经验基础，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. 为保证相关应用技术能够高效、安全地运行，对沸腾传热现象的科学研究一直是学术界和工程界关注的重点.

现有绝大部分的沸腾传热研究是基于地面常重力环境中大量精心设计的实验，其中浮力引起的运动 (包括自然对流、气泡脱落与运动等) 往往具有决定性的影响，甚至会掩盖住加热面附近气液界面上许多过程及机制. 一方面，空间微重力环境能消弱甚至完全抑制常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、流动与热传递过程的本质特征，有利于揭示沸腾传热规律. 另一方面，在现有沸腾传热理论和经验关联式中，往往都显示含有重力这一重要的影响因子，但对这些理论和经验关联式的检验中，重力并不是可以控制和调节的物理量，重力效应是否得到正确表征事实上无法直接得到验证. 微重力沸腾传热研究提供了将重力因素孤立起来的机会. 因此，微重力沸腾传热研究不仅具有重大的应用价值，而且具有重要的科学意义.

2 池沸腾过程中的热毛细对流

异于地面常重力环境中的沸腾传热研究最早可以追溯到 20 世纪 50 年代人类航天活动的起步阶段 [1]~[3]. 从 20 世纪 80 年代末期开始，相关研究成为国际微重力科学研究前沿之一 [4]~[7]. 我国在该领域的研究始于 20 世纪 90 年代中期 [8]~[10]，但限于微重力实验机会的缺乏，多限于理论分析、数值模拟或地面功能模拟实验. 近年来，我们利用国家微重力实验室落塔、我国第 22 颗返回式科学与技术实验卫星和 SJ-8 卫星，完成了我国关于池沸腾传热现象的首批微重力实验研究工作 [11]~[15].

根据目前已获得的实验数据，可得出如下初步结论. 长时间稳定的池内核态沸腾可以维持，过冷度越高，其可能性越大；重力对气泡动力学行为有非常显著的影响，但对核态沸腾传热系数的影响远较过去依据现有理论和经验关联式预测的结果小 (尤其是对于丝状加热表面)；微重力核态沸腾传热增强或减弱依赖于热流的大小，小热流时传热增强，而高热流时传热减弱；微重力临界热流小于常重力时的数据，但远大于现有理论和经验关联式预测的结果；气泡横向和纵向合并及热毛细对流对微重力沸腾传热的强化起着很重要的作用. 但是，在许多基本问题上，目前研究结果仍不能得到公认的结论，甚至存在相互矛盾的实验数据. 显然，对微重力沸腾传热问题的深入研究以揭示沸腾传热现象内在控制机制，仍然是微重力科学与传热学界的难题之一. 限于篇幅，这里只就单组份液体沸腾现象中的热毛细对流及其成因问题进行讨论.

Shatto 等 [16] 利用失重飞机研究了柱状加热表面池沸腾现象，发现在失重条件下核态沸腾传热增强，但临界热流显著降低. Shatto 和 Peterson[17] 对 Lienhard 和 Dhir[18] 模型进行了热毛细对流效应修正，成功描述了相应实验数据. 作者认为，池沸腾现象中存在有热毛细对流的影响，它将影响气相运动的稳定性特征，进而影响微重力条件下的临界热流密度；表征该效应的特征温度，可以用 Lienhard 和 Dhir[19] 热流来表示，隐含了相界面温度与无相变时没有本质差别的假设.

Zhao 等 [13]~[15] 在我国第 22 颗返回式卫星进行的池沸腾搭载实验中观测到，在空间微重力条件下，较小气泡的行为与地面常重力时相同，不断在铂丝表面生成、脱落并缓慢远离加热表面；中等尺寸气泡反而会一直粘附在铂丝上做横向振动，并不断合并所碰到的小气泡；铂丝表面还粘附有一个超大气泡 (直径约 6 mm)，它是沸腾起始时 “爆沸” 产生的蒸气在表面张力作用下形成的，一直粘附在铂丝上而未包裹细丝，其尺寸随着壁面温度而增大，超过某临界值后从铂丝上脱落. 现有气泡脱落模型均无法完全解释上述现象. 只有计入热毛细效应，才能够对此现象进行成功解释和定量比较 [14]~[15]. 另外，从关于气泡周围液体内部热毛细对流的简化模型分析入手，Zhao 等 [12] 给出了气泡横向运动速度的估算公式，并基于与浮力驱动的气泡终端速度的比较，定义了气泡横向运动的可观测性参数，很好地解释了落塔和卫星搭载实验中观测到的现象. 这些研究中特征温度差用加热面温度与液体温度之

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

差表征，同样隐含了界面温度不受相变过程影响的假设.

但是，Straub[4] 认为 (这也是目前较为流行的看法), 对单组份工质, 饱和沸腾中不存在 Marangoni 对流，Marangoni 对流只存在于过冷沸腾中. 同时认为，尽管气泡周围液体中存在极大的温度梯度，但蒸发/凝结作用足够强，以致气液界面处于等温状态 (即相应系统压力下的饱和温度), 相界面上不存在温度梯度，也就不能形成热毛细对流. 不过，由于任何液体都不可避免地含有溶解的气体，蒸发时溶解的气体随之析出，进入蒸气泡内. 过冷沸腾中，气相在蒸气泡顶接触过冷液体而凝结时，不凝气体会不断析出，导致沿气液界面的浓度梯度，由此引起蒸气分压及饱和温度在相界面的差异，导致热毛细对流的产生. 但文献 [4] 并不否认气泡底部微楔形区边缘会存在强烈热毛细对流，只是其尺度极小，难以观测到而已. 这事实上是矛盾的，气泡底部微楔形区边缘蒸发效应最为剧烈，按照文献 [4] 的观点，若蒸发/凝结作用足以使气液界面处于等温状态，则此处更不可能出现热毛细对流. 而且，一般的沸腾实验均通过严格的程序对液体预先除气，微量不凝气体的析出与积累能否产生所观测的显著效应，值得怀疑. 此外，若按此观点，过冷沸腾中的 Marangoni 对流的形成需要一个不凝气体逐渐积累及浓度差异逐步发展的过程，其强度必然依赖于时间，但目前尚无相关报道.

显然，微重力池沸腾现象中，热毛细对流具有特别重要的意义，对其成因及作用机制的认识上的模糊甚至自相矛盾必须得到澄清，其关键在于正确描述气液相变界面的温度条件.

3 气液相变界面温度模型的探讨

对气液相变界面温度关系而言，除相平衡模型外，目前最常用的是动理学模型，其他如非平衡热力学模型、统计率理论 (SRT) 模型等，相互间也存在极大差异，均无法得到公认. 这是制约沸腾传热内在机制研究的关键障碍之一.

3.1 相平衡模型

一般根据 Gibbs 相平衡理论，可以对气液界面温度作如下选择:

$$T_{\mathrm{v}} = T_{\mathrm{l}} = T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{sat}}(P_{\mathrm{bulk}}). \tag{1}$$

这里，下标 l 表示相界面附近的液体，下标 v 表示相界面附近的蒸气，P_{bulk}, T_{i}, T_{sat} 分别表示环境压力、界面温度、液体饱和温度. 式 (1) 在许多宏观的沸腾问题中是显而易见的，但对细观沸腾问题而言，弯曲的气泡界面导致多个压力数值的出现 ($P_{\mathrm{v}} - P_{\mathrm{l}} = 2\gamma k$, 其中 γ、k 分别表示表面张力、界面曲率), 如何选择适宜的温度成为一个十分困难的问题. 此外，Gibbs 相平衡理论中，存在如下假设: ①忽略了重力、电场等外力作用，②不计毛细效应或相界面为平面，③气液两相处于平衡状态. 对上述假设的任何偏离，都将导致该结论不再成立.

显然，由于蒸发和凝结过程是强非平衡过程，因此，相平衡模型不可避免地具有先天的缺陷.

此外，界面弯曲会产生所谓的 Gibbs-Thomson 效应 [19], 导致气液平衡温度增大，有

$$T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{sat}}\left(1 + \frac{\gamma k}{\rho_{\mathrm{l}} L}\right). \tag{2}$$

这里，ρ_{l} 和 L 分别为液体密度和汽化潜热. 沸腾过程中，气泡往往呈卵形，底平顶尖，该效应使尖顶处温度会高于底部，与常识相悖.

3.2 动理学模型

(1) Hertz-Knudsen-Schrage 模型

根据简化的分子动理学分析，假设气液界面为平面，进入或流出该平面的分子质量流率之差即为净质量流率.

考虑到气液两相介质密度的巨大差异，离开相界面的分子可以近似认为是静止的，而去往相界面的分子则具有一宏观的指向相界面的速度，即

$$\bar{v} = \dot{m}/\rho_{\mathrm{v}}. \tag{3}$$

同时，考虑到并不是所有碰到相界面的分子都能停下来 (即被凝结在相界面上), 定义凝结系数 σ_{c} 为实际凝结下来的分子数与碰撞到相界面的分子总数之比. 相应地，定义蒸发系数 σ_{e} 为实际离开界面 (即从相界面蒸发) 的分子数与碰撞到相界面的分子总数之比. 利用经典的分子动理学中的 Maxwell 分布函数可得

$$\dot{m} = \frac{2}{2-\sigma_{\mathrm{c}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \left[\sigma_{\mathrm{e}} \frac{P_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{l}})}{\sqrt{T_{\mathrm{l}}}} - \sigma_{\mathrm{c}} \frac{P_{\mathrm{v}}}{\sqrt{T_{\mathrm{v}}}}\right]. \tag{4}$$

这里，$\dot{m}$ 表示单位时间内在单位面积的相界面上实际凝结的质量 (或净质量流率). 如果净质量流率为正值，表明气液界面上有净的质量从气相变为液

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

相，进入相界面，即相界面上发生凝结；反之，如果净质量流率为负值，相界面上将发生蒸发.

若假设 $\sigma_c = \sigma_e$，则净质量流率可以进一步近似为 [20]

$$\dot{m} = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c} \left[\frac{P_{sat}(T_l)}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right]. \tag{5}$$

不过，Maxwell 分布函数的应用使得该模型仅适用于对平衡状态的微小偏离情形. 此外，该模型的推导中还隐含了一个假设，即离开相界面的液相分子处于液相温度所对应的饱和状态. 需要说明的是，该模型本质上并不要求温度与压力的连续，但在实际应用时往往进一步假设了温度或压力的连续.

迄今大量的实验和理论研究均表明，蒸发系数与凝结系数在不同状态下会有数个数量级的差别 [21]，使得此类模型的应用面临巨大困难，也从另一方面反映出其内在不足.

(2) Tanasawa 模型

气液界面两侧温度一般差异很小，即 $T_l \approx T_v$，这样，式 (5) 可表示为

$$\dot{m} = \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c} \frac{P_{sat}(T_l) - P_v}{\sqrt{2\pi R T_v}}. \tag{6}$$

再利用 Clausius-Clapeyron 关系：

$$\frac{P_{sat}(T_l) - P_v}{T_l - T_v} = \frac{L}{(v_v - v_l)T_v} \quad (L \text{ 为相变潜热}). \tag{7}$$

式 (6) 可简化为 [22]

$$\dot{m} = \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c} \frac{L}{\sqrt{2\pi R}} \frac{(T_l - T_v)}{(v_v - v_l)T_v^{3/2}}. \tag{8}$$

不过，Clausius-Clapeyron 关系的应用隐含着蒸气相也处于饱和状态或与饱和状态偏离很小的假设.

(3) Juric-Tryggvason 模型

Juric 和 Tryggvason[23] 考虑了相变过程中各种熵增因素，推导出如下关系：

$$\begin{aligned} T_l - T_{sat} = & \frac{T_{sat}}{L}\left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l}\right)(P_s - P_\infty) - \\ & \frac{c_v - c_l}{L}(T_l - T_{sat})^2 + \frac{\gamma T_{sat} k}{L}\left(\frac{1}{\rho_v} + \frac{1}{\rho_l}\right) - \\ & \frac{T_{sat}}{2L}\left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l}\right)\{[(\tau_v - \tau_l)\cdot \boldsymbol{n}]\cdot \boldsymbol{n}\} - \frac{\dot{m}}{\phi}. \end{aligned} \tag{9}$$

其中，τ 为偏应力张量，$\tau = \eta(\nabla u + \nabla u^T)$；$\eta$ 为动力粘度；$P_s = \dfrac{P_l + P_v}{2}$. 式 (9) 右端最后一项源于 Tanasawa 模型，即

$$\phi = \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c} \frac{L}{\sqrt{2\pi R}} \frac{1}{(v_v - v_l)T_v^{3/2}}. \tag{10}$$

该模型在分子动理学模型的基础上，考虑了局部流动与传热的影响. 不过，上述关系的导出并非采用严格的数学推导，在许多关键步骤上采用的是类比的方法，同样有着一定的局限.

(4) Marek-Straub 模型

对于弯曲界面，Marek 和 Straub[24] 利用类比的方法给出了如下公式：

$$\dot{m} = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \frac{4}{4-3\sigma_c}\left(\sigma_e \frac{P_{sat}(T_l)}{\sqrt{T_l}} - \sigma_c \frac{P_v}{\sqrt{T_v}}\right). \tag{11}$$

不过，该公式中并不出现曲率 k，因此无法自动包含平界面情况，也无法体现不同大小气泡之间的差异，缺陷是明显的.

类似于式 (8) 的 Tanasawa 模型，有

$$\dot{m} = \frac{4}{4-3\sigma_c} \frac{L}{\sqrt{2\pi R}} \frac{(T_l - T_v)}{(v_v - v_l)T_v^{3/2}}. \tag{12}$$

3.3 非平衡热力学模型

Bornhost 和 Hatsopoulos[25] 认为动理学模型的不足在于：①完全忽略了质量流率和能量流率之间的耦合，在相变过程中，这两者之间的耦合是存在的；②不完备性，在相界面上，温度与化学势都是不连续的，因此有两个未知量，而动理学模型只有一个方程，所以在实际应用中往往进一步假设了温度或压力的连续. 为了克服上述问题，Bornhost 和 Hatsopoulos 利用非平衡热力学推导了新的模型.

根据 Gibbs 公式可得相变过程的熵产率为

$$\dot{S} = \dot{U}\delta\left(\frac{1}{T}\right) - \dot{m}\delta\left(\frac{\mu}{T}\right). \tag{13}$$

而通过相界面的能量流率 $\dot{U}$ 与质量流率 $\dot{m}$ 的计算式可以表示为

$$\dot{U} = L_{Um}\delta\left(\frac{1}{T}\right) - L_{UU}\delta\left(\frac{\mu}{T}\right), \tag{14}$$

$$\dot{m} = L_{mU}\delta\left(\frac{1}{T}\right) - L_{mm}\delta\left(\frac{\mu}{T}\right). \tag{15}$$

这里，$\dot{U}$ 是全部能量的变化率，包含内能、体积功、吸收或放出热量的变化率；$L_{Um}, L_{UU}, L_{mU}, L_{mm}$ 为系数；μ 为化学势，根据线性非平衡热力学中的 Onsager 倒易关系并利用 Hertz-Knudsen-Schrage 模型可以推出上述各系数的值，最终得到

$$\dot{m} = \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c} \frac{P_l}{\sqrt{2\pi R T_v}}\left[\frac{1}{2}T\delta\left(\frac{1}{T}\right) + \frac{\delta_l P}{P_l}\right]. \tag{16}$$

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

这里，$\delta_l P = P_l - P_{sat}(T_l)$. 在式 (16) 中，中括号内第一项相对于第二项可以忽略，故得到

$$\dot{m} = \frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c}\frac{\delta_l P}{\sqrt{2\pi R T_v}}. \tag{17}$$

利用 Clausius-Clapeyron 关系，并假设气泡周围流体的流动是球对称的，根据动量方程和能量方程，可得 [26]

$$\dot{m} = \rho_v \frac{2k_b^2 R^2}{R^3 - R_0^3}\left[\Delta T_s - \frac{T_v 2\gamma}{R\rho_v L} - \frac{T_v\sqrt{2\pi R T_v}\dot{R}}{L\frac{2\sigma_c}{2-\sigma_c}} - \frac{T_v\rho_l}{\rho_v L}\left(R\dot{R}\frac{d\dot{R}}{dR} + \frac{3}{2}\dot{R}^2\right) - \frac{4T_v v_l \rho_l \dot{R}}{\rho_v L R}\right]^2. \tag{18}$$

这里，$L, \Delta T_s, R, \dot{R}, R_0$ 分别表示相变潜热、液体过饱和度、气泡半径、气泡半径变化率、临界半径；$k_b = \frac{k_l}{\rho_v L\sqrt{\alpha}}$, k_l 和 α 分别表示导热系数、导温系数.

该模型基于线性非平衡热力学，推导过程中还用到动理学模型的有关结论，因此，适用范围同样仅限于对平衡态的微小偏离.

3.4 统计率 (SRT) 模型

Ward 和 Fang[27] 利用统计物理理论，将进入和流出气液两相界面的蒸发质量流率与凝结质量流率分别表示为

$$\dot{m}_{lv} = K_{lv}\exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right), \tag{19}$$

$$\dot{m}_{vl} = K_{vl}\exp\left(\frac{-\Delta S}{k}\right). \tag{20}$$

其中，

$$\Delta S = \left(\frac{\mu_l}{T_l} - \frac{\mu_v}{T_v}\right) + h_v\left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_l}\right) = k\left\{4\left(1 - \frac{T_v}{T_l}\right) + \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_l}\right) \sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\theta_i}{2} + \frac{\theta_i}{\exp(\theta_i/T_v) - 1}\right) + \frac{mV_{sat}^l}{kT_l}\left[P_v + \frac{2\gamma}{R} - P_{sat}(T_l)\right] + \ln\left[\left(\frac{T_v}{T_l}\right)^4 \frac{P_{sat}(T_l)}{P_v}\right] + \ln\left[\frac{q_{vib}(T_v)}{q_{vib}(T_l)}\right]\right\}. \tag{21}$$

这里，k, m, V_{sat}^l 分别为玻耳兹曼常数、液体分子质量、液相饱和比体积；$q_{vib} = \prod_{i=1}^{n'}\frac{\exp(-\theta_i/2T)}{1-\exp(-\theta_i/T)}$, n' 表示分子振动自由度，θ_i 表示分子振动特征温度；K_{lv} 和 K_{vl} 为热平衡状态下的质量流率，

$$K_{lv} = K_{vl} = \frac{XP_{sat}(T_l)}{\sqrt{2\pi m k T_l}},$$

$$X = \exp\left\{\frac{mV_{sat}^l}{kT_l}[P_e^l - P_{sat}(T_l)]\right\},$$

P_e^l 为平衡状态下界面附近液相的压力，即

$$P_e^l = P_{sat}(T_l)\exp\left\{\frac{mV_{sat}^l}{kT_l}[P_e^l - P_{sat}(T_l)]\right\} + \frac{2\gamma(T_l)}{R}, \tag{22}$$

则净质量流率可表示为

$$\dot{m} = \frac{XP_{sat}(T_l)}{\sqrt{2\pi m k T_l}}\left[\exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta S}{k}\right)\right]. \tag{23}$$

该模型考虑了不同物质分子结构对气液相变界面净质量流率的影响，显然具有更强的针对性和更大的适用范围. Ward 等通过大量实验表明，统计率 (SRT) 模型不仅与实验吻合较好，还能成功解释目前实测蒸发与凝结系数存在数个数量级差异的原因 [27],[28].

4 比较和讨论

对常压 (即 0.1 MPa) 条件下的饱和水沸腾，假设气泡直径为 1 mm, 底部热流密度为 10^5 W/m^2, 气泡顶部没有相变发生, 其温度为饱和温度. 利用上述模型可以计算出气泡界面温差及相应的 Marangoni 数 (见表 1). 若为过冷沸腾，则泡顶凝结会导致界面温差增大.

可以看到，除相平衡模型外，其他模型均预测了界面温度存在明显差异，导致表面张力的差异.

表 1 不同模型预测界面温度梯度及 Marangoni 数
Table 1 Interface temperature gradient and Marangoni Number predited by different models

模 型	温度梯度 /(K·m^{-1})	Marangoni 数	能否驱动热毛细对流
Gibbs-Thomson 效应	-10^{-2}	-2×10^{-2}	不能
Tanasawa	12	25	能
Juric-Tryggvason	20	40	能
Marek-Straub	25	50	能
非平衡热力学	70	125	能
统计率 (SRT)	10	20	能

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

具有驱动热毛细对流形成的动力. 不过, 各模型在具体数值上存在有明显差异. Tanasawa 模型与统计率 (SRT) 模型的预测结果差异较小, Juric-Tryggvason 模型与 Marek-Straub 模型的预测结果差异后者约为前者的两倍, 非平衡热力学模型的预测结果差异最大, 与 Tanasawa 模型和统计率 (SRT) 模型相差近一个数量级. 显然, 关于相变界面温度关系的进一步研究对于深入揭示沸腾传热机制是十分必要的.

参考文献

[1] Merte H, Clark J A. Boiling heat transfer to a cryogenic fluid at standard, fractional, and near-zero gravity. *Heat Mass Trans.*, 1964, **86**:351~359

[2] Siegel R. Effects of reduced gravity on heat transfer. *Adv. Heat Trans.*, 1967, **4**:143~228

[3] Clark J A. Gravic and agravic effects in cryogenic heat transfer. *Adv. Cryogen. Heat Trans.*, 1968, **64**:93~102

[4] Straub J. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity. *Adv. Heat Trans.*, 2001, **35**:57~172

[5] Di Marco P. Review of reduced gravity boiling heat transfer: European research. *J. Jpn. Soc. Microg. Appl.*, 2003, **20**(4):252~263

[6] Kim J. Review of reduced gravity boiling heat transfer: US research. *J. Jpn. Soc. Microg. Appl.*, 2003, **20**(4):264~271

[7] Ohta H. Review of reduced gravity boiling heat transfer: Japanese research. *J. Jpn. Soc. Microg. Appl.*, 2003, **20**(4):272~285

[8] Peng X F, Lee D J. A review of interfacial phenomena of mixture boiling under microgravity. *J. Chin. Inst. Chem. Eng.*, 2000, **31**(2):105~111

[9] Christopher D M, Wang B X. Similarity simulation for Marangoni convection around vapor bubble during nucleation and growth. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2001, **44**(4):799~810

[10] Lü Chengdao *et al.* Analysis on modeling conditions of two-phase flow boiling heat transfer under microgravity. *Chin. J. Huazhong Univ. Sci. Tech.*, 1998, **26**(4): 81~83. in Chinese (吕成道等. 地面模拟微重力下两相流动沸腾换热的分析. 华中理工大学学报, 1998, **26**(4):81~83)

[11] Wan S X, Zhao J F, Liu G, Li B, Hu W R. TCPB device: description and preliminary ground experimental results. In: 54th International Astronautical Congress, Bremen, 2003

[12] Zhao J F, Wan S X, Liu G, Hu W R. Experimental study on subcooled pool boiling in microgravity utilizing Drop Tower Beijing/NMLC. In: Proc. ISMF'05, Xian, 2005

[13] Zhao J F, Yan N, Liu G, Wan S X, Hu W R. On the scaling of CHF with gravity in pool boiling on cylinders. *J. Jpn. Soc. Microg. Appl.*, 2007, **24**(1):66~70

[14] Liu G, Wan S X, Zhao J F, Yan N, Hu W R. Experimental study on subcooled pool boiling in microgravity. In: Submit to 36th Scientific Assembly of COSPAR, Beijing, 2006

[15] Zhao J F, Wan S X, Liu G, Yan N, Hu W R. Subcooled pool boiling on thin wire in microgravity. In: Submit to 57th International Astronautical Congress Valencia, Spain, 2006

[16] Shatto D P, Renzi K I, Peterson G P, Morris T K, Aaron W J. An experimental study of pool boiling heat transfer in reduced gravity. In: Heat Transfer AIChE Symposium Houston, 1996. 52~59

[17] Shatto D P, Peterson G P. Pool boiling critical heat flux in reduced gravity. *Trans. ASME*, 1999, **121**:865~873

[18] Lienhard J H, Dhir V K. Hydrodynamic prediction of peak pool boiling heat fluxes from finite bodies. *Trans. ASME*, 1973, **97**:152~158

[19] Ye T, Shyy W, Chung J N. A fixed-grid, sharp-interface method for bubble dynamics and phase change. *J. Comput. Phys.*, 2001, **174**:781~815

[20] Schrage R W. A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer. New York: Columbia University Press, 1953

[21] Mare R K, Straub J. Analysis of the evaporation coefficient and thecondensation coefficient of water. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2001, **44**:39~53

[22] Tanasawa I. Advances in condensation heat transfer. *Adv. Heat Trans.*, 1991, **21**:69~70

[23] Juric D, Tryggvason G. Computations of boiling flows. *Int. J. Multip. Flow*, 1998, **24**(3):387~410

[24] Marek R, Straub J. The origin of thermocapillary convection in subcooled nucleate pool boiling. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2001, **44**:619~632

[25] Bornhost W J, Hatsopoulos G N. Analysis of a liquid vapor phase change by the methods of irreversible thermodynamics. *Trans. ASME*, 1967, **34**:840~846

[26] Bornhost W J, Hatsopoulos G N. Bubble-Growth calculation without neglect of interfacial discontinuities. *Trans. ASME*, 1967, **34**:847~853

[27] Ward C A, Fang G. Expression for predicting liquid evaporation flux: Statistical rate theory approach. *Phys. Rev. E*, 1999, **59**(1):429~440

[28] Fang G, Ward C A. Examination of the statistical rate theory expression for liquid evaporation rates. *Phys. Rev. E*, 1999, **59**(1):441~453

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net