

液气相变界面间断关系浅议

赵建福^{1,2} 李震东¹ 何振辉²

(1. 中国科学院力学研究所国家微重力实验室, 北京 100190;
2. 中山大学物理科学与工程技术学院, 广东 广州 510275)

摘 要 对池沸腾传热现象局部传递过程的细致分析 (例如微重力池沸腾传热研究文献中关于热毛细效应作用及其成因的各种相互冲突的观点), 涉及汽液相变界面两侧的间断关系。相变 (蒸发或凝结) 过程的非平衡性导致相界面两侧物理量对经典平衡态热力学中的相界面关系的偏离, 分子动理论比拟模型、统计率模型和非平衡热力学模型均给出了相关描述, 本文对此进行了详细评述, 指出了各模型的优缺点, 并对进一步的研究方向进行了讨论。

关键词 池沸腾; 相变; 界面间断关系; 评述

中图分类号: TK124 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-231X(2009)11-1942-04

NOTE ON JUMP CONDITIONS ACROSS LIQUID-GAS INTERFACE WITH PHASE CHANGE

ZHAO Jian-Fu^{1,2} LI Zhen-Dong¹ HE Zhen-Hui²

(1. *National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*
2. *School of Physics and Engineering, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China*)

Abstract Detailed analyses of local transport phenomenon of boiling heat transfer, such as viewpoints at the origin and influence of the Marangoni effect in the literature which are contrary with each other, come down to the jump conditions across the interface with phase change. Non-equilibrium of evaporation and/or condensation phase changes results in the deviation of the relationship about interface deduced based on the classical equilibrium thermophysics. Some existed correlations in the jump conditions across the vapor-liquid interface with phase changes, including kinetic analog model, statistical rate model and non-equilibrium model, are reviewed in detail. Their merits and demerits are analyzed, while some new directions for further study are highlighted.

Key words pool boiling; phase change; jump conditions across the interface; review

0 引 言

微重力池沸腾传热研究是国际微重力科学和传热学研究的前沿之一^[1~6], 迄今所获得的大量研究成果对揭示池沸腾传热内在机制有重要的作用。不过, 限于实验机会等客观条件, 相应研究仍然远未成熟, 在许多基本问题上仍不能得到公认的结论, 甚至存在相互矛盾的实验数据, 单组分液体池沸腾现象中的热毛细对流及其成因即为一例。

Shatto 和 Peterson^[7] 在 Lienhard 和 Dhir^[8] 模型中引入热毛细对流效应, 成功描述了微重力池沸腾临界热流实验数据。作者分析中隐含了相变界面温度分布与无相变时没有本质差别的假设。刘刚等^[9] 引入热毛细作用力, 成功预测了空间长时间微

重力池沸腾中气泡脱落的特异行为, 不过, 分析中同样隐含了界面温度不受相变过程影响的假设。

与此相反, Straub^[1] 认为 (这也是目前较为流行的看法), 对单组份工质, 由于蒸发与凝结作用足够强, 以致汽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。但作者并不否认汽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——众所周知, 汽泡底部微楔形区边缘蒸发效应最为剧烈, 按其观点, 此处更不可能出现热毛细对流。

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

收稿日期: 2008-12-01; **修订日期:** 2009-10-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No.10432060)

作者简介: 赵建福 (1967-), 男, 研究员, 博士, 河南南阳人, 主要研究方向为微重力气液两相流动与传热等。

糊甚至自相矛盾必须得到澄清, 这自然引起对汽液相变界面间断关系的关注。最近, 低速蒸发实验发现的在相变界面两侧存在显著温度间断的现象^[10,11], 也使得汽液相变界面间断关系成为越来越引人注意的热点问题。

1 经典平衡态热力学汽液相变界面关系

一般地, 根据 Gibbs 相平衡理论, 对于单组分介质, 若液汽界面处于平直状态, 其两侧物理量之间存在如下平衡关系^[12]:

热平衡条件

$$T_L = T_V \quad (1)$$

力学平衡条件

$$P_L = P_V \quad (2)$$

相变平衡条件

$$\mu_L = \mu_V \quad (3)$$

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汽。由于温度 T 、压力 P 和化学势 μ 只有两个是独立的, 一般将温度、压力作为独立变量, 而将化学势作为温度和压力的函数, 这样, 式(3)即给出了 T 和 P 的一个关系式, 说明两相平衡时温度和压力不是任意的, 二者必须满足一定关系, 即克劳修斯-克拉伯龙方程。这样, 界面平衡关系可简记为:

$$T_L = T_V = T_{\text{sat}}(P) \quad (4)$$

其中 $T_{\text{sat}}(P)$ 为对应压力 P 下的饱和温度。

显然, 式(1)可以满足对众多的宏观沸腾问题的描述要求, 但对沸腾现象中的局部蒸发和凝结过程等细观问题而言, 由于相间质量传递本质上源于两相化学势差的驱动, 具有强烈的非平衡性, 因此, 套用式(1)来进行描述显然是失当的。

2 汽液相变界面间断关系

2.1 动理学比拟模型

基于经典的气体分子动理学中的 Maxwell 分布函数, 并假设汽液界面为平面, 可以计算出进、出该平面的分子质量流率之差 (即净质量流率 \dot{m})。引入凝结系数 σ_c 、蒸发系数 σ_e 及汽、液密度间的巨大差异引起的气相宏观净速度的影响, 则动理学比拟模型 (一般称作 Hertz-Knudsen-Schrage 模型^[13]) 给出

\dot{m} 的表达式为

$$\dot{m} = \frac{2}{2 - \sigma_c} \sqrt{\frac{m}{2\pi k}} \left[\sigma_e \frac{P_{\text{sat}}(T_L)}{\sqrt{T_L}} - \sigma_c \frac{P_V}{\sqrt{T_V}} \right] \quad (5)$$

式中, m 和 k 分别表示分子质量和 Boltzmann 常数。该模型存在诸多变形^[14~16], 是目前最常用的一类描述汽液相变界面间断关系的模型。

在此类模型中, 过程的非平衡性发生在所谓的 Knudsen 层, 其厚度量级与分子平均自由程相同。但是, Knudsen 层又被视作同时与汽、液两相均处于平衡状态, 因此层内传递过程被忽略。事实上, 伴随着传热和过程的不可逆性, 界面质量传递阻力必然存在。其次, 蒸发或凝结相变与供给界面的能量密切相关, 但此类模型的推导只考虑了液、汽两相的热力学状态, 不能保证动量和能量的守恒^[17]。

需要说明的是, 该模型本质上并不要求温度与压力的连续, 但由于其不完备性 (即在相界面上温度与化学势的不连续性导致 2 个未知量的出现, 而模型只提供了 1 个方程), 实际应用中往往对 (气相) 温度作了进一步的假设 (如气相处于饱和状态或相界面温度连续) 以封闭对问题的描述。

此外, 实用中一般假设 $\sigma_c = \sigma_e$ 。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着数个数量级的差别^[16], 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。

2.2 统计率模型

利用统计物理理论 (尤其是量子力学传递概率概念和 Boltzmann 的熵定义), Ward 和 Fang^[18] 将 \dot{m} 表示为:

$$\dot{m} = 2K_e \sinh(\Delta S/k) \quad (6)$$

其中, 平衡分子交换率 K_e 和界面熵增 ΔS 均为依赖于系统热物理性质的热力学函数:

$$\Delta S = \left(\frac{\mu^L}{T_L} - \frac{\mu^V}{T_V} \right) + h^V \left(\frac{1}{T_V} - \frac{1}{T_L} \right) \quad (7)$$

$$K_e = \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_L}} P_{\text{sat}}(T_L) \cdot$$

$$\exp \left\{ \frac{m v_{L,\text{sat}}}{k T_L} [P_e^L - P_{\text{sat}}(T_L)] \right\} \quad (8)$$

$$P_e^L = P_{\text{sat}}(T_L) \cdot$$

$$\exp \left\{ \frac{m v_{L,\text{sat}}}{k T_L} [P_e^L - P_{\text{sat}}(T_L)] \right\} + 2H\sigma \quad (9)$$

界面熵增 ΔS 依赖于汽、液两相的温度、化学势和焓, 其中包括分子振动的贡献, 不过, 其数值一般远小于其他项, 可以忽略不计。

Ward 等^[18,19]通过大量实验表明,统计率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,显然优于动力学比拟模型。不过,该模型预测的界面蒸汽压往往非常接近液相温度所对应的饱和压力,且其间差别总是小于实验不确定度,因此,Badam 等^[11]推测,在统计率模型中采用了局部平衡值来确定因分子相变引起的熵增,使得该模型只适用于偏离平衡态不远的情形。此外,与动力学比拟模型一样,该模型同样没有给出描述界面温度间断的关系式,因此也是不完备的。

2.3 非平衡热力学模型

与前两类机理性模型不同,非平衡热力学模型从唯象的角度推导相变界面间断关系。根据非平衡热力学理论,不可逆过程中的熵产率 ϑ 可以用广义热力学力 X_i 和广义热力学流 J_i 的乘积之和表示为

$$\vartheta = \sum_i J_i X_i \quad (10)$$

在线性非平衡热力学范围内, J_i 可以用 X_i 的线性组合表示如下:

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j \quad (11)$$

且唯象系数满足 Onsager 倒易关系:

$$L_{ij} = L_{ji} \quad (12)$$

最早的相变界面间断关系的非平衡热力学模型由 Bornhost & Hatsopoulos^[20] 提出,推导过程中引入了诸多假设,如唯象系数可以根据诸如纯粹热传导与等温相变等特殊情形确定,并且利用了 Hertz-Knudsen-Schrage 模型的结果,这些都使该模型存在本质的缺陷。

Bedeaux & Kjelstrup^[21] 提出了一个新的非平衡热力学模型:

$$\dot{q}_V = -L_{\text{qq}} \frac{T_V - T_L}{T_V} - L_{\text{qm}} \frac{kT_L}{m} \ln \left[\frac{P_V}{P_{\text{sat}}(T_L)} \right] \quad (13)$$

$$\dot{m} = -L_{\text{mq}} \frac{T_V - T_L}{T_V} - L_{\text{mm}} \frac{kT_L}{m} \ln \left[\frac{P_V}{P_{\text{sat}}(T_L)} \right] \quad (14)$$

推导过程中,作者采用了局部平衡假定,忽略了黏性耗散、界面功及液相侧热流等,同时假设气相为理想气体并采用近似的热力学关系予以描述。

Bedeaux & Kjelstrup^[21] 建议唯象系数应根据实验数据来确定,并依据 Fang & Ward^[10] 的实验数据进行了初步尝试。不过,实验数据只能给出 3 个唯象

系数中的 2 个,为此作者假设交叉项影响很小,或者完全忽略交叉项(即取其系数为 0),或者利用分子动理论结果,计算了不同实验条件下的唯象系数,但结果差异很大,甚至出现非物理的数值。

Badam 等^[11] 采用同样程序,依据其实验数据计算了 Bedeaux-Kjelstrup 模型中相关唯象系数的值,其变化比 Bedeaux & Kjelstrup^[21] 更甚。作者将其归结为实验技术上的困难,并期望有更多更精心设计的实验以提供对唯象系数的准确评估。

3 结束语

微重力沸腾传热(及常规重力条件下的低速蒸发现象等)研究,促使越来越多的研究人员关注伴随汽液相变时的相界面间断关系问题,相关研究的进展将提供对蒸发和凝结相变过程内在机制的更深入的理解。

目前已有许多模型描述气液相变界面间断关系,但各模型间差异极大,均无法得到公认。显然,对相变界面间断关系的深入研究是很有必要的。值得一提的是, Rosjorde 等^[22] 的非平衡分子动力学模拟显示,在邻近界面只有微观分子长度尺度处存在与主相区迥异的剧烈的温度、压力和密度梯度,显示了该方法极有可能成为理解相变过程内在机制的基本方法。

参 考 文 献

- [1] Straub J. Boiling Heat Transfer and Bubble Dynamics in Microgravity. *Adv. Heat Transfer*, 2001, 35: 57-172
- [2] Dhir VK. Boiling Under Microgravity Conditions. In: 12th Int. Heat Transfer Conf. Aug. Grenoble: France, 2002. 18-23
- [3] Di Marco P. Review of Reduced Gravity Boiling Heat Transfer: European Research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 2003, 20(4): 252-263
- [4] Kim J. Review of Reduced Gravity Boiling Heat Transfer: US Research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 2003, 20(4): 264-271
- [5] Ohta H. Review of Reduced Gravity Boiling Heat Transfer: Japanese Research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 2003, 20(4): 272-285
- [6] Zhao JF. Two-phase Gas-Liquid Flow and Pool Boiling in Microgravity. In: *Advances in Microgravity Science*, Signpost, 2008
- [7] Shatto DP, Peterson GP. Pool Boiling Critical Heat Flux in Reduced Gravity. *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, 1999, 121(4): 865-873
- [8] Lienhard JH, Dhir VK. Hydrodynamic Prediction of Peak Pool Boiling Heat Fluxes from Finite Bodies. *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, 1973, 97(1): 152-158
- [9] 刘刚, 赵建福, 万士昕, 等. 微重力池沸腾现象中的气泡脱落直径. *工程热物 理 学 报*, 2008, 29(1): 93-95

- Liu G, Zhao J F, Wan S X, et al. Bubble Departure Diameter in Microgravity Pool Boiling. *J. Eng. Thermophy.*, 2008, 29(1): 93-95
- [10] Fang G, Ward CA. Temperature Measured Close to the Interface of an Evaporating Liquid. *Phy. Rev. E*, 1999, 59(1): 417-428
- [11] Badam VK, Kumar V, Durst F, et al. Experimental and Theoretical Investigations on Interfacial Temperature Jumps During Evaporation. *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 2007, 32(1): 276-292
- [12] 王竹溪. 热力学. 第2版. 北京: 北京大学出版社, 2005
- WANG Zhu-Xi. *Thermodynamics*. Beijing: Peking University Press, 2005
- [13] Schrage RW. *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*. New York: Columbia University Press, 1953
- [14] Tanasawa I. *Advances in Condensation Heat Transfer*. *Adv. Heat Transfer*, 1991, 21: 69-70
- [15] Juric D, Tryggvason G. Computations of Boiling Flows. *Int. J. multiphase Flow*, 1998, 24(3): 387-410
- [16] Marek R, Straub J. Analysis of the Evaporation Coefficient and The Condensation Coefficient of Water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001, 44(1): 39-53
- [17] Barrett J, Clement C. Kinetic Evaporation and Condensation rates and Their Coefficients. *J. Colloid Interface Sci.*, 1992, 150(2): 352-365
- [18] Ward CA, Fang G. Expression for Predicting Liquid Evaporation Flux: Statistical Rate Theory Approach. *Phy. Rev. E*, 1999, 59(1): 429-440
- [19] Fang G, Ward CA. Examination of the Statistical Rate Theory Expression for Liquid Evaporation Rates. *Phy. Rev. E*, 1999 59(1): 441-453
- [20] Bornhost WJ, Hatsopoulos GN. Analysis of a Liquid Vapor Phase Change by the Methods of Irreversible Thermodynamics. *J. Appl. Mech., Trans. ASME*, 1967, 34(4): 840-846
- [21] Bedeaux D, Kjelstrup S. Transfer Coefficients for Evaporation. *Phy. A*, 1999, 270(3-4): 413-426
- [22] Rosjorde A, Kjelstrup S, Bedeaux D, et al. Non-Equilibrium Molecular Dynamics Simulations of Steady-State Heat and Mass Transport in Condensation II Transfer Coefficients. *J. Colloid Interface Sci.*, 2001, 240(1): 355-364