

蒸发相变与界面流动耦合机理研究

刘秋生 汪 洋 纪 岩

(中国科学院微重力重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190)

摘 要 本文提出了一种新模型来研究液层在其纯蒸气中的蒸发热动力学特征, 尤其是当蒸发界面张力驱动流占主导作用时(如微重力环境中)液层热毛细对流和界面蒸发始终耦合在一起。气-液界面的传热传质规律有待深入研究。本文数值模拟研究了蒸发相变界面热毛细对流与蒸发效应的耦合机制, 得到了不同蒸发模式和不同强度热毛细对流蒸发液层的温度分布、蒸发速率以及对流流场分布的数值解。论述了蒸发 Biot 数和 Marangoni 数对界面传热传质的影响, 发现并解释了蒸发和热毛细耦合的三种模式。

关键词 蒸发; 相变界面; 热毛细对流; 数值模拟; 微重力

中图分类号: TK121 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-231X(2010)10-1751-04

COUPLING MECHANISM OF EVAPORATION PHASE-CHANGE AND INTERFACIAL FLOW

LIU Qiu-Sheng WANG Yang JI Yan

(Key Laboratory of Microgravity/CAS, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract A new model of the pure evaporating liquid layer in contact with its own vapor is proposed to study the behaviors of evaporation thermodynamics, especially in microgravity condition where the interface-tension-driven flows dominate and the thermocapillary convection is coupled with evaporation at interface. The phenomena of heat and mass transfer at vapor-liquid interface need to be studied. The coupling of thermocapillary convection and evaporation effect is analyzed numerically in present paper. Different evaporation modes and the corresponding numerical results of temperature profiles, evaporation flux and convective flow fields are presented for different cases of thermocapillary convection with evaporation. The influence of evaporation Biot number and Marangoni number on the interfacial mass and heat transfer is investigated and three different regimes of coupling mechanisms are found and explained.

Key words evaporation; interface with phase-change; thermocapillary convection; numerical simulation; microgravity

0 引 言

蒸发(冷凝)表面及其流动过程被认为是一典型的质量交换流体界面现象, 也是一个缺乏了解的基本问题。长期以来人们一般都从不同的角度将上述两者割裂开来分别进行研究。比如, 对于自然界中的海洋、湖、河水的自然蒸发, 热管与薄膜的蒸发相变传热, 空间水蒸气凝结等过程的研究, 人们主要考虑液-汽相变和蒸发传热, 而不注意流体动力学的影响。另一方面, 为了简化物理问题和研究模型, 人们人为地忽略了许多流体体系中一直伴随着对流传动的表面蒸发或冷凝效应, 比如对于一些具有相变的两相流动, 具有挥发特性液层对流稳定性等问

题的研究。实际上蒸发和对流过程往往是同时起着重要的作用。液层产生热对流通常有两种方式: 液体密度随温度变化引起的浮力对流, 以及液体表面张力随温度变化引起的热毛细对流^[1,2]。微重力环境中由表面张力驱动的热对流居于主导地位, 成为影响流体热量和质量输运过程的主要因素。本文讨论界面同时存在蒸发和热毛细效应的液层, 数值分析蒸发和热毛细对流对界面传热传质的影响。

有关液体蒸发的研究已有大量的工作, 但研究蒸发液体的热毛细对流现象为数甚少。Shih 和 Megaridis^[3] 建立对称液滴模型, 计算了蒸发和热毛

收稿日期: 2010-01-16; 修订日期: 2010-09-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No.10772185; No.50890182)

作者简介: 刘秋生 (1959-), 男, 北京人, 研究员, 博士, 主要从事流体界面现象与微重力流体力学研究。

细对流同时存在时液滴的动力学行为。Savino 等^[4]研究了蒸发悬滴中的热毛细对流。通过实验测量和数值模拟的结合,他们分析了瞬态和稳态时热毛细对流对蒸发速率的影响。Hu 和 Larson^[5]从润滑模型出发给出了简化条件下固着蒸发液滴的流场和温度场解析解。Schmidt 等^[7]研究了低重力环境下多孔介质毛细结构的空隙中挥发性液体的蒸发,论述了热毛细对流和蒸发冷凝作用对流场结构的影响。上述研究大多涉及气相是液体蒸气和其他气体的混合物模型,由此引出气/液界面处于热力学平衡状态的假设。对于蒸发液面上方是液体的纯蒸气,就要考虑界面的非平衡热力学效应^[6],而该热力学非平衡模型通常用来分析液体的热不稳定性,很少被用于数值模拟。另外,很少有学者讨论过非平衡蒸发模式下蒸发与热毛细对流的相互耦合。基于以上分析,本文提出了新的蒸发液层模型,分析研究蒸发和热毛细对流同时存在系统中相变界面的热、质传输规律,引入与传统热毛细对流不同的蒸发毕渥数 Bi_{ev} 。

1 物理模型与数值方法

1.1 物理模型

蒸发液层热毛细对流模型如图 1 所示,高度为 H ,宽度为 D 的二维矩形容器中充满了不可压缩的牛顿流体,蒸发液体上方是它的纯蒸气。左侧和右侧壁面都是保持在不同特定温度下的刚性固壁,使液层受到水平方向温度梯度作用而产生热毛细对流。为保证气/液界面高度恒定,该模型假设底面由绝热的多孔介质构成,从而允许液体可从其下方缓慢注入补液。

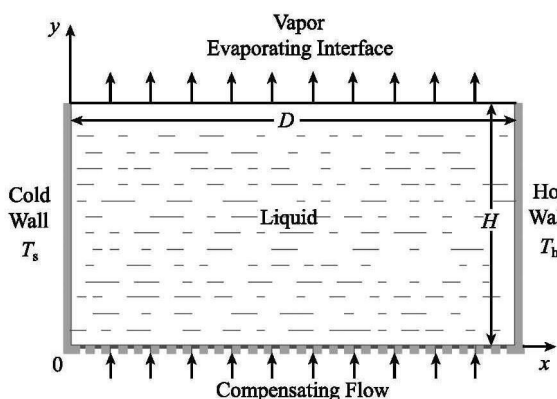


图 1 蒸发液层对流模型

Fig. 1 Evaporation and convection model of liquid layer

在初始时刻,整个系统(液体、蒸气和边界)处于饱和温度 T_s 。当右侧壁面加热到一个略高于饱和温度的温度值 T_h ,水平方向温度差 $\Delta T = T_h - T_s$

引起由界面热端流向冷端的热毛细对流。同时,由于界面温度超过蒸气压对应的饱和温度,热力学非平衡效应会引发正向的蒸发流量。

1.2 控制方程和边界条件

本文采用 Boussinesq 近似的 Navier-Stokes 方程和能量方程来求解速度场和温度场,如下所示:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{V} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Pr} \nabla^2 \theta \quad (3)$$

上述方程中 \mathbf{V} , θ 和 p 分别代表无量纲的速度矢量、温度和压强,分别选取 D , D^2/ν , ν/D , $\Delta T = T_h - T_s$, $\rho\nu^2/D^2$ 为长度、时间、速度、温度以及压强的无量纲特征量,液层厚宽比定义为 $A = H/D$,其中 ρ 为密度、 μ 动力学黏性系数、 ν 运动学黏性系数、 κ 热扩散系数和 λ 为热传导系数。蒸发界面假设为不变形的^[8]。液体表面张力大小是温度的线性函数,即: $\sigma = \sigma_s - \gamma(T - T_s)$,其中 T_s 是对应于蒸气压力的饱和温度。为使上述方程组完备,本文采用线性近似后的 Hertz-Knudsen 方程^[9]来描述蒸发界面的蒸发流量:

$$j = \alpha \rho_v L \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s^3}} (T_i - T_s) \quad (4)$$

其中, j 是界面处各点的蒸发质量流量(定义为当地质量流量), α 为蒸发适应系数, M 表示蒸气的摩尔质量, R 为普适气体常数, L 表示蒸发潜热, ρ_v 表示蒸气的密度。 u , v 分别为速度矢量的水平与垂直方向分量。左右壁面温度 T_s 和 T_h 分别称为冷壁面与热壁面。壁面处液体速度为 0。在底部,液体采用无滑移条件,其法向速度由整个液层的质量守恒得出。边界条件如下所示:

两侧壁面:

$$u = v = 0; \quad \theta = 0 (x = 0), \quad \theta = 1 (x = 1) \quad (5)$$

底部:

$$u = 0; \quad v(x, 0) = \int_0^1 v(x, A) dx; \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

在蒸发界面处,液体和蒸气的速度关系可以由质量流量相等得出。选取 $\lambda \Delta T / DL$ 作为特征质量流量。引入无量纲参数蒸发数 $E = \lambda \Delta T / \rho \nu L$, 它表示黏性特征时间尺度和蒸发特征时间尺度之比。由此可得:

$$v = E \cdot j \quad (7)$$

根据切向应力平衡关系, 并且忽略蒸气的剪切应力(蒸气的动力学黏性系数远小于液体), 有

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{Ma}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (8)$$

其中, Ma 表示 Marangoni 数, 定义为 $\gamma\Delta TD/(\mu\kappa)$, $Pr = \gamma/\kappa$ 为 Prandtl 数。

无量纲的 Hertz-Knudsen 方程为:

$$j = Bi_{ev} \cdot \theta \quad (9)$$

其中无量纲参数 Bi_{ev} 称为蒸发 Biot 数^[10]:

$$Bi_{ev} = \frac{\alpha D \rho_v L^2}{\lambda} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s^3}} \quad (10)$$

在方程 (9) 中, 蒸发 Biot 数可用来衡量蒸发界面非平衡的程度。 $Bi_{ev} = \infty$ 对应于蒸发达到准平衡的极限; $Bi_{ev} = 0$ 对应于无挥发性液体情形, 此时蒸发流量是 0。

蒸发界面的能量守恒边界条件为:

$$Bi_{ev}\theta = -\frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (11)$$

上式表示蒸发吸收的热量等于界面法向液体的热通量密度。

1.3 数值方法和计算参数

本文采用有限差分离散求解连续性方程、动量方程和能量方程。利用投影方法^[11](或称分裂步长算法)实现速度和压力的解耦。在时间方向上, 动量方程采用 Crank-Nicolson 格式离散, 对流项用 Adams-Bashforth 格式显式计算。空间微分采用二阶精度的中心差分格式进行近似。本文计算采用饱和水-水蒸气在接近 4°C 的物性参数来确定本文的无量纲参数, 因该温度下水的热膨胀系数最小。液层厚度取为毫米量级, 液层的宽厚比为 1 ($A = 1$), 无量纲参数的取

值范围为: $E = 10^{-4} \sim 10^{-5}$, $Ma = 10^1 \sim 10^3$, $Pr = 13.0$, 毛细数 $Ca = 10^{-6}$, $Bi_{ev} = 10^2\alpha \sim 10^3\alpha$ 。蒸发适应系数 α 取 0 到 1 之间的任意值, 对应的 Bi_{ev} 可以在 0 到 10^3 之间变化。计算收敛判定准则是速度、压力和温度在相邻两个时间步的相对差值小于 10^{-8} 。

2 计算结果与分析

为了能清晰反映出表面蒸发与热毛细对流的耦合作用机理, 本文同时考虑蒸发效应和热毛细对流, 数值模拟计算不同蒸发模式和不同强度的热毛细对流下液层的传热传质过程, 分析热毛细对流对界面热、质传输的贡献。此处, 蒸发界面上的积分质量流量定义为 $J = \int_0^1 j(x, A) dx$, 也称为总质量流量。

图 2 给出了界面温度沿着界面切向变化规律, 从中可以看出: 热毛细对流会提高气/液界面温度, 在同一蒸发毕渥数下, 对流强度越大, 界面温度提高得越多。蒸发毕渥数增大不仅会降低气液界面的温度, 也会减小界面靠近冷端部分的温度梯度, 从而削弱热毛细对流, 降低其对界面温度分布的影响。

图 3 显示了界面的当地质量流量 j 随 Ma 和 Bi_{ev} 的变化规律。在热毛细对流很弱时, 界面绝大部分的质量流量随 Bi_{ev} 的增大而增大, 如 $Ma = 100$ 的图线。当热毛细对流达到一定强度 ($Ma = 500; 1000$) 时, 当地质量流量 j 的变化规律就分成了三个区域: (1) 靠近冷端处, j 随着 Bi_{ev} 的减小而增加。这是由于小 Bi_{ev} 下, 热毛细对流强度最大, 它能够把界面热端的热量输运到了冷端, 通过提高界面温度来增大蒸发流量; (2) 靠近热端处, 流体的蒸发能力(非平衡效应)对蒸发流量的贡献起主要作用。此处非常接近热端, 由于壁面强劲的供热能力, 不同蒸发模式的界面温度相差不大, 因此 Bi_{ev} 数大的液体蒸发流量大。(3) 在界面中部, 热毛细对流和

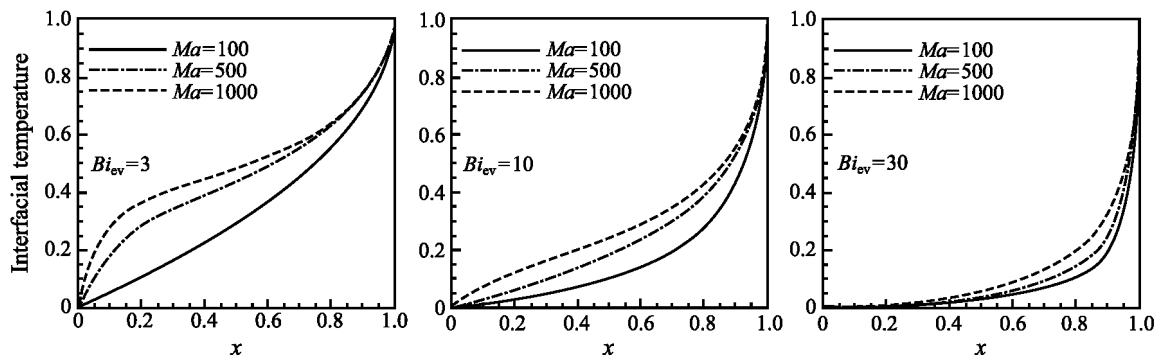


图 2 不同 Bi_{ev} 和 Ma 数的液层界面温度分布

Fig. 2 Temperature profiles at vapor-liquid interface for different Bi_{ev} and Ma numbers

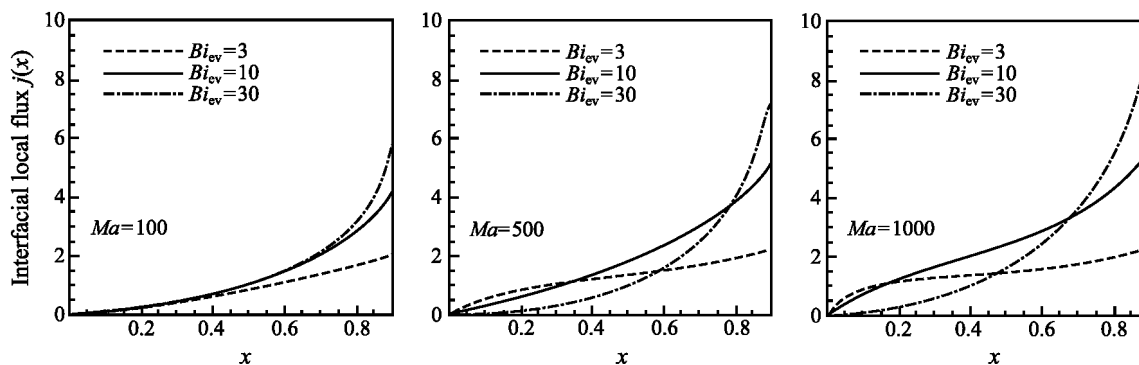


图3 不同 Bi_{ev} 和 Ma 数的液层, 界面局部(当地) 蒸发流量分布
Fig. 3 Local flux of evaporation at vapor-liquid interface for different Bi_{ev} and Ma numbers

蒸发的非平衡效应的相互作用下, 局部蒸发流量随着 Bi_{ev} 的增加先增大后减小。这是由于小 Bi_{ev} 下热毛细对流对蒸发流量的贡献起主导作用, 使界面温度升高, 而大 Bi_{ev} 下蒸发的非平衡效应对蒸发流量起主导作用, 使界面温度降低, 因此存在一个适中的蒸发毕渥数 Bi_{ev} , 两者对蒸发流量的贡献都能比较充分地体现出来, 从而产生局部蒸发流量的最大值。

此外, 图3中每条曲线以下到水平横轴之间的面积表示相变界面上的总蒸发流量 J (积分蒸发流量)。由以上分析可知, 在弱热毛细对流的液层中, 由于界面绝大部分的局部质量流量随 Bi_{ev} 的增大而增大, 因此总蒸发流量 J 也随着 Bi_{ev} 单调递增。在一定强度热毛细对流的液层中, 当地质量流量 j 的变化规律分成了三个不同的区域, 其中有两个区域的局部质量流量 J 不再随 Bi_{ev} 单调增加, 因此可能存在大 Bi_{ev} 液层的总蒸发流量 J 小于小 Bi_{ev} 液层的 J 。由此可见蒸发液层中热毛细对流对于总蒸发流量的贡献。

3 结 论

本文数值研究了存在热毛细对流蒸发液层热质传输的三种不同的稳态蒸发模式, 阐述了蒸发与热毛细对流的耦合机理和三个蒸发模式的物理作用机制。研究发现蒸发液层中的相变效应和热毛细效应之间的明显耦合作用现象, 主要表现在:

- (1) 热毛细对流把热量从热壁面带到冷壁面, 提高了界面冷端部分的温度。
- (2) 在界面温度固定时, 蒸发 Biot 数的增大会带来蒸发质量流量的提高。
- (3) 增大蒸发 Biot 数还会对蒸发流量的提高带

来两个负面影响, 大蒸发 Biot 数液层的蒸发不仅会使界面温度降低至接近饱和温度, 也会使界面在热端壁面以外的温度梯度明显降低, 削弱了热毛细对流及其对蒸发流量的贡献。

参 考 文 献

- [1] Scriven L E, Sterling C V. The Marangoni Effects [J]. Nature, 1960, 187: 186-188
- [2] Kenning D B R. Two-Phase flow with Nonuniform Surface Tension [J]. Appl. Mech. Rev., 1968, 21: 1101-1111
- [3] Shih A T, Megaridis C M. Thermocapillary flow effects on convective droplet evaporation [J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1996, 39: 247-257
- [4] Ravino R, Fico S. Transient Marangoni Convection in Hanging Evaporating Drops [J]. Phys. Fluids, 2004, 16: 3738-3754
- [5] Hu H, Larson R G. Analysis of the Effects of Marangoni Stresses on the Microflow in an Evaporating Sessile Droplet [J]. Langmuir, 2005, 21: 3972-3980
- [6] Colinet P, Legros J C, Velarde M G. Nonlinear Dynamics of Surface-Tension-Driven Instabilities [M]. Berlin: Wiley-VCH, 2001
- [7] Schmidt G R, Chung T J, Nadarajah A. Thermocapillary Flow with Evaporation and Condensation at Low Gravity. Part 1. Non-Deforming Surface [J]. J. Fluid Mech., 1995, 294: 323-347
- [8] Davis S H. Thermocapillary Instabilities [J]. Ann. Rev. Fluid Mech., 1987, 19: 403-435
- [9] Palmer H J. The Hydrodynamic Stability of Rapidly Evaporating Liquids at Reduced Pressure [J]. J. Fluid Mech., 1976, 75: 487-511
- [10] LIU Rong, LIU Qiusheng, HU Wenrui. Marangoni-B'énard Instability with the Exchange of Evaporation at liquid-Vapor Interface [J]. Chin. Phys. Lett., 2005, 22: 402-404
- [11] Brown D L, Cortez R, Minion M L. Accurate Projection Methods for the Incompressible Navier-Stokes Equations [J]. J. Comput. Phys., 2001, 168: 464-499