

文章编号:2095-6134(2015)01-031-07

微尺度瞬态气泡生长及湮灭的数值模拟^{*}

李帆,倪明玖,李骥[†]

(中国科学院大学物理学院,北京 100049)

(2014 年 2 月 25 日收稿;2014 年 4 月 15 日收修改稿)

Li F, Ni M J, Li J. Numerical study of transient bubble growth and collapse in microscale[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2015,32(1):31-37.

摘 要 对脉冲加热过程中,微型加热器表面气泡的生长及湮灭进行三维数值模拟.通过几何重构和界面追踪的方法获取气液相界面的移动和变化,分析气泡生长过程中整个计算区域内的温度和速度分布.数值模拟结果与同等条件下的实验结果相比,气泡的生长和萎缩过程具有较好的一致性.

关键词 气液相变;微型加热器;微气泡;传热

中图分类号:TK124 文献标志码:A doi:10.7523/j.issn.2095-6134.2015.01.006

Numerical study of transient bubble growth and collapse in microscale

LI Fan, NI Mingjiu, LI Ji

(School of Physics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract A three-dimensional numerical analysis of the growth and collapse of a micro-bubble under pulsed heating is carried out in this work. Geometry reconstruction and interface tracking methods are used to trace the evolution of the free surface flow. Details of the velocity and temperature in the liquid and vapor phases during the growth and collapse of the vapor bubble are obtained. Numerical results for the growth and collapse of the micro-bubble are compared with those of experiments under similar conditions. Comparisons show that the volume evolution of the vapor bubble is well predicted by the numerical model.

Key words gas-liquid phase transition; micro-heater; micro-bubble; heat transfer

伴随着航天、信息、生物等高科技的发展,微尺度热物理问题得到了越来越广泛的重视.尤其是微尺度下气液两相流问题,与单相流相比,两相流基本数学模型要复杂得多.关键原因之一也是最困难之处是:在相界面,各相的运动参量发生跳跃,通过界面发生质量、动量和能量传递.作为一

种非常高效的能量转换方式,微尺度相变传热的前景,在学术和工程应用上都有重大意义,也值得研究探讨.

一些研究者^[1-7]一直致力于在脉冲加热下,微型加热器上气泡的生长过程,并建立相关的理

^{*} 国家自然科学基金(51176202)资助

[†] 通信作者, E-mail: jili@ucas.ac.cn

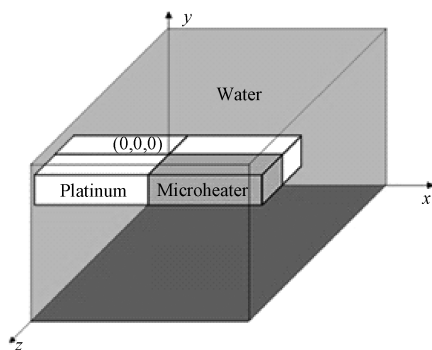
论模型. 这些理论模型大大促进了工程应用, 喷墨打印机就是一个很好的例子. 还有研究者^[8-12]也做了相关的实验, 运用高速摄像机拍摄微尺度下气泡生长的动态过程, 但是微尺度条件下沸腾实验具有条件要求苛刻、实验结果可重复性差等缺点. 近些年来, 随着计算机技术的发展, 一些学者^[13-19]利用数值模拟方法直接模拟气泡的生长过程. 其中 Son 对竖直壁上气泡的生长进行数值研究, 并建立了相应的模型; Yushik^[12-13]为了更好地了解热喷墨打印机的工作机理, 对微通道内高热流密度下椭圆型气泡的生长和坍塌进行了实验研究和数值模拟. 但是他们大都是基于二维模型及饱和温度下的池沸腾, 并且只是气泡的生长与脱离, 鲜有研究脉冲加热条件下加热段与非加热段气泡的整个生长动态过程. 本文运用 Fluent 数值模拟软件, 结合用户自定义函数 (UDF), 建立了三维数学物理模型, 分析加热器表面的温度分布和气泡周围的速度分布来解释微尺度下气泡的动态行为, 以期所建立的模型能预测微尺度下气液相变过程, 对微尺度下相变的研究有所帮助.

1 数理模型及数值模拟方法

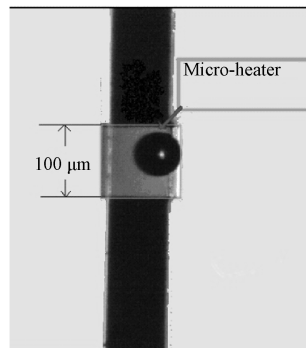
1.1 物理数学模型

本文的数值模拟基于文献[10]的实验研究, 其数值模拟的实验件原型如图 1 所示. 室温条件 (300 K) 下在一个 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ 的加热器中间有一个初始直径为 $11.16\ \mu\text{m}$ 的气泡. 建立的物理模型为: $0.4\ \text{mm} \times 0.4\ \text{mm} \times 0.2\ \text{mm}$ 的立方体, 立方体的底部中心有 $0.1\ \text{mm} \times 0.1\ \text{mm}$ 的加热面. 考虑到实验条件下, 周围玻璃的导热系数 $\lambda = 1.4\ \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, 而微型加热器的导热系数为 $71.4\ \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, 由于脉冲加热时间很短, 周围玻璃的导热系数很小, 极短时间内, 温度的变化可以忽略不计, 故设底面为绝热边界条件; 四周围为常壁温 (300 K); 上部为压力出口.

考虑到模型的对称性, 为节省计算时间, 取 $1/4$ 立方体进行数值计算. 以 $Y-Z$ 平面为例, 当网格数为 $39 \times 39 \times 39$ (非均匀划分, 加热区均匀划分, 非加热区等比例划分, 下同) 与 $50 \times 50 \times 50$ 同一时刻气液界面的相差约为 3%; 而 $39 \times 39 \times 39$ 的网格计算时间却是 $50 \times 50 \times 50$ 的网格计算时间的 $1/4$. 经过网格独立性校核, 我们取 $39 \times 39 \times 39$ 的计算网格, 即网格数为 59 319, 时间步长取



(a) 三维模型示意图



(b) 微型加热器原件图

图 1 试验件原件及模型几何示意图

Fig. 1 Experimental prototype and model geometry

$1 \times 10^{-6}\text{s}$. 计算内容, 初始条件下在微型加热器中间有一个初始直径为 $11.16\ \mu\text{m}$ ^[20] 的气泡, 对该气泡加热一段时间后, 停止加热, 观察气泡的生长与萎缩过程, 与实验结果相对比, 并分析加热器表面的温度分布, 气泡周围的速度分布来解释微尺度下气泡的动态行为, 以期所建立的模型能预测微尺度下气液相变过程.

1.2 控制方程

本文模拟气液两相流采用 VOF 模型. VOF 模型引入计算单元里的相体积分数 α , 气相和液相的体积分分数分别为 α_v 和 α_l . 根据 Yasou OSE^[14] 的理论研究, 在两相转化过程中, 由于介质的热扩散, 计算区域内的相变体积不能瞬时达到 100%, 只能达到大约 70%, 要达到 100% 需要一个松弛时间. 考虑到松弛时间的影响, 本文取 $0.15 \leq \alpha \leq 0.85$ 为气液共存的气液界面, $\alpha < 0.15$ 时为液相 α_l , $\alpha > 0.85$ 时为气相 α_v . 文中所建模型包含 2 种介质: 水和水蒸汽, 加热面的尺度较小. 经验证, 在该加热面尺度下, 两相流体克努森数 K_n 小于 0.001, 满足连续性假设条件, N-S 方程适用于本文中的模拟对象. 故基于流体连续性假设条件下的 FLUENT 软件适用于本文工况条件^[19].

1) 连续方程

VOF 方法跟踪相界面是通过求解两相的容积比率的连续方程完成的. 将液相和气相都视为不可压缩流体,液相和气相的体积分数方程为:

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha_l = \frac{S_{\alpha_l}}{\rho_l}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha_v = \frac{S_{\alpha_v}}{\rho_v}, \quad (2)$$

其中, α_l 为液相相体积分, α_v 为气相相体积分, S 为质量源项, 下标 L、V 分别代表液相和气相. 式中, $S_{\alpha_v} = -S_{\alpha_l}$.

各相流体体积分之和为 1, 即

$$\alpha_l + \alpha_v = 1. \quad (3)$$

2) 动量方程

通过求解整个区域内的单一的动量方程, 作为结果的速度场是由各相共享的. 如下所示.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \rho \mathbf{g} + F_{\text{vol}}, \quad (4)$$

在输运方程中的属性 ρ 和 μ 是由存在于每一控制容积中的分相决定.

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_v, \quad (5)$$

$$\mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_v. \quad (6)$$

FLUENT 中表面张力模型是由 Brackbill 等^[21]提出的连续表面力模型. 用这个模型, VOF 计算中附加的表面张力导致了动量方程中的源项,

$$F_{\text{vol}} = \sigma \frac{\rho_v \kappa_v \nabla \alpha_v + \rho_l \kappa_l \nabla \alpha_l}{\frac{1}{2}(\rho_v + \rho_l)}, \quad (7)$$

其中, 表面曲率 κ 是从垂直于界面的表面的局部梯度计算的.

$$\kappa_l = -\kappa_g = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|} \right). \quad (8)$$

3) 能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\mathbf{v}(\rho E + p)) \\ &= \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T) + S_h, \end{aligned} \quad (9)$$

VOF 模型中的能量 E 和温度 T , 是质量平均变量:

$$E = \frac{\alpha_l \rho_l E_l + \alpha_v \rho_v E_v}{\alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v}, \quad (10)$$

这里每一相的 E 是基于该相的比热和共享温度. 其中, 属性 ρ 和 k_{eff} (有效热传导) 是被各相共享

的, S_h 为源项.

1.3 UDF 程序

UDF (user define function) 程序即用户自定义程序主要对相变的发生加入质量源项, 根据蒸发和凝结过程确定能量方程的源项. UDF 程序中所涉及的气液两相相互转化关系如下:

当 $T \geq T_{\text{sat}}$ 时,

$$m_{l \rightarrow v} = \text{coeff}^* \alpha_l \rho_l \frac{(T - T_{\text{sat}})}{T_{\text{sat}}}; \quad (11)$$

当 $T < T_{\text{sat}}$ 时,

$$m_{l \rightarrow v} = \text{coeff}^* \alpha_v \rho_v \frac{(T - T_{\text{sat}})}{T_{\text{sat}}}, \quad (12)$$

T 为系统温度; T_{sat} 为饱和温度; coeff 为蒸发冷凝系数, 由实验条件确定^[22].

$$\text{coeff} = \frac{6}{d} \beta \sqrt{\frac{M}{2pRT_{\text{sat}}}} L \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \right), \quad (13)$$

D 为气泡直径; P 为压力; L 为潜热 (J/kg); R 为通用气体常数; β 为调节系数, 表示气体分子进入或者依附于液体表面的部分, 达到平衡时为 1.0.

1.4 求解设置

计算中定义气相为主相, 水为第二相, 采用 Geo-Reconstruct 方法; 为提高解的收敛性, 打开 Body Force Formulation 选项. 选择 Specified Operating Density, 并在 Operating Density 下设定气相密度. 压力差值采用 Body Force Weighted 方法, 速度压力耦合采用 SIMPLE 方法.

在 fluent 中, 用 courant number (时间步长和空间步长的相对关系) 调节计算的稳定性与收敛性. 根据文中网格的划分情况, 最小网格为边长 10^{-6} m, 选取时间步长 10^{-6} s, 在保证收敛速度的稳定性和精确性, 选取柯朗数为 0.25.

2 结果与分析

三维模拟微尺度下气泡的生长过程, 工质为水, T_{sat} 为 373.15 K, 表面张力系数 σ 为 0.058 9 kg/s²; 底部加热器的材质为 P_t , 其物性参数为 $\lambda = 71.4$ W/(m·°C); $C_p = 133$ J/(kg·°C); $\rho = 21460$ kg/m³. 加热面的热流密度为 15 MW/m², 加热持续时间为 10 ms.

在一定的热流密度下, 加热器表面的温度不断升高, 但是整个计算区域的温度大部分保持在 300 K, 微型加热器附近气相的生成速度大于液相的冷凝速度, 表现为气泡不断长大, 如图 2 所示.

10 ms 后停止加热,在很短的时间内加热器表面的温度迅速下降,温度梯度的大小已不能支持气相的产生;在开始的一段时间里,气泡急剧萎缩,但是气泡并没有破裂;一段时间后,大约在 14 ms 后,气泡萎缩变慢,17 ms 后萎缩得更加缓慢.如图 2 和图 3 所示,(a)为模拟结果,(b)实验结果,2 图都很好地诠释了这一现象,即模拟现象与我们的实验现象相一致.图 4 描述了相同条件下实验结果与数值模拟的气泡生长过程中,直径随时间变化的关系图.由图 4 可看出,数值模拟与实验情况下气泡的生长过程是一致的,二者也存在差

别,相差最大处约为 50%,在 18 ms 左右实验结果与数值模拟的结果就相差很小了.气泡萎缩的过程中其相界面也不如生长时平滑,出现部分塌陷.数值模拟与实验结果存在差别的原因有很多,主要是实验条件下受很多外界因素的干扰,数值模拟过程中,对一些参数设置的理想化,以至于不能做到数值模拟与实验的条件和环境完全一致;另外还有读数、相界面的确定等因素.但这些因素并不妨碍我们通过数值模拟,对微尺度下气泡的生长过程进行预测.

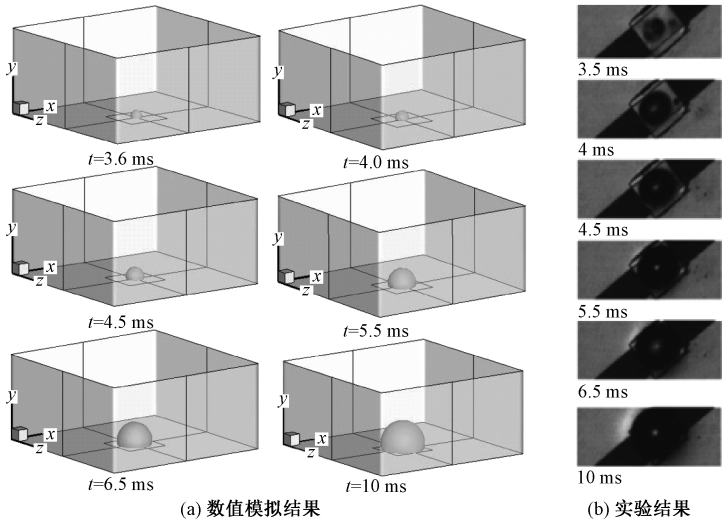


图 2 加热过程中不同时刻下气泡生长图
Fig.2 3D simulation of bubble growth

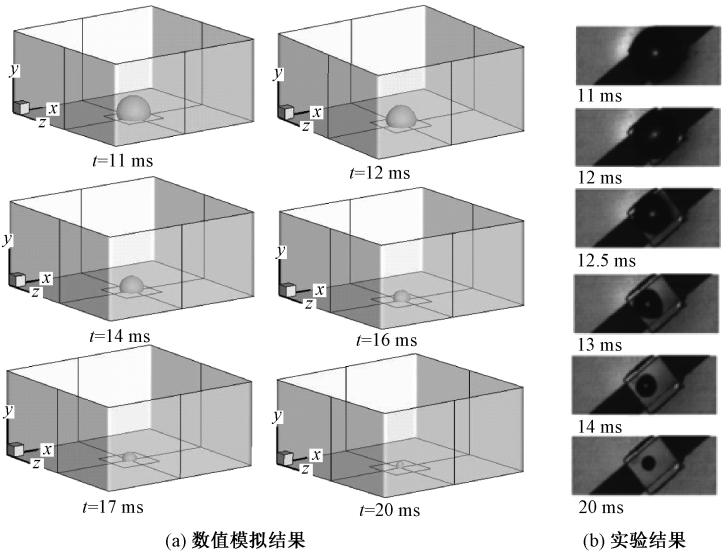


图 3 停止加热后不同时刻下气泡生长图
Fig.3 3D simulation of bubble collapse

Asai^[1]认为关于高热流脉冲下气泡行为,当热流密度 $q < 20 \text{ MW/m}^2$ 时,气泡呈球状生长;当 $q > 20 \text{ MW/m}^2$ 时,大量的小气泡成核,并结合在一起形成气泡膜. 鉴于本文的热流密度为 15 MW/m^2 ,球状的气泡能很好地生长,这与 Asai 气泡生长理论是一致的.

图 5 描述了不同时刻 $x = 0.000 5 \text{ m}$, y - z 平面的温度分布. 由图 5 可知,气泡的主核心区的温度梯度较大,气泡以外的温度较低. 由于接触角的原因,气泡与加热器接触的地方温度梯度很大,温度较高,密度变小,上层的低温水向下流动,特别是在气泡与加热器接触的地方. 水的流动也带动了

底面非加热区温度的升高,在整个计算区域内形成流动的小漩涡,这点从图 6 的速度矢量图也可

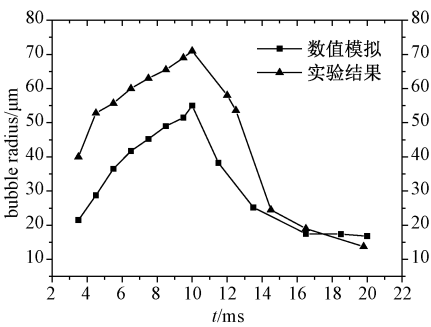


图 4 不同时刻气泡直径

Fig. 4 Bubble diameters at different moments

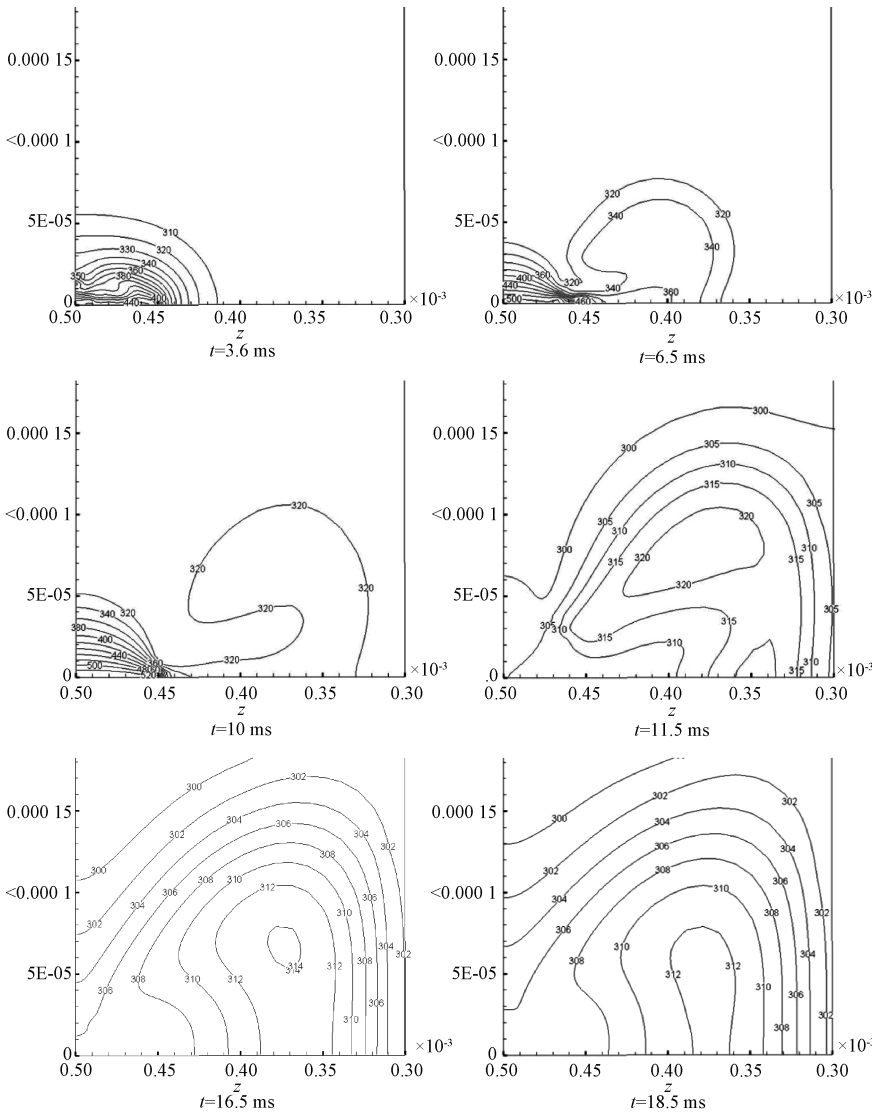


图 5 不同时刻 $x = 0.000 5 \text{ m}$ 处 y - z 平面温度分布图

Fig. 5 Temperature contour plots taken at a y - z plane with $x = 0.000 5 \text{ m}$

体现. 停止加热后, 气泡急剧萎缩, 气泡冷凝需要吸收大量热量, 加热器表面的温度急剧下降, 加热面附近的温度低于周围液体的温度. 但是总的来

说, 整个计算区域的温度变得均衡, 不像加热阶段, 存在那么大的温度梯度.

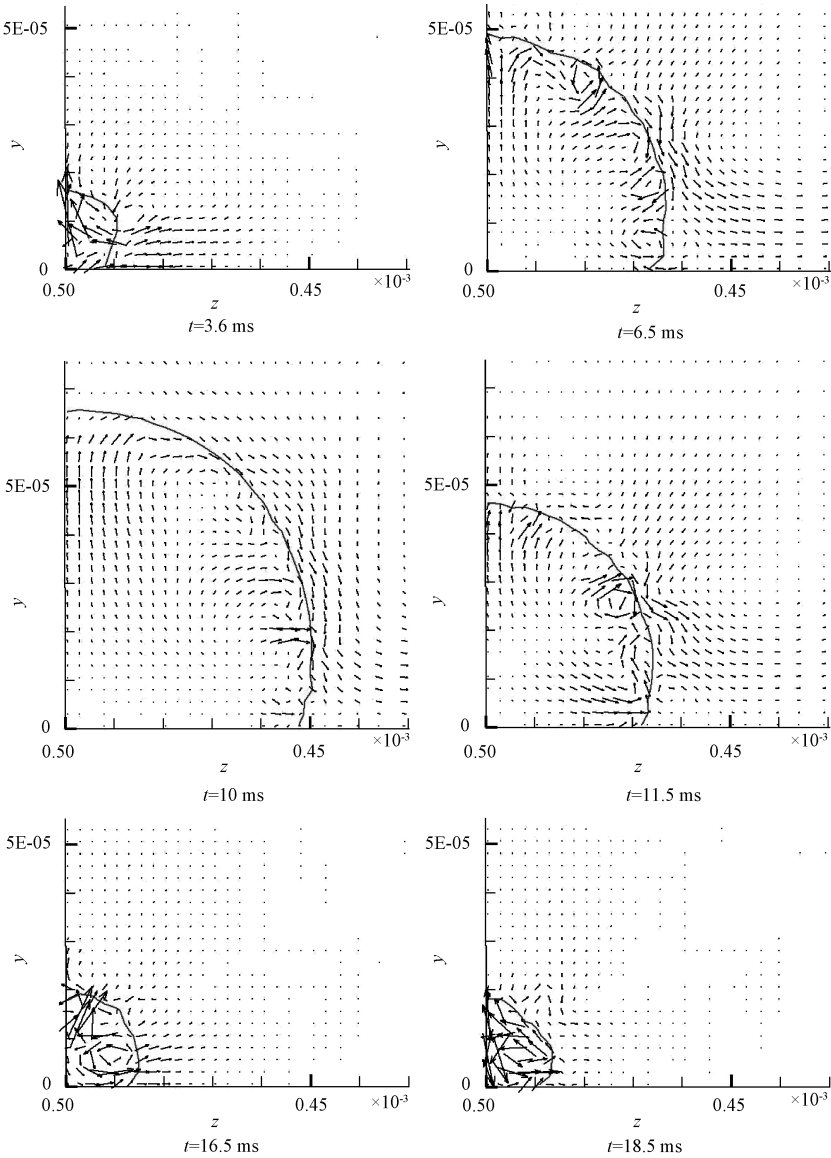


图 6 不同时刻 $x = 0.000\ 5\ \text{m}$ 处 y - z 平面的速度矢量分布图 (图中 y 和 z 轴的单位均为 m)
Fig. 6 Velocity vector fields in the liquid taken at a y - z plane with $x = 0.000\ 5\ \text{m}$

图 6 描述不同时刻 $x = 0.000\ 5\ \text{m}$, y - z 平面的速度矢量分布, 图中细线代表的是相界面. 由于是过冷沸腾, 在相界面上同时存在着蒸发与冷凝. 由图 6 可以看出, 在相界面处, 不是全部水汽的速度指向液相, 而是有的指向气相有的指向液相; 在 $t = 6.5\ \text{ms}$ 之前, 指向气相的远远大于指向液相的, 即蒸发速率远大于冷凝速率, 气泡快速变大; 在 $t = 6.5 \sim 10\ \text{ms}$ 时间内, 由于气泡不断生长其体积变大, 气泡表面积增大, 冷凝速率变大, 蒸发

速率基本不变, 表现为气泡生长变慢. 从图 5 中气泡半径的变化曲线也可看出, $t = 6.5\ \text{ms}$ 之前气泡半径的变化曲线斜率要大于 $t = 6.5 \sim 10\ \text{ms}$ 时间段, 这也说明气泡的生长速度逐渐变慢.

3 结论

文章对脉冲加热下气泡的生长过程进行了三维数值模拟, 模拟结果显示, 气泡的生长过程是蒸发和凝结动态综合作用的结果: 在生长初期, 蒸发

率远大于凝结率,气泡的生长速度较快;在生长后期,由于气泡表面积增大,凝结率也随着增大,而蒸发率基本维持不变,气泡的生长速率变慢.特别是在停止加热后,由于热惯性,气泡维持短时间的生长后开始萎缩.与实验结果对比发现,数值模拟气泡的生长过程与实验结果有很好的一致性,但是在同一条件下同一时刻气泡的半径相差最大约有 50%. 气泡半径相差的原因有很多,主要是实验条件下受很多外界因素的干扰,数值模拟过程中对一些参数设置的理想化,以至于不能做到数值模拟与实验的条件和环境完全一致;另外还有读数、相界面的确定等因素.但这些因素并不妨碍我们通过数值模拟,对微尺度下气泡的生长过程进行预测.文章还分析了气泡周围的温度分布和速度矢量分布,这对理解微尺度下气泡生长过程中动态行为,都有很好的帮助.

参考文献

- [1] Asai A. Bubble dynamics in boiling under high heat flux pulse heating [J]. ASME J Heat Transfer, 1991, 113: 973-979.
- [2] Plesset M S, Zwick S A. The growth of vapor bubbles in superheated liquids [J]. Journal of Applied Physics, 1954, 125(4):493-500.
- [3] Gong S, Cheng P. A lattice Boltzmann method for simulation of liquid-vapor phase-change heat transfer [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55: 4 923-4 927.
- [4] Gong S, Cheng P. Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice Boltzmann model for phase transitions and multiphase flows [J]. Computers & Fluids, 2012, 53:93-104.
- [6] Iida Y, Okuyama K, Sakurai K. Boiling nucleation on a very small film heater subjected to extremely rapid heating [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1994, 37 (17):2 771-2 780.
- [7] Yin Z, Prosperetti A, Kim J. Bubble growth on an impulsively powered micro-heater [J]. Int J Heat Mass Transfer, 2004, 47:1 053-1 067.
- [8] Deng P G, Lee Y K, Cheng P. The growth and collapse of a micro-bubble under pulse heating [J]. Int J Heat Mass Transfer, 2003, 46:4 041-4 050.
- [9] Li J, Peterson G P. Microscale heter-ogeneous boiling on smooth surface from bubble nucleation to bubble dynamics [J]. Int J Heat Mass Transfer, 2005, 48:4 316-4 332.
- [10] Li J, Peterson, Cheng P. Dynamic characteristics of transient boiling on a square platinum micro-heater under millisecond pulsed heating [J]. Int J Heat and Mass Transfer, 2008, 51:273-282.
- [11] Xu J L, Zhang W. Effect of pulse heating parameters on the microscale bubble dynamics at a micro-heater surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51: 389-396.
- [12] Yushik H, Ashgriz N, Andrews J, et al. Experimental study of bubble dynamics on a micro heater induced by pulse heating[J]. Journal of Heat Transfer, 2004, 126:259-271.
- [13] Yushik H, Ashgriz N, Andrews J, et al. Numerical simulation of growth and collapse of a bubble induced by a pulsed micro-heater [J]. Journal of Microelectromechanical Systems, 2004, 13:857-869.
- [14] Yasuo O S E, Kunugl T. Numerical study on subcooled pool boiling [J]. Nuclear Science and Technology, 2011, 2:125-129.
- [15] Welch S W J. Direct simulation of vapor bubble growth [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1998, 41(12):1655-1666.
- [16] Son G, Dhir V K, Ramanujapu N. Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 1999, 121:623-631.
- [17] Son G, Dhir V K. Numerical simulation of nucleate boiling on a horizontal surface at high heat fluxes [J]. Int J Heat Mass Tran, 2008, 51:2 566-2 582.
- [18] Mukherjee A, Satish G K. Numerical study of single bubbles with dynamic contact angle during nucleate pool boiling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007, 50: 127-138.
- [19] 常威, 张树生, 程林, 等. 竖直矩形细通道内的水沸腾换热特性 [J]. 中南大学学报, 2012, 43(2):743-748.
- [20] Li J. A compound thermodynamic model for transient bubble growth in microscale [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 65:739-749.
- [21] Brackbill, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface Tension [J]. J Computational Physics, 1992, 100: 335-354.
- [22] 徐济鋈, 贾斗南. 沸腾传热和气液两相流 [M]. 北京:原子能出版社, 2001.