科学通报 2010 年 第 55 卷 第 22 期：2252 ~ 2256
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

无重力条件下毛细相变回路中界面的稳定性研究

涂正凯[①②], 刘伟[③*], 刘志春[③], 黄晓明[③]

① 武汉理工大学材料复合新技术国家重点实验室, 武汉 430070;
② 燃料电池湖北省重点实验室, 武汉 430070;
③ 华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074
* 联系人, E-mail: w_liu@hust.edu.cn

2009-09-04 收稿, 2010-05-05 接受
国家自然科学基金(50876035, 50906026)和中国博士后基金(20100471166)资助项目

摘要 通过建立毛细管内相变液柱的 Lucas-Washburn 方程, 获得了相变毛细管中流体上升高度与毛细管半径以及热流密度的关系式, 同时利用小扰动理论通过对界面高度衰减的变化来分析研究相变界面的稳定性. 导出的影响界面稳定性因素和提高系统稳定性的方法, 对毛细泵流体回路(CPL)、回路热管(LHP)中毛细界面的稳定性研究提供了一定的理论依据.

关键词
毛细管
相变界面
Lucas-Washburn 方程
稳定性
无重力

毛细相变流体回路是一种利用工质相变的传热装置, 由于其具有良好的控温性能, 已被广泛应用于卫星等航天器的热控系统. 然而, 由于实际系统运行过程中, 当蒸发段的热流过大时, 毛细界面甚至会穿透毛细芯, 从而导致毛细芯内的液体干涸, 使系统发生崩溃; 冷凝器内的汽液冷凝相变界面往往会随着冷凝热流的不均匀性以及压力的变化而上下移动, 甚至影响系统的温度波动, 因此, 蒸发冷凝相变界面的稳定性研究显得十分重要[1]. 目前, 国内外学者对毛细相变界面的研究[2,3]主要是通过相平衡理论来研究界面的热力学行为, 很少考虑毛细提升高度对系统抽吸力和系统稳定性的影响. 而一些实验研究主要是在重力条件下进行[4~6], 本文主要根据 Lucas-Washburn 方程, 根据毛细提升高度的变化来判定汽液界面的位置, 导出影响汽液界面稳定性的主要因素和提高系统稳定性的方法.

1 数学模型

Lucas[7]和 Washburn[8]根据提升液体的宏观运动, 建立提升液体的力平衡方程. 在方程中他们考虑了毛细力、重力、黏性力和惯性等, 见图 1. 图中重力项 $F_g=\rho g\pi r^2 s$, 毛细力 $F_c=2\pi r\sigma$, 黏性力 $F_v=8\pi\mu su$, F_a 和 F_b 分别为液柱上下表面的绝对压力, 根据 Lucas-Washburn 动量方程有

$$F_c\cos\theta+F_a-F_b-F_g\cos\beta-F_v=\frac{\mathrm{d}(mu)}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}(\rho\pi r^2 s\mu)}{\mathrm{d}t}, \tag{1}$$

式中, θ为液体接触角, u 为液柱中液体运动的速度, ρ 为液体的密度, μ为液体的动力学黏性系数. 整理(1)式, 并考虑相变产生的蒸汽反作用力对界面毛细行为的影响[9]有:

$$\frac{2\sigma\cos\theta}{r}-\rho gs\cos\beta-\Delta p-\frac{\dot{m}^2}{\rho_v}-\frac{8\mu}{r^2}su=\frac{\rho\mathrm{d}(su)}{\mathrm{d}t}, \tag{2}$$

式中, σ为表面张力系数, $\Delta p=\dfrac{F_b-F_a}{\pi r^2}$ 为液柱两端的压差, $\dot{m}$ 为流体的质量流量.

界面的连续性方程:

$$\rho\left(u-\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)=\rho_v\left(u_v-\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)=\dot{m}, \tag{3}$$

英文版见: Tu Z K, Liu W, Liu Z C, et al. Interface stability in a capillary loop undergoing phase changes in non-gravitational conditions. Chinese Sci Bull, 2010, 55, doi: 10.1007/s11434-010-4068-5

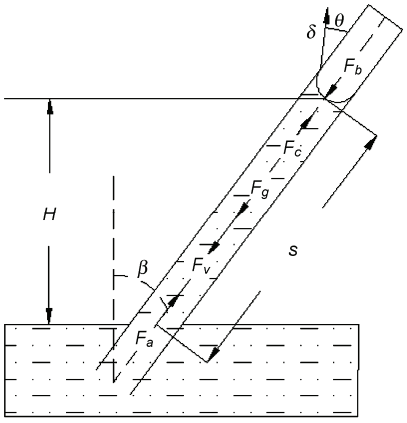

图 1　毛细管内液柱的作用力示意图

式中，v 代表蒸汽，$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}$是界面运动的速度，也即是液柱整体运动的瞬时速度，由(3)式可得:

$$u=\frac{\dot{m}}{\rho}+\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}. \tag{4}$$

将(4)式代入(2)式得到[10]:

$$\frac{2\sigma\cos\theta}{r}-\rho gs\cos\beta-\Delta p-\frac{\dot{m}^2}{\rho_v}-\frac{8\mu\dot{m}}{r^2\rho}s$$
$$-\frac{8\mu}{r^2}s\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}=\frac{\rho}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}\left(s\frac{\dot{m}}{\rho}+s\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right). \tag{5}$$

若液体完全润湿(θ=0)，系统无重力，且达到稳定时，上式可写成:

$$\frac{2\sigma}{r}-\Delta p-\frac{\dot{m}^2}{\rho_v}-\frac{8\mu\dot{m}}{r^2\rho}s=0, \tag{6}$$

(6)式说明，毛细力不仅要克服系统的压差和蒸汽反冲力，还要克服由于流体的黏性引起的黏性力．发生相变时，$\dot{m}=\frac{q}{h_{fg}}$，其中 h_{fg} 为工作流体的相变潜热.

2　界面稳定性分析

为了简化推导，我们把蒸发器的毛细芯和冷凝器圆管视为等半径、平行分布的小圆柱，毛细管内的流动看作是一维的流动，系统的简化示意图如图 2. 其中，蒸发器的毛细芯的厚度为 H，毛细提升高度为 s，毛细管的半径为 r；冷凝器回路长度为 H_c，半径为 R.

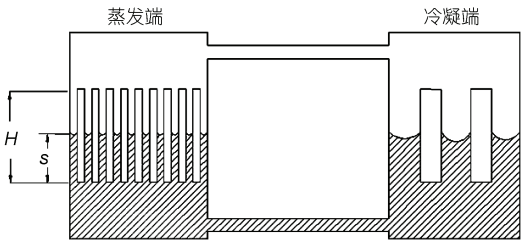

图 2　毛细相变回路示意简图

2.1　蒸发界面的稳定性分析

回路中由于毛细液柱上下压差 Δp 的存在，毛细弯液面将自动调整毛细半径以实现系统的正常运行；而实际系统中，为了提高系统性能，毛细芯多采用烧结芯，其最小毛细半径数量级已达到 10^{-6} m，此时蒸汽反冲力的影响可以忽略，在无重力条件下，(5)式可写为

$$\frac{2\sigma}{r_e}-\Delta p-\frac{8\mu\dot{m}}{r^2\rho}s-\frac{8\mu}{r^2}s\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}=\frac{\rho}{\mathrm{d}t}d\left(s\frac{\dot{m}}{\rho}+s\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right), \tag{7}$$

式中，$\Delta p=p_v-p_l$，p_v 和 p_l 分别为液柱上下两端的蒸汽压力和液体压力.

当系统稳定时，s=H[11]. 若系统发生了一个小扰动，则

$$s=H+\varepsilon H,\quad (0<|\varepsilon|<<1). \tag{8}$$

当发生不同程度的扰动时，ε值不同，汽液相变界面的位置也随之改变. 将(8)式代入(7)式，且根据 Ramon 的模型[10]有：

$$\varepsilon''(t)+\left(a+\varepsilon'(t)\right)\varepsilon'(t)+b\varepsilon(t)=0, \tag{9}$$

其中，$a=\frac{u_0}{H}+\frac{8\mu}{\rho r^2}$，$b=\frac{u_0}{H}\frac{8\mu}{\rho r^2}$，$u_0$ 是稳定时液体的流动速度. 初始条件为 $\varepsilon(0)=\varepsilon_0,\varepsilon'(0)=0$，$\varepsilon_0 H$ 为开始所给小扰动偏离平衡位置的距离. 工质为甲醇，其物性参数见表 1.

图 3 给出了不同热流密度下的小扰动随时间衰减变化曲线. 从图中可以看出，热流密度越大，小扰动衰减到接近平衡位置的时间越短，因此，热流密度越

表 1　甲醇在 37℃时的物性[12]

	ρ_l/kg·m^{-3}	ρ_v/kg·m^{-3}	μ/kg·s^{-1}m^{-1}	σ/N·m^{-1}	h_{fg}/J·kg^{-1}
甲醇	7.78×10^2	0.48	4.8×10^{-4}	2.11×10^{-2}	1.14×10^6

大, 扰动恢复到平衡位置的能力越强, 稳定性越高. 而实际运行过程中, 随着热流密度的增大, 汽液蒸发相变界面往往会向毛细芯内部移动, 而且, 当蒸发段的热流过大时, 毛细界面甚至会穿透毛细芯, 从而导致毛细芯内的液体干涸, 使系统发生崩溃. 其主要原因是热流密度过大时, 蒸发器内产生大量气泡, 阻塞了毛细孔, 使液体在毛细芯中不能连续有效地流动.

图 4 给出了不同毛细芯厚度下的小扰动随时间衰减变化曲线. 从图中可以看出, 毛细芯厚度越小, 小扰动衰减到接近平衡位置的时间越短, 因此, 在保证毛细抽力足够的前提下, 可适当减小毛细芯的厚度, 以提高系统的抗扰动能力. 而实际运行过程中, 当蒸发段的热流过大时, 由于毛细芯的高导热率, 可能导致热流通过毛细芯加热毛细芯底部的液体, 使之汽化, 产生气泡, 阻塞毛细孔, 因此, 实际系统中因保持适当的毛细芯厚度.

图 5 给出了不同毛细半径下小扰动的衰减随时间变化曲线. 从图中可以看出, 在保证毛细抽力的前提下, 毛细半径的变化对系统恢复到平衡位置的能力的影响几乎不大. 因此, 为了提高系统的运行性能, 常常选择毛细半径较小的材料, 如烧结镍芯等.

图 6 给出了式(9)中 $\varepsilon'(t)$ (界面的运动速率)与时间 t 的变化曲线. 从图中可以看出, 在给定小扰动的情况下, 界面回复的速度较为缓慢, 经过 3 min 左右接近平衡位置, 因此, 从另一方面来说界面有较高的稳定性. 同时, 可以看出 $\varepsilon'(t) << a$, 因此式(9)可变为

$$\varepsilon''(t)+a\varepsilon'(t)+b\varepsilon(t)=0. \tag{10}$$

式(10)退化成标准的阻尼振动方程, $\Delta=a^2-4b>0$, 且 $a>b>0$, 故而式(10)是一个具有强阻尼的过阻尼方程, 对于任一扰动, 它将迅速恢复到平衡位置, 因

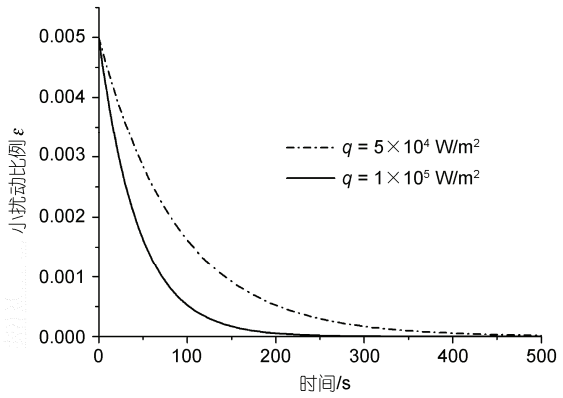

图 3 不同热流下小扰动的衰减随时间变化曲线

H=5×10^{-3} m

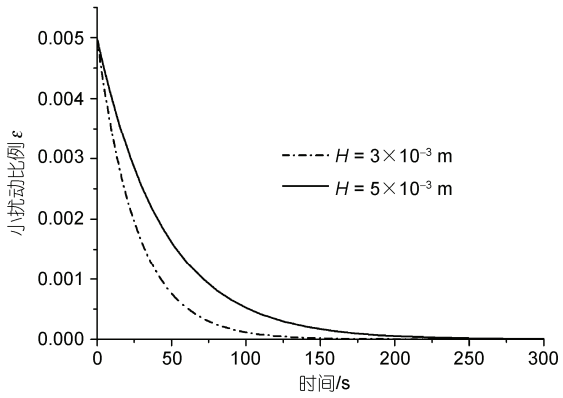

图 4 不同毛细芯厚度下小扰动的衰减随时间变化曲线

q=1×10^5 W/m^2

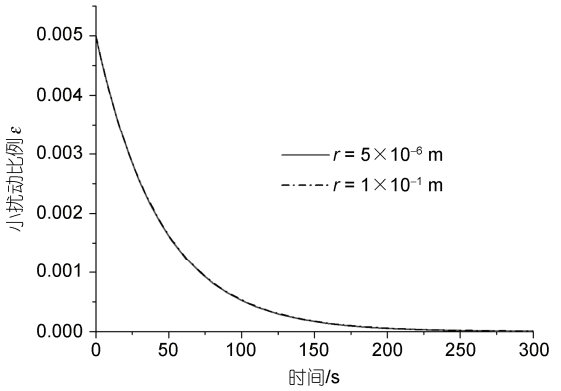

图 5 不同毛细半径下小扰动的衰减随时间变化曲线

H=5× 10^{-3} m, q=1×10^5 W/m^2

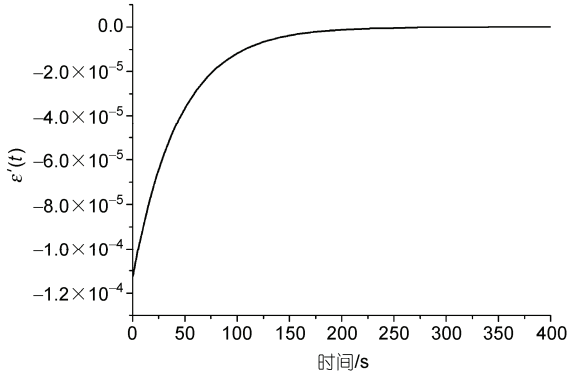

图 6 蒸发界面 $\varepsilon'(t)$ (界面的运动速率)与时间 t 的变化曲线

H=5×10^{-3} m, q=1×10^5 W/m^2, r=5×10^{-6} m

此蒸发相变界面具有较高的稳定性.

2.2 冷凝界面的稳定性分析

对于冷凝界面, 式(9)中 $a=\frac{u_0}{H_c}+\frac{8\mu}{\rho R^2}$, $b=\frac{u_0}{H_c}\frac{8\mu}{\rho R^2}$, 由于冷凝热流与规定方向相反, 因此稳定时液体的流动速度 u_0<0. 冷凝管道半径 R=1×10^{-3} m, 冷凝段长度取 H_c=0.3 m, 冷凝界面的热流密度用系统的加热热流 Q 来体现.

图 7 给出了热流 Q=5 W 和 Q=20 W 时, 相同正负小扰动比例 $\varepsilon(0)$=0.005 的变化曲线. 从图中可以看出, 对于给定的正负小扰动, 都不会恢复到平衡位置, 而是随着时间的增大不断增大, 而且热流越大, 增大的幅度越大. 小扰动在冷凝界面被放大, 对于负扰动, 当其有增大的趋势时, 而液体又不可压缩, 因此, 这种力又反作用于界面, 阻止扰动的扩大, 这种抑制作用使得界面有很大的不稳定性. 同理, 对于蒸汽侧的小扰动, 在其扰动扩大时, 反冲力可能抑制这种趋势[10], 从而也造成了较大的不稳定度.

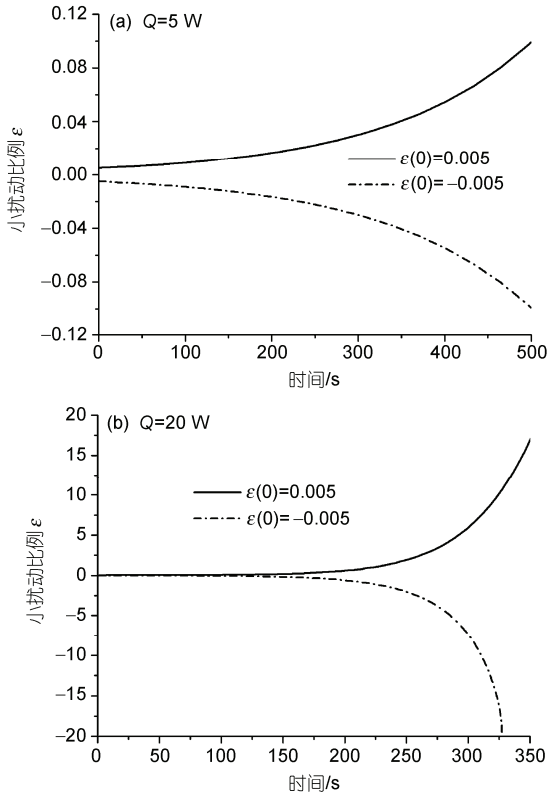

图 7 不同热流下小扰动的变化曲线

图 8 给出了不同冷凝长度下小扰动随时间的变化曲线. 从图中可以看出, 冷凝长度越小, 界面的不稳定性越强, 冷凝长度增加一倍, 扰动幅度将下降数十倍, 因此, 增加冷凝长度有利于减小界面的不稳定度. 但是另一方面, 增加冷凝长度会增加系统的流动阻力, 由于冷凝长度每增加一倍, 流动阻力也将增加一倍, 而此时的界面扰动幅度将下降数十倍, 故而在实际系统的设计过程中, 应选择适当减小冷凝器的冷凝长度以减小界面的不稳定性.

图 9 给出了冷凝界面的 $\varepsilon'(t)$ (界面的运动速度)与时间 t 的变化曲线. 从图中可以看出, 界面的速度大小都随着时间的增加而不断增大, 而且增大的幅度越来越大. 此时 $\varepsilon'(t)$ 相对于 a 已经不能在忽略, 对于式(9), 只要 b>0, $\varepsilon'(t)$ 相对于 a 就能够忽略, 扰动的变化曲线都是随时间的不断增加逐渐恢复到平衡位

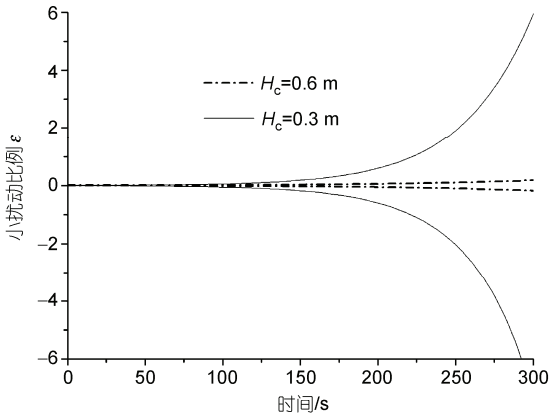

图 8 不同冷凝长度下的小扰动随时间变化曲线(Q=20 W)

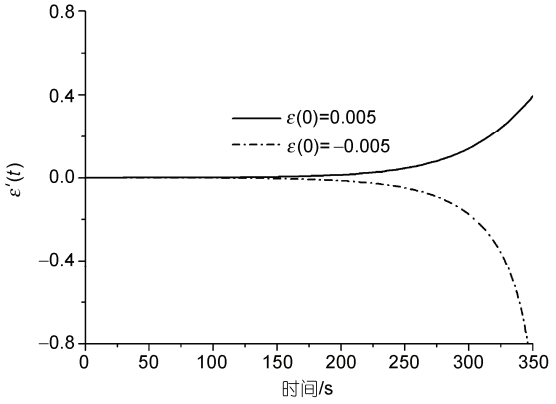

图 9 冷凝界面 $\varepsilon'(t)$ (界面的运动速度)与时间 t 的变化曲线

R=1×10^{-3} m, Q=20 W

置, 冷凝界面的不稳定性主要是由于 $b<0$ 造成的. 冷凝热流越大, 不稳定性越强.

3 结论

本文通过建立毛细管内相变液柱的 Lucas-Washburn 方程, 并利用小扰动理论通过对界面高度衰减的变化来分析研究毛细相变回路中蒸发、冷凝界面的稳定性. 研究表明:

(1) 蒸发界面具有较好的稳定性, 热流密度越大, 稳定越强, 但可能在多孔芯底部产生气泡, 阻塞毛细孔, 导致系统崩溃.

(2) 冷凝界面对小扰动有放大作用, 具有较大的不稳定度. 冷凝长度越短, 界面稳定性越差; 系统加热热流越大, 界面不稳定性越强.

参考文献

1 Bazzo E, Riehl R R. Operation characteristics of a small-scale capillary pumped loop. Appl Therm Eng, 2003, 23: 687—705
2 Zhang J T, Wang B X. Effect of capillarity at liquid-vapor interface on phase change without surfactant. Int J Heat Mass Tran, 2002, 44: 2689—2694
3 童均耕, 吴孟余, 王平阳. 高等工程热力学. 北京: 科学出版社, 2006
4 Vershinin S V, Maydanik Y F. Investigation of pulsations of the operating temperature in a miniature loop heat pipe. Int J Heat Mass Tran, 2007, 50: 5232—5240
5 Singh R, Akbarzadeh A, Mochizuki M. Operational characteristics of a miniature loop heat pipe with flat evaporator. Int J Therm Sci, 2008, 47: 1504—1515
6 Chen Y M, Groll M, Mertz R, et al. Steady-state and transient performance of a miniature loop heat pipe. Int J Therm Sci, 2006, 45: 1084—1090
7 Lucas R. Ueber das zeitgesetz des kapillaren aufstiegs von flussigkeiten. Kolloid-Z, 1918, 23: 15—22
8 Washburn E W. The dynamics of capillary flow. Phys Rev, 1921, 17: 273—283
9 Hickman K. Torpid phenomena and pump oils. J Vac Sci Tech, 1972, 9: 960—978
10 Ramon G, Oronb A. Capillary rise of a meniscus with phase change. J Colloid Interf Sci, 2008, 327: 145—151
11 涂正凯, 刘伟, 黄素逸, 等. 无重力条件下毛细相变流体回路的稳定性研究. 自然科学进展, 2009, 19: 1380—1385
12 李亭寒, 华诚生, 郭舜, 等. 热管设计与应用. 北京: 化学工业出版社, 1987. 331—340