0254-6124/2023/43(5)-0890-09 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

HUO Xiaozhi, WANG Qing, GU Junping, WANG Zhantao, YU Qiang, WANG Qinggong. Effects of Gravity Level and Tilt Angle on Oscillation of Capillary Rise (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2023, **43**(5): 890–898. DOI:10.11728/cjss2023.05.2023-05-yg09

≫微重力科学与技术前沿进展

不同重力环境和倾斜角度对毛细管内界面振荡行为的影响*

霍晓智[1,2,3] 王 晴[1,2] 顾君苹[3]
王战涛[4] 于 强[1] 王庆功[3]

1(中国科学院国家空间科学中心 北京 100190)

2(中国科学院大学计算机科学与技术学院 北京 100049)

3(中国空间技术研究院 钱学森空间技术实验室 北京 100094)

4(中山职业技术学院 机电工程学院 中山 528400)

摘 要 毛细现象与界面动态演化在航天器工程及空间流体管理中具有重要作用。在常重力条件下已发现毛细管内会产生界面振荡现象，该现象主要与毛细尺度、流体物性和壁面润湿性等因素相关。然而在空间应用过程中，毛细界面运动受到倾斜角度和重力环境变化的影响，其常规振荡行为会发生改变。针对这一问题，建立了毛细管内界面演化过程的理论模型，同时开展了数值模拟研究，获得不同重力条件及倾斜角度对毛细管内界面振荡行为的影响规律和可视化结果。研究表明，毛细管内界面振荡行为由 Ohnesorge 数（Oh）和 Bond 数（Bo）的比值决定。随着重力加速度增大，Oh/Bo 变小，振荡现象加剧。毛细管倾斜后，界面振荡行为受到沿毛细管方向重力分量的影响，毛细振荡效应随倾斜角度的增加而弱化。

关键词 变重力，倾斜毛细管，界面振荡，理论模型，数值模拟

中图分类号 V524

Effects of Gravity Level and Tilt Angle on Oscillation of Capillary Rise

HUO Xiaozhi[1,2,3] WANG Qing[1,2] GU Junping[3]
WANG Zhantao[4] YU Qiang[1] WANG Qinggong[3]

1(*National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

* 国家自然科学基金面上项目资助（12072359）

2023-07-30 收到原稿，2023-09-01 收到修定稿

E-mail：xiaozhistar@163.com. 通信作者 王庆功，E-mail：wangqinggong.2011@tsinghua.org.cn

©The Author(s) 2023. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

2(*School of Computer Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049)

3(*Qian Xuesen Laboratory of Space Technology, China Academy of Space Technology, Beijing* 100094)

4(*School of Mechanical & Electronic Engineering, Zhongshan Polytechnic, Zhongshan* 528400)

Abstract The dynamic evolution of interface in capillary plays an important role in spacecraft engineering and space fluid management. The process of interfacial oscillation in capillary has been well observed on the ground, which is related to factors such as capillary size, fluid properties and the wall's wettability. However, in practical applications in space, the capillary rise and oscillation of the interface will be affected by the tilt angle of the capillary tube and gravity level. For this reason, the process of the interface oscillation in a capillary tube is investigated in this work considering the effects of gravity level and the tilt angle of the tube. A mathematical model is built and numerical simulation is performed to obtain adequate details of the interface oscillation. It is shown that the oscillation feature of the capillary interface is determined by the ratio of Ohnesorge number (Oh) to Bond number (Bo). The Oh/Bo value decreases with gravitational acceleration level, which enhances the oscillation strength. When the capillary tube is tilted, the interface's oscillation is affected by the component of gravity force along the capillary direction. As the tilt angle increases, the capillary oscillation phenomenon is weakened.

Key words Variable gravity, Tilted capillary, Oscillation, Theoretical model, Numerical simulation

0 引言

毛细现象对人类生活及空间活动均有重要的意义。在微重力条件下,由于重力的缺失,毛细力占主导地位,由毛细力驱动的流体分布是空间热控、流体管理的关键基础[1–3]。毛细结构内的流体动力学行为受毛细尺度、流体物性、壁面润湿性、毛细管倾斜角度等因素的影响[4–7],在重力变化时会诱导界面发生振荡现象,毛细结构内两相界面的运动过程较为复杂。

20 世纪初,Lucas-Washburn 方程(L-W 方程)的提出从理论上建立了重力条件下毛细管内界面上升的规律,并证明了毛细界面上升前期高度h与时间t的关系($h^2 \sim t$)。然而,L-W 方程忽略了惯性对毛细动力学的影响。针对这一问题,Bosanquet[8] 将液柱的动量变化加入 L-W 方程中,Szekely 等[9]、Levine 等[10] 从进入毛细管口流体的能量入手修正方程,从而更加准确地描述了毛细管内界面运动演变规律。Quere[11] 通过实验观察到毛细管内界面的振荡过程,Wang 等[5] 通过理论分析研究了毛细管内界面振荡机理。

随着研究的不断深入,对常规毛细现象已经有较清楚的认识。然而,在空间微重力环境下,毛细管内的界面爬升过程有所变化。随着重力的消失,界面振荡行为也随之消失。Dreyer 等[12]、Stange 等[13] 在落塔中进行了微重力环境不同尺度的毛细实验,提出毛细界面运动可分为三个阶段:初始阶段以毛细力为驱动力,第二阶段以入口处流体流动引起的对流力为主导力,在第三阶段,管间摩擦力对毛细运动的影响较大。Wang 等[2] 研究了微重力环境毛细管尺度对毛细驱动行为的影响,发现随着毛细管尺寸的增加,毛细界面运动进入最后一个阶段的时间也随之增加。此外,Xu 等[14]、Chen 等[15,16] 研究了不同形状毛细管对毛细管内界面爬升动力学的影响。

在空间及地面应用中,毛细管并非一直处于与重力加速度垂直的方向。由于毛细管的倾斜或重力环境的变化,毛细管内的界面过程会受到进一步影响。Gao 等[7] 通过实验研究了倾斜角度对毛细管液柱上升高度的影响,所得实验结果与 L-W 方程存在明显差异。Tian 等[17] 和 Barroso 等[18] 通过理论建模的方式研究了 Taylor-Hauksbee Cell 倾斜时的毛细上升问题,证明了高度与时间遵循 $h \sim t^{1/3}$ 的规律。

目前,对于非常重力环境和倾斜毛细管内的界面振荡现象理论分析仍不充分。为解析这一问题,本文

建立了倾斜毛细管内界面变化过程的理论模型，分析了毛细界面振荡的动力学效应。同时针对毛细管建立数值计算模型，开展了模拟研究，获得了可视化结果。将理论分析、数值模拟结果和现有实验结果进行对比，证明了两类模型的可靠性，同时详细分析了不同重力环境和倾斜角度对毛细管界面上升及振荡行为的影响规律。

1 理论模型

1.1 倾斜毛细管内界面位置随时间的演化规律

如图 1 所示，毛细现象是液体依靠毛细力作用在毛细管内自动爬升的过程。依据能量平衡原理，毛细上升和/或下降的动态过程不仅与表面能($\dot{E}_\mathrm{s}$)、动能($\dot{E}_\mathrm{k}$)、重力势能($\dot{E}_\mathrm{g}$)、净输入能($\dot{E}_\mathrm{in}$)、黏性能的耗散($\dot{E}_\mathrm{v}$)有关，还与入口/出口处压力损失($\dot{E}_\mathrm{e}$)的瞬态变化有关[5]。因此，能量守恒定律遵循以下公式：

$$\dot{E}_\mathrm{s}=\dot{E}_\mathrm{k}+\dot{E}_\mathrm{g}+\dot{E}_\mathrm{in}+\dot{E}_\mathrm{v}+\dot{E}_\mathrm{e}. \tag{1}$$

表面能的变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{s}=\lim_{\Delta t\to 0}\left(\frac{2\pi R\sigma\Delta z}{\Delta t}\right)=2\pi R\sigma\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}. \tag{2}$$

其中，R, Δz, l的表示如图 1 所示，σ为表面张力。

动能的变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{k}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}mv^2\right)=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{1}{2}\rho\pi R^2 l\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^2\right]. \tag{3}$$

其中，ρ表示液体密度，v为速度。

重力势能的变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{g}=mgh=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\rho\pi R^2 lg\Delta h}{\Delta t}=\rho\pi R^2 lg\cos\alpha\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}. \tag{4}$$

其中，g为重力加速度，α为毛细管相对于垂直方向的倾斜角度。

质量变化率为$\dot{m}$，表达式如下：

$$\dot{m}=\rho\pi R^2\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}. \tag{5}$$

流入毛细管中的净动能变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{in}^\mathrm{k}=\frac{1}{2}\dot{m}v^2=\frac{1}{2}\rho\pi R^2\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^3. \tag{6}$$

流入毛细管中的净重力势能变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{in}^\mathrm{g}=\lim_{\Delta t\to 0}(\dot{m}g\Delta l)=0. \tag{7}$$

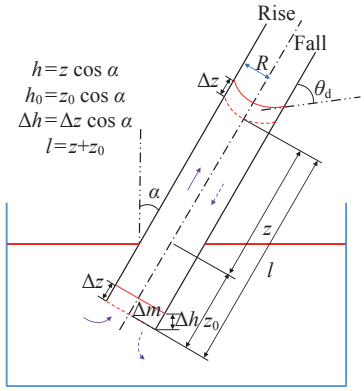


图 1 倾斜毛细管内弯液面位置与结构

Fig. 1 Schematic of meniscus when capillary tube is tilted

由式 (6) 和式 (7) 可得毛细管中净输入能变化率为

$$\dot{E}_\mathrm{in}=\dot{E}_\mathrm{in}^\mathrm{k}+\dot{E}_\mathrm{in}^\mathrm{g}=\frac{1}{2}\rho\pi R^2\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^3. \tag{8}$$

根据 Hagen-Poiseuille 关系，黏性阻力产生的压降可表示为

$$\Delta P=\frac{8\mu lQ}{\pi R^4}=\frac{8\mu lAv}{\pi R^4}=\frac{8\mu l}{R^2}\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}. \tag{9}$$

其中，μ为液体的黏度，A为截面积；毛细管中产生的黏性阻力为

$$F_\mathrm{v}=\Delta PA=8\pi\mu l\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}. \tag{10}$$

由黏性阻力产生的黏性耗散能量变化率可写为

$$\dot{E}_\mathrm{v}=\lim_{\Delta t\to 0}F_\mathrm{v}\Delta z=8\pi\mu l\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^2. \tag{11}$$

根据流体力学理论，压头损失可以计算为

$$H_\xi=\frac{\xi}{2g}\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^2. \tag{12}$$

其中，ξ为液体运动的局部阻力系数，可通过液池(A_1)和毛细管(A_2)的横截面积之比估算(见图 2)[5]，即

$$\xi=0.5\left(1-\frac{A_2}{A_1}\right). \tag{13}$$

因此，液体上升时管入口的能量耗散变化率($\dot{E}_\mathrm{e}$)为

$$\dot{E}_\mathrm{e}=\rho\pi R^2\frac{\xi}{2}\left(\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t}\right)^3. \tag{14}$$

结合上述公式，液体上升/下降的能量平衡方程可写为

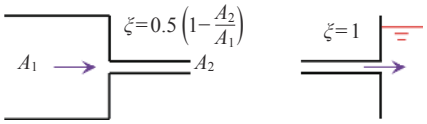


图 2 压头损失计算

Fig. 2 Schematic diagram of head pressure loss

$$\frac{2\sigma}{\rho R}=(z+z_0)\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2}+\left(1+\frac{\xi}{2}\right)\left(\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right)^2+\frac{8\mu}{\rho R^2}(z+z_0)\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}+gz\cos\alpha. \tag{15}$$

当毛细管倾斜角度$\alpha=0$时, 毛细管垂直于液面, 式 (15) 与文献 [5] 一致。在一般情况中, 液体对固体的润湿情况为部分润湿状态。因此, 在计算该类问题时, 需要考虑接触角的变化, 即在式 (15) 的左边乘以接触角的余弦值($\cos\theta$)。

1.2 动态接触角

液体与毛细管壁的接触角变化主要是由三相线处受力不平衡引起的, 即

$$\sigma\cos\theta_\mathrm{d}=F_\mathrm{c}+F_\mathrm{f}. \tag{16}$$

其中, θ_d表示液体与毛细管壁的动态接触角。

毛细力(F_c)为

$$F_\mathrm{c}=\sigma\cos\theta_0. \tag{17}$$

其中, θ_0为液体静止时与毛细管壁的接触角。

摩擦力(F_f)为

$$F_\mathrm{f}=-\left[\varsigma_\mathrm{f}u+c_\mathrm{pin}\mathrm{sgn}(u)-\frac{c_\mathrm{pin}}{\pi/2}\arctan\left(\frac{\varsigma_\mathrm{f}u}{c_\mathrm{pin}/(\pi/2)}\right)\right]. \tag{18}$$

其中, ς_f为接触线摩擦因数, c_pin为钉扎力, 可以用接触角滞后量化, u为接触线处的速度。

结合式 (16)～(18) 可得毛细过程中的动态接触角, 即

$$\theta_\mathrm{d}=\arccos\left\{\cos\theta_0-\left[\varsigma_\mathrm{f}u+c_\mathrm{pin}\mathrm{sgn}(u)-\frac{c_\mathrm{pin}}{\pi/2}\arctan\left(\frac{\varsigma_\mathrm{f}u}{c_\mathrm{pin}/(\pi/2)}\right)\right]/\sigma\right\}. \tag{19}$$

则液体界面上升/下降的能量平衡方程如下:

$$\frac{2\sigma}{\rho R}\cos\theta_\mathrm{d}=(z+z_0)\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2}+\left(1+\frac{\xi}{2}\right)\left(\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right)^2+\frac{8\mu}{\rho R^2}(z+z_0)\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}+gz\cos\alpha. \tag{20}$$

1.3 Runge-Kutta 求解微分方程

为求解上述微分方程, 采用四阶 Runge-Kutta 法。具体求解过程如下。

由于式 (20) 为二阶非线性微分方程, 因此需要先将方程转换为如下形式:

$$\begin{cases}a=z(t),\\ b=\dfrac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}.\end{cases} \tag{21}$$

通过上式可将式 (20) 整理为

$$\begin{aligned}&a'=b,\\ &b'=-\frac{\left(1+\frac{\xi}{2}\right)b^2+\frac{8\mu}{\rho R^2}(a+z_0)b+ga\cos\alpha-\frac{2\sigma}{\rho R}\cos\theta_\mathrm{d}}{a+z_0}.\end{aligned} \tag{22}$$

令如下等式成立:

$$\begin{aligned}&f(a,b)=b,\\ &g(a,b)=-\frac{\left(1+\frac{\xi}{2}\right)b^2+\frac{8\mu}{\rho R^2}(a+z_0)b+ga\cos\alpha-\frac{2\sigma}{\rho R}\cos\theta_\mathrm{d}}{a+z_0}.\end{aligned} \tag{23}$$

则使用四阶 Runge-Kutta 迭代求解上述方程, 有

$$\begin{aligned}
a_{n+1}&=a_n+\frac{\delta}{6}(k_{1\mathrm{a}}+2k_{2\mathrm{a}}+2k_{3\mathrm{a}}+k_{4\mathrm{a}}),\\
b_{n+1}&=b_n+\frac{\delta}{6}(k_{1\mathrm{b}}+2k_{2\mathrm{b}}+2k_{3\mathrm{b}}+k_{4\mathrm{b}}),\\
k_{1\mathrm{a}}&=f(a_n,b_n),\\
k_{1\mathrm{b}}&=g(a_n,b_n),\\
k_{2\mathrm{a}}&=f\left(a_n+\frac{\delta}{2}k_{1\mathrm{a}},b_n+\frac{\delta}{2}k_{1\mathrm{b}}\right),\\
k_{2\mathrm{b}}&=g\left(a_n+\frac{\delta}{2}k_{1\mathrm{a}},b_n+\frac{\delta}{2}k_{1\mathrm{b}}\right),\\
k_{3\mathrm{a}}&=f\left(a_n+\frac{\delta}{2}k_{2\mathrm{a}},b_n+\frac{\delta}{2}k_{2\mathrm{b}}\right),\\
k_{3\mathrm{b}}&=g\left(a_n+\frac{\delta}{2}k_{2\mathrm{a}},b_n+\frac{\delta}{2}k_{2\mathrm{b}}\right),\\
k_{4\mathrm{a}}&=f(a_n+\delta k_{3\mathrm{a}},b_n+\delta k_{3\mathrm{b}}),\\
k_{4\mathrm{b}}&=g(a_n+\delta k_{3\mathrm{a}},b_n+\delta k_{3\mathrm{b}}).
\end{aligned} \tag{24}$$

其中, δ为迭代时间间隔($\delta=10^{-3}$)。这里采用 python 实现四阶 Runge-Kutta 法, 完成上述方程的求解。

2 数值模拟方法

2.1 物理场模型

为得到毛细界面的可视化演化过程, 采用数值模拟方法研究了毛细管内界面的振荡运动过程。采用 Comsol 软件中层流两相流模型将流动物理场与相场耦合, 假设毛细运动为不可压缩且互不混溶的牛顿流

体, 其动态模型使用 Navier-Stokes 方程。

质量守恒方程为

$$\nabla u = 0. \tag{25}$$

动量守恒方程为

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\cdot\nabla u\right) = -\nabla p + \nabla\left[\mu\left(\nabla u + (\nabla u)^{\mathrm{T}}\right)\right] + \rho g. \tag{26}$$

其中, u, p, t分别表示速度场、流场中的压力和时间; 界面处的密度ρ和黏度μ分别根据两相流体的体积分数加权计算得到, 有

$$\rho = (\rho_1 - \rho_2)\, V_{\mathrm{f},1} + \rho_2, \tag{27}$$

$$\mu = (\mu_1 - \mu_2)\, V_{\mathrm{f},1} + \mu_2. \tag{28}$$

其中, $V_{\mathrm{f},1}$为流体 1 的体积分数, ρ_1和ρ_2分别为流体 1 和流体 2 的密度, μ_1和μ_2分别为流体 1 和流体 2 的黏度。

相场法是一种扩散界面方法, 用于描述两相流界面的动态变化过程, 可以通过求解相场方程直接捕捉运动界面。相场方程为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u\cdot\nabla\phi = \nabla\cdot\frac{\gamma\lambda}{\epsilon_{\mathrm{pf}}^2}\nabla\psi. \tag{29}$$

其中, ϕ, u, γ, λ, ψ分别为连续相场变量、流体速度、移动参数、能量混合密度、相场变量; ϵ_{pf}为控制界面厚度的参数。

移动参数γ为一个标量, 定义为

$$\gamma = \chi\epsilon_{\mathrm{pf}}^2. \tag{30}$$

其中, χ为迁移率, 这里取$\chi = 1\ \mathrm{m\cdot s\cdot kg^{-1}}$。

混合能量密度λ有助于根据模型界面的表面张力调整界面厚度, 定义为

$$\lambda = \frac{3\epsilon_{\mathrm{pf}}\sigma}{\sqrt{8}}. \tag{31}$$

相场变量ψ定义为

$$\psi = -\nabla\cdot\epsilon_{\mathrm{pf}}^2\nabla\phi + (\phi^2 - 1)\,\phi + \frac{\dfrac{\epsilon_{\mathrm{pf}}^2}{\lambda}\partial f}{\partial\phi}. \tag{32}$$

其中, $\phi = 1$为其中一相, $\phi = -1$为另一相。

2.2 几何模型及计算方法

建立的二维毛细管几何模型如图 3 所示。其中下部储液罐为内径 120 mm、高度 45 mm 的圆柱形容器, 内部盛有高度为 30 mm 的液体。计算中采用三种不同的流体工质, 具体参数见表 1。数值模拟中采用的毛细管几何结构长度$z = 100$ mm, 半径$R = 1$ mm, 其中一端浸入液体中($z_0 = 10R$), 另一端与大气相连。图 3 中蓝色边界设置为润湿壁, 将其设置为 Navier 滑移边界条件。

3 结果与分析

3.1 模型验证

为验证上述理论模型及数值模拟结果的正确性, 首先将常重力下垂直毛细管内的理论求解结果、数值模拟结果与文献 [5] 中的实验数据进行对比。工作流体使用 HFE-7100, 毛细管半径$R = 1$ mm, 毛细管浸入液体的高度$z_0 = 6R$, 倾斜角度$\alpha = 0$, 即毛细管垂直于液面放置, 结果如图 4 所示。可以看出, 重力环境会诱导毛细管内界面产生振荡, 通过实验、理论模型和数值模拟得到的界面运动趋势基本相同。三种结果相比, 实验获得的振荡过程阻尼最大, 振荡衰弱过程最快, 同时上下往复振荡的非对称性较为明显。这是由于实际物理过程中, 毛细管内壁面的缺陷和非理想清洁状态均会影响动态润湿过程, 并引起能量损

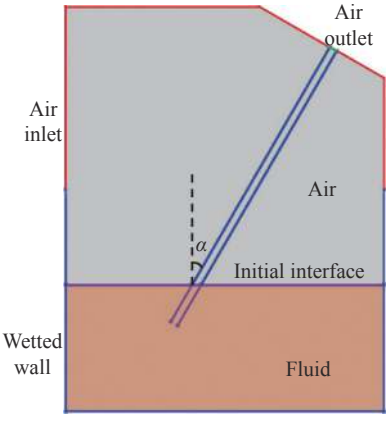


图 3 倾斜毛细管几何模型

Fig. 3 Geometric model of tilted capillary tube in a liquid bath

表 1 流体参数属性

Table 1 Properties of the fluid parameter

工质名称	密度 $\rho/(\mathrm{kg\cdot m^{-3}})$	黏度 $\mu/(\mathrm{mPa\cdot s})$	表面张力 $\sigma/(\mathrm{mN\cdot m^{-1}})$	设置的初始接触角$\theta_0/(^\circ)$
HFE-7100	1520	0.93	13.6	20
去离子水	997	0.89	72	45
乙醇	785	1.08	21.9	30

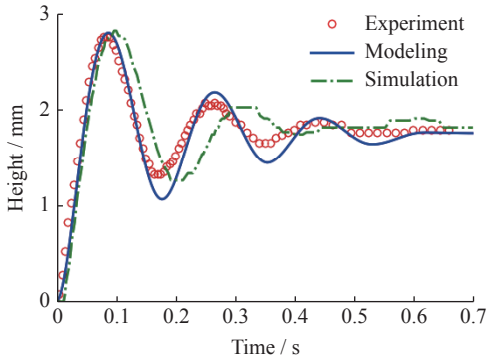


图 4 垂直毛细管界面振荡过程的实验结果及理论分析与数值模拟结果对比

Fig. 4 Comparison of results of theoretical modeling, numerical simulation and experiment

耗。理论结果中由于考虑了毛细管端口液体吸入和流出的能量损失(见图 2),较好地显示出界面振荡周期和非均匀振荡效应。数值模拟结果与实验出现一定偏差,这是由于模拟条件完全理想化,并且对入口处的局部能量损失考虑不足。整体而言,理论分析和数值模拟结果均能够复现由重力引起的毛细界面瞬态振荡过程,能够反映振荡幅值、峰谷位置、非对称性等特征。下文主要基于理论模型和数值模拟研究分析倾斜毛细管及不同重力环境下的界面振荡动力学行为。

3.2 不同重力水平对毛细管内界面运动的影响

为研究不同重力水平对毛细管内界面振荡行为的影响,将半径$R=1$ mm的毛细管垂直液面放置(即$\alpha=0$),浸入液面高度$z_0=10R$,分别将重力水平设置为$1g/6, 3g/8, g$ 和 $2g$。理论模型分析及数值模拟计算得到的瞬态界面过程如图 5 所示。可以看出,毛细管内界面的稳定高度随重力加速度的减小而增高。毛细管内的界面上升主要受毛细力驱动,当重力水平减小后,更多流体能够吸入毛细管内,界面达到新的高度后,流体重力与毛细力相平衡。同时,从曲线的瞬态发展过程可以看出,毛细管内界面的运动速度随重力作用的减小而增加,这是由于垂直方向上界面的受力不平衡增加了液柱上升的瞬时加速度。

由图 5 还可以看出,毛细管内界面的振荡效应随重力水平的增大而增强。对于同一流体工质,$Oh=\mu/(\rho R\sigma)^{1/2}$不变,而$Bo=\rho g R^2/\sigma$(其中$g$为重力加速度)随重力水平的增加而增大。当$Oh \ll Bo$时,毛细现象受重力作用主导,毛细管内界面的运动

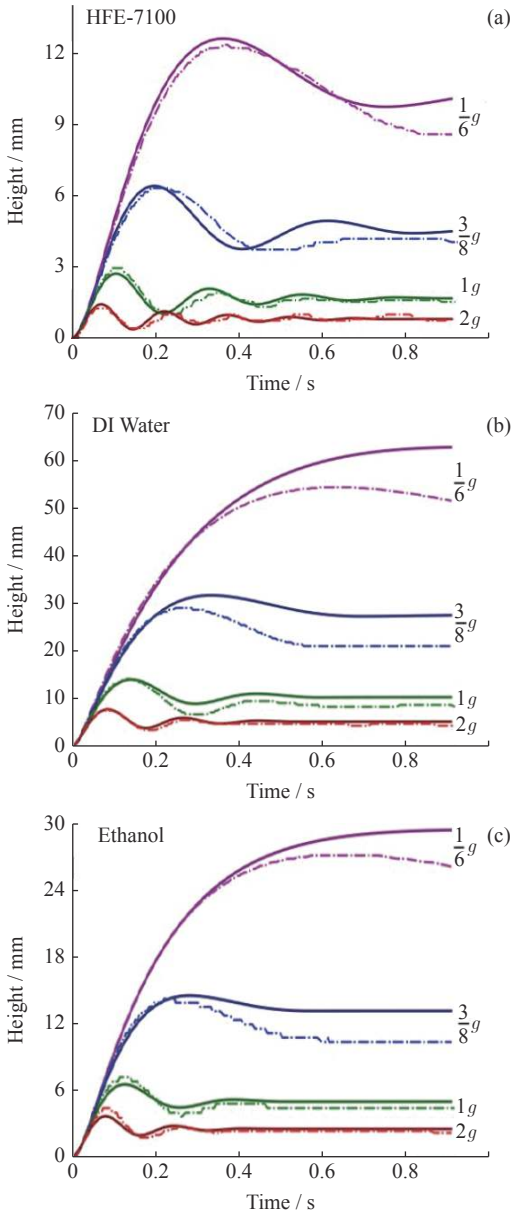


图 5 不同重力下毛细管内界面的运动情况(实线为理论结果,虚线为数值模拟结果)

Fig. 5 Meniscus movement under different gravity levels (Solid line is for theoretical result while the dashed line is for simulation)

从初始的惯性状态过渡到振荡状态[19]。因此,在相同条件下,重力作用越大,毛细管内界面振荡效应越显著。同时,毛细管内的界面振荡行为受工质物性的影响,为此定义了界面振荡率,即

$$\eta=(h_{\max}-h_{\min})/S.$$

其中,$h_{\max}$ 为振荡的最大高度,$h_{\min}$ 为振荡的最小高度,S 为毛细界面最终的稳定高度。 通过本文分析可

知, 在常重力环境中, HFE-7100 的振荡率为 0.96, 而去离子水与乙醇的振荡率相近, 均为 0.49。三种流体的振荡率与其对应的Oh/Bo关系一致, 这表明毛细管内界面的振荡行为与Oh/Bo有关, 随着Oh/Bo的增大, 毛细振荡效应逐步弱化。

为进一步分析界面振荡过程中的能量耗散机制, 针对工作流体 HFE-7100, 分析其在不同重力环境下主要的能量耗散随时间的演变过程, 如图 6 所示。从图 6 可以看出, 在毛细运动过程中由重力势能引发的耗散($\dot{E}_g$)占主导地位(占总能量耗散的 80% 以上), 几乎比其他能量耗散高 1 个数量级。所有的能量耗散均随着重力水平的减小而增加。这是由于能量耗散与毛细管内界面运动的速度直接相关。如前所述, 重力水平越小导致界面运动速度越大, 因此对应的能量耗散越大。

3.3 倾斜角度对弯液面运动的影响

进一步研究倾斜角度对毛细管内界面振荡行为的影响。在常重力环境下考虑毛细管相对垂直方向倾斜角度α为 30°, 45°, 60°三种情况, 结果如图 7 所示。从图 7 可以看出, 无论倾斜角度如何, 毛细管内界面最终稳定的垂直高度均相等。然而毛细管内界面的振荡行为与倾斜角度有较大关联, 毛细振荡效应随倾斜角度的增加而逐步弱化。以 HFE-7100 为例, 当毛细管倾斜角度为 45°时, 振荡率为 1.21; 当毛细管倾斜角度增加到 60°时, 振荡率增加到 1.32。这是由于毛细管倾斜角度越小, 沿毛细管方向的重力分量对毛细管内界面爬升的影响越大, 振荡效应增强。由于物性差异, 三种不同工质表现出不同的振荡特征。其中, HFE-7100 密度较大、表面张力小, 与重力效应相关的界面振荡较为显著, 但界面平衡高度小; 乙醇有较大的表面张力, 因此对抗界面振荡的能力最强。

图 8 为典型的界面振荡演化过程。此工况采用 HFE-7100 流体, 毛细管倾斜角度分别为α =45°和α =60°。由图 8 可知, t = 0.15 s 时毛细管内界面处于向上爬升阶段, t = 0.25 s时毛细管内界面处于下降阶段, t = 1 s时毛细管内界面处于稳定阶段。从图 8

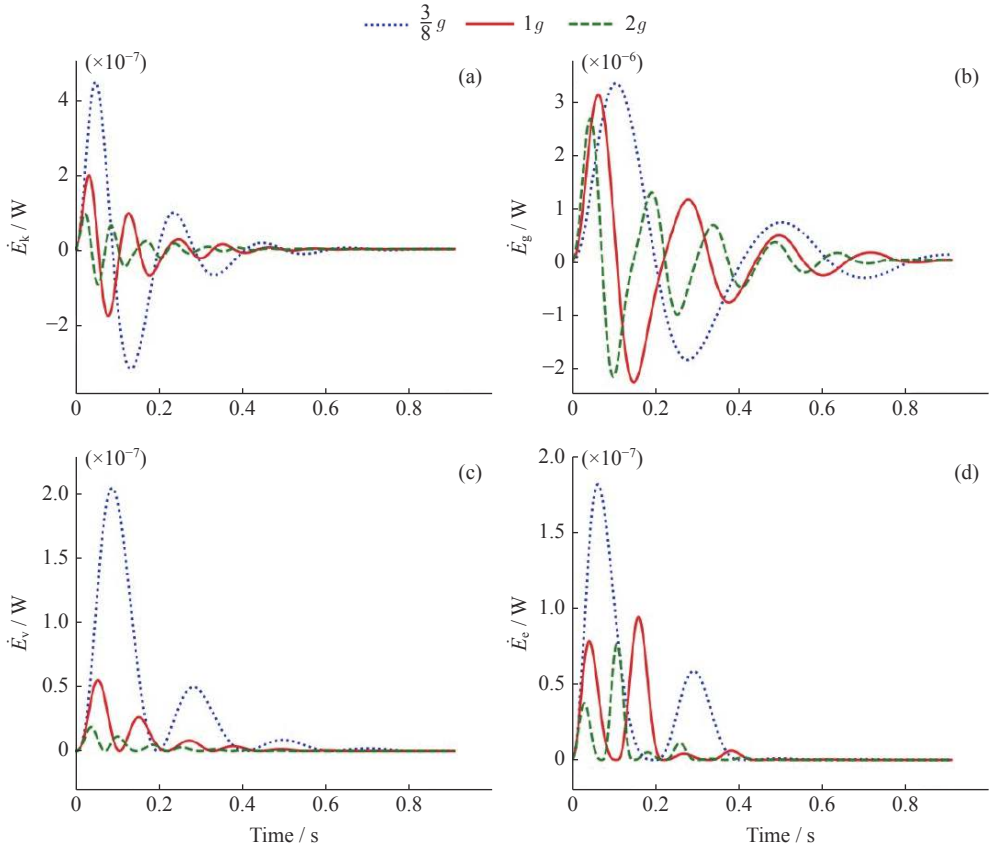


图 6 HFE-7100 在毛细管内界面运动的能量耗散过程

Fig. 6 Energy dissipation during capillary oscillation for HFE-7100

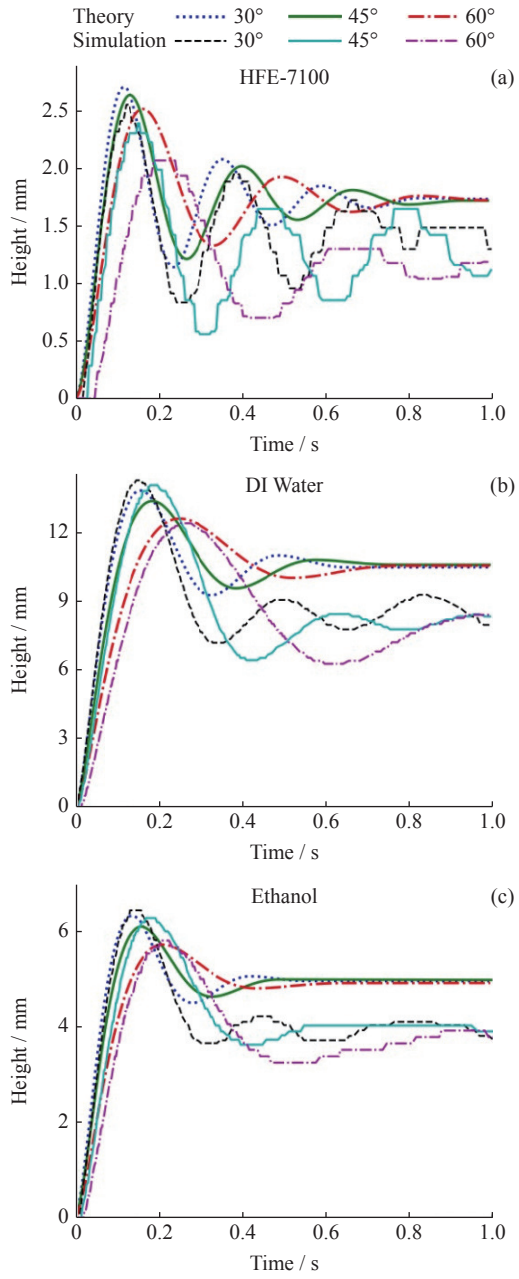


图 7 不同倾斜角度下弯液面运动情况

Fig. 7 Meniscus movement under different tilt angles

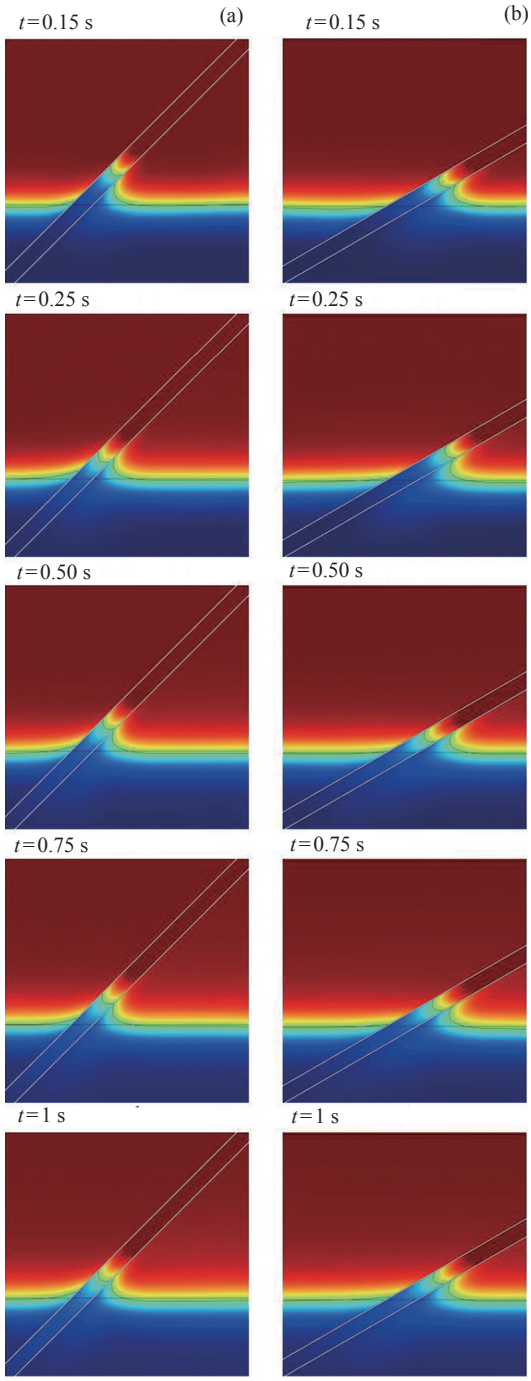


图 8 HFE-7100 在毛细管内运动的瞬态过程

Fig. 8 Meniscus movement of HFE-7100

可见, 无论处于哪个阶段, 毛细管内界面均垂直于毛细管, 但不完全对称, 这与重力效应相关。同时, 毛细管外也有显著的毛细效应, 且右液面高度明显高于左液面, 这与文献 [20] 研究的实心圆柱体倾斜浸入液面的现象一致。

4 结论

针对变重力及毛细管倾斜角度对毛细管内界面振荡行为的影响过程开展研究, 建立了毛细管内界面瞬时上升高度的理论模型, 并开展了数值模拟研究, 通过与实验结果对比验证了理论模型和数值模拟的可靠性。研究结果表明: 重力水平减小, 毛细界面垂直方向上的不平衡力差变大, 毛细管内界面稳定高度增高, 运动速度增加, 能量耗散增加; 当重力增大时,

毛细管内界面的振荡行为增强。同时，在毛细运动过程中由重力势能引发的耗散占主导地位，占总能量耗散 80% 以上。通过对比三种不同流体工质，发现 HFE-7100 由于密度最大，其振荡行为最显著，振荡率为 0.96，而去离子水与乙醇的振荡率接近，约为 0.49。当毛细管倾斜时，毛细管内界面的振荡行为由工质物性和沿毛细管方向的重力分量共同决定，随倾斜角度的增大而增强。

参考文献

[1] YANG Tao, ZHAO Shilei, GAO Teng, *et al.* Design and in-orbit application of temperature controlled loop heat pipe for aerospace distributed heat sources[J]. *Journal of Astronautics*, 2021, **42**(6): 798-806 (杨涛, 赵石磊, 高腾, 等. 航天分散热源控温用环路热管设计及飞行应用[J]. 宇航学报, 2021, **42**(6): 798-806)

[2] WANG C X, XU S H, SUN Z W, *et al.* Influence of contact angle and tube size on capillary-driven flow under microgravity[J]. *AIAA Journal*, 2009, **47**(11): 2642-2648

[3] SUN Pengcheng. Design and Fabrication of Spontaneous Liquid Transport Surface and Its Fundamental Application[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2021 (孙鹏程. 自输液表面设计制备及基础应用研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2021)

[4] LI Jian, ZHENG Wenhan, HONG Fangjun. Three-dimensional lattice Boltzmann simulation of capillary performance in a porous wick at pore scale[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2022, **43**(3): 758-762 (李健, 郑雯瀚, 洪芳军. 三维多孔吸液芯毛细特性孔隙尺度格子Boltzmann模拟[J]. 工程热物理学报, 2022, **43**(3): 758-762)

[5] WANG Q G, LI L, GU J P, *et al.* A dynamic model for the oscillatory regime of liquid rise in capillaries[J]. *Chemical Engineering Science*, 2019, **209**: 115220

[6] LI Chunxi, MA Cheng, YE Xuemin. Thermocapillary migration of thin droplet on wettability-confined track[J]. *Acta Physica Sinica*, 2023, **72**(2): 024702 (李春曦, 马成, 叶学民. 薄液滴在润湿性受限轨道上的热毛细迁移特性[J]. 物理学报, 2023, **72**(2): 024702)

[7] GAO Yuntian, RAN Maoyu. Experimental study on water absorption characteristics of capillary at different inclined angles[J]. *Chinese and Overseas Architecture*, 2019(11): 163-165 (高云天, 冉茂宇. 不同倾斜角度下毛细管浸润吸水特性实验研究[J]. 中外建筑, 2019(11): 163-165)

[8] BOSANQUET C H. LV. On the flow of liquids into capillary tubes[J]. *Philosophical Magazine*, 1923, **45**(267): 525-531

[9] SZEKELY J, NEUMANN A W, CHUANG Y K. The rate of capillary penetration and the applicability of the washburn equation[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1971, **35**(2): 273-278

[10] LEVINE S, REED P, WATSON E J, *et al.* A Theory of the Rate of Rise of a Liquid in a Capillary[M]//KERKER M. Colloid and Interface Science. New York: Academic Press, 1976: 403-491

[11] QUÉRÉ D. Inertial capillarity[J]. *Europhysics Letters*, 1997, **39**(5): 533-538

[12] DREYER M, DELGADO A, PATH H J. Capillary rise of liquid between parallel plates under microgravity[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1994, **163**(1): 158-168

[13] STANGE M, DREYER M E, RATH H J. Capillary driven flow in circular cylindrical tubes[J]. *Physics of Fluids*, 2003, **15**(9): 2587-2601

[14] XU Shenghua, ZHOU Hongwei, WANG Caixia, *et al.* Experimental study on the capillary flow in tubes of different shapes under microgravity condition[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(13): 134702 (徐升华, 周宏伟, 王彩霞, 等. 微重力条件下不同截面形状管中毛细流动的实验研究[J]. 物理学报, 2013, **62**(13): 134702)

[15] CHEN S T, DUAN L, LI Y, *et al.* Capillary phenomena between plates from statics to dynamics under microgravity[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2022, **34**(4): 70

[16] CHEN S T, CHEN Y, DUAN L, *et al.* Capillary rise of liquid in concentric annuli under microgravity[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2022, **34**(3): 30

[17] TIAN Y, JIANG Y, ZHOU J J, *et al.* Dynamics of taylor rising[J]. *Langmuir*, 2019, **35**(15): 5183-5190

[18] DIEZ-BARROSO R, MEDINA A, VILLA A L, *et al.* Dynamics of the capillary rise in tilted Taylor-Hauksbee cells[J]. *Revista Mexicana De Fisica*, 2022, **68**(6): 060601

[19] DAS S, MITRA S K. Different regimes in vertical capillary filling[J]. *Physical Review E*, 2013, **87**(6): 063005

[20] GAO S Q, ZHANG X Y, ZHOU Y H. Scaling analysis and SE simulation of the tilted cylinder-interface capillary interaction[J]. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2018, **372**: 012017