

微重力下火箭推进系统液氧贮箱内 气泡脱离半径研究

李文韬 黄文昊 梁国柱

(北京航空航天大学宇航学院 北京 102206)

摘要 研究微重力下液氧贮箱内气泡脱离半径是运载火箭推进系统推进剂在轨沸腾与换热计算的基础。与常重力和低重力环境不同,微重力下 Marangoni 效应变得突出。为了求解气泡脱离半径,构建包含浮力、惯性力、压差力、表面张力、黏性阻力和 Marangoni 力的气泡动力学模型。针对现有 Marangoni 力计算公式适用范围狭窄的问题,依托数值仿真方法,拟合得到了更精确的修正因子计算公式,进而扩充了 Marangoni 力计算模型的适用范围。使用运载火箭液氧贮箱常规工作压力 0.3 MPa 下的饱和液氧物性参数,计算得到气泡所受合力随半径的变化关系以及气泡脱离半径随重力的变化关系。结果表明,气泡的脱离行为可以由微重力区、过渡区和低重力区三个区域来划分。微重力区内可以形成厘米级甚至米级的大气泡,而低重力区内只能形成 0.1 mm 级的小气泡。相比之前的模型,本文模型可以同时适用于三个区,更全面地揭示了微重力下液氧贮箱内的气泡脱离特性,可以为液氧贮箱换热特性分析提供理论支撑。

关键词 微重力, 液氧贮箱, 池沸腾, 气泡动力学, Marangoni 效应, 气泡脱离半径

中图分类号 V524

On Bubble Departure Radius in Liquid Oxygen Tank of Rocket Propulsion System under Microgravity

LI Wentao HUANG Wenhao LIANG Guozhu

(School of Astronautics, Beihang University, Beijing 102206)

Abstract Studying the bubble departure radius in the liquid oxygen tank under microgravity is the basis for the propellant boiling and heat transfer calculation of the launch vehicle propulsion system in orbit. Unlike regular or low gravity environments, the Marangoni effect becomes essential in microgravity. To calculate the bubble departure radius, Firstly, a bubble dynamics model is developed, including buoyancy, inertia, pressure, surface tension, drag, and Marangoni forces. Secondly, to solve the problem of the narrow application range of the existing Marangoni force formulas, a more accurate correction factor is fitted by numerical simulation. Consequently, the Marangoni force model is extended. Finally, using the physical parameters of saturated liquid oxygen at 0.3 MPa, a conventional working pressure for the liquid oxygen tank of the launch vehicle, the change of the total force with the radius and the depar-

2023-01-03 收到原稿, 2023-02-05 收到修定稿

©The Author(s) 2024. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License
(<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

ture radius with gravity are calculated, respectively. The results show that bubbles' departure behavior can be divided into three zones: microgravity zone, transition zone, and low gravity zone. The microgravity zone can form large bubbles of a centimeter or even meter scale, while the low gravity zone can only form tiny bubbles of 0.1 mm scale. Compared with the previous models, the model in this work can be applied to all three zones. Therefore, it comprehensively reveals the bubble departure characteristics in the liquid oxygen tank under microgravity. It can also provide theoretical support for analyzing the heat transfer characteristics in the liquid oxygen tank.

Key words Microgravity, Liquid oxygen tank, Pool boiling, Bubble dynamics, Marangoni effect, Bubble departure radius

0 引言

低温推进剂具有比冲高和无毒无污染的优点,是目前大型运载火箭和重型运载火箭的首选推进剂之一。但是低温推进剂在贮箱内容易蒸发和沸腾,导致推进剂损失。尤其是对于液体火箭发动机高空二次启动、长期在轨停留以及火星原位资源利用等空间任务,低温推进剂处于低重力甚至微重力下的复杂热环境中,流动与沸腾现象与地面工况存在明显区别。微重力下,气泡难以脱离加热面,导致临界热流(Critical Heat Flux, CHF)显著减小,核状沸腾难以维持^[1]。这将会增加壁面热阻,减少热交换,在一定程度上有利于推进剂长期在轨贮存。但是气泡区内比热容较低,易吸收外界热量,又可能造成贮箱内压力升高并产生波动,威胁低温推进剂贮箱的安全运行^[2]。为准确计算贮箱的换热特性,必须给出气泡脱离半径的计算模型,为此已有研究做了大量工作。

Karri^[3]提出的低重力下气泡模型包含了阻力、表面张力、液体惯性力、气液间压差力和浮力。如果气泡所受合力指向远离壁面的方向,那么认为气泡会脱离壁面,所对应的气泡半径即为脱离半径(R_D)。Karri的理论计算结果在低重力的情况下与Siegel等^[4]的实验结果相吻合。此模型相对完整地揭示了气泡在低重力情况下的生长与脱离的机理,并且精度较高,所以被广泛采用。

但是当重力进一步降低到微重力时($10^{-4}g$ 以下, g 为地面重力加速度 $9.80665\text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$),Marangoni效应将变得显著。在靠近热壁面附近,温度梯度会导致气泡表面产生张力梯度,而张力梯度作为驱动力可诱导液体发生对流,即Marangoni对流(简称马氏对流)。同时液体会给气泡施加一个反作用力,即Marangoni

力(马氏力)。对于普通常见的液体,张力随温度的增加而减小,马氏力朝向温度梯度的正方向,阻止气泡脱离热壁面^[5]。相反地,对于某些长链醇溶液,张力随温度的增加而增加,马氏力朝向温度梯度的反方向,促使气泡脱离热壁面^[1]。由于微重力下气泡所受浮力很小,马氏对流和马氏力将变得十分明显,不能忽略。Zhang等^[1]考虑了浮力、表面张力和马氏力这三个最主要的作用力,推导出了微重力条件下气泡脱离半径的计算模型。Liu等^[6]将马氏效应引入气泡脱落理论,成功解释了微重力下丝状加热器池沸腾存在两个气泡脱离半径的实验现象。Zhang等^[7]在Karri^[3]的模型基础上增加了马氏力,得到了微重力条件下微型针翅片加热器上方微小气泡脱离半径的计算模型,该模型与落塔实验结果吻合较好。

研究微重力下气泡脱离半径对低温推进剂贮箱换热特性的计算具有重要意义。低温推进剂贮箱池沸腾问题的特点是气泡尺寸大、热流密度低和停放时间长。为了计算液氢贮箱内大尺寸气泡下的马氏力,Ma等^[8]在Zhang等^[7]和Karri^[3]的基础上提出了半无限大平板非稳态导热假设,认为贮箱内的对流现象可以忽略不计,温度场可以通过纯粹热传导的方式计算得到。但是事实上,马氏对流与马氏力具有因果关系,不能仅考虑马氏力而忽略马氏对流。Yi等^[9]通过数值仿真发现由于存在对流,气泡上方液体温度场呈现蘑菇云状。除此之外,文献中关于马氏力的计算公式均来源于对Young实验^[5]的量纲分析,有两种具体的表达式。第一种形式是写成关于气泡半径平方的函数^[6,8],第二种则是关于气泡半径的正比例函数^[1,7]。二者均可以刻画温度分布对马氏力的影响,但分别适用于不同尺寸的气泡,适用范围较窄。忽视这些公式的适用范围将会高估马氏力,进而严重高估气泡脱离半径。

本文从 Karri^[3], Zhang 等^[7] 和 Ma 等^[8] 的理论模型出发, 针对现有马氏力计算公式适用范围狭窄的问题, 通过数值仿真模拟马氏对流, 拟合得到更精确的修正因子, 扩充马氏力计算模型的适用范围. 本研究将更全面地揭示微重力下液氧贮箱内气泡脱离特性, 为工程计算液氧贮箱换热特性提供理论支撑.

1 气泡脱离理论模型

1.1 气泡受力分析

液体主流处于饱和温度下, 不计贮箱表面曲率对气泡运动的影响, 将贮箱表面简化为平板加热面. 不计多个气泡聚合效应对其生长与脱离过程的影响, 以孤立气泡为研究对象开展受力分析. 气泡受力分析如图 1 所示^[8]. 图 1 中 R 为气泡半径, R_s 为气泡与壁面相交所形成的圆的半径, θ 为接触角.

Zhang^[7] 和 Ma^[8] 认为, 图 1 中气泡共受到 6 个作用力, 其中有 3 个力迫使气泡脱离加热面, 即浮力 F_b , 惯性力 F_i 和气液间压差力 F_p (简称压差力); 有 3 个力阻碍气泡脱离加热面, 即表面张力 F_s , 黏性阻力 F_d 和 Marangoni 力 F_m . 气泡所受合力为

$$F_{\text{total}} = F_b + F_i + F_p - F_s - F_d - F_m. \quad (1)$$

如果 $F_{\text{total}} < 0$, 则气泡贴附在壁面, 如果 $F_{\text{total}} > 0$, 则气泡脱离壁面. F_{total} 等于 0 所对应的气泡半径称为气泡脱离半径^[3].

浮力的计算公式为

$$F_b = \frac{4}{3}\pi R^3 (\rho_l - \rho_g) \gamma g. \quad (2)$$

式中, ρ_l 为液体密度, ρ_g 为气体密度, γ 为失重度 (实

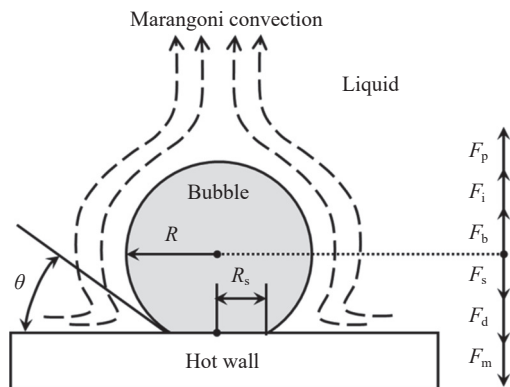


图 1 气泡受力分析

Fig. 1 Force analysis of a bubble

际重力加速度与地面重力加速度之比).

惯性力的计算公式为

$$F_i = -\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_l \frac{d^2 R}{d\tau^2}. \quad (3)$$

式中 τ 为时间. 压差力由表面张力等因素作用下气泡内压升高产生. 压差力的计算公式为

$$F_p = \left(\frac{2\sigma}{R} + \Delta P_v \right) A_c. \quad (4)$$

式中, σ 为表面张力系数, 可近似取主流温度对应的数值; A_c 为气泡与加热壁面的接触面积, 有

$$A_c = \pi R_s^2. \quad (5)$$

考虑到实际气泡不是标准球体, 对于水, R_s/R 取经验结果 7/11^[3]. 但是液氧液氢等低温推进剂缺少实验数据, 有必要将 R_s 的计算方法简单推广, 即

$$R_s = \beta R \sin \theta. \quad (6)$$

式中, β 是用于考虑气泡非球形的经验值, $\beta = 0.9$ 是符合水 (接触角 45°) 的实验结果的. 在缺乏实验数据支撑时, 液氧液氢等低温推进剂也采用 $\beta = 0.9$.

ΔP_v 为动压压差, Beer 等^[10] 给出如下估算公式:

$$\Delta P_v = -\frac{1}{3}R\rho_l \frac{d^2 R}{d\tau^2} + C_d \frac{\rho_l}{8} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2. \quad (7)$$

式中, τ 为时间, C_d 为阻力系数, Beer 等^[10] 给出了建议的取值为

$$C_d = 5360 / \left(R \frac{dR}{d\tau} \frac{\rho_l}{\mu_l} \right)^{0.79}. \quad (8)$$

式中, μ_l 为液体动力黏度.

表面张力的计算公式为

$$F_s = S_c \sigma \sin \theta. \quad (9)$$

式中, S_c 为气泡与加热壁面的接触周长.

$$S_c = 2\pi R_s. \quad (10)$$

黏性阻力的计算公式为

$$F_d = C_d \frac{\rho_l}{2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 A_c. \quad (11)$$

此公式与通常的阻力公式是一致的, 只是选取接触面积为截面积.

通常研究, 文献中关于马氏力的计算公式均来源于对 Young 实验^[5] 的量纲分析, 有两种具体的表达式. 第一种形式为写成关于气泡半径平方的函数^[6,8], 即

$$F_m = 2k\pi |\sigma_T| T' R^2. \quad (12)$$

式中, σ_T 为表面张力温度系数, T' 为平均温度梯度. 由于很难解析地确定气泡顶端的实际温度, 所以在计算中 T' 往往直接取为壁面处的温度梯度. k 为经验系数, 在平板工况下, 如果气泡足够小, 温度接近线性分布, 推荐取 0.3^[8]. 但是对于大气泡, 气泡表面温度分布不呈线性, 温度梯度急剧变化, 如果此时依然认为 k 是常数, 则会高估马氏力的影响.

马氏力的第二种表达式是写成关于气泡半径的正比例函数^[1,7], 即

$$F_m = \xi \pi |\sigma_T| \Delta T_{sh} R. \quad (13)$$

式中 ΔT_{sh} 为壁面过热度 (壁面温度与饱和温度之差), 可根据实际情况作为边界条件给定. ξ 是用于修正壁面影响的因子, Zhang 等^[1] 推荐粗略计算时取 1.

值得注意的是, 式 (12) 和式 (13) 都曾在文献中出现. 式 (12) 适用于小气泡的情况, 而式 (13) 适用于大气泡的情况, 如图 2 所示. 小气泡的特点是其尺寸远小于过热液体层厚度, 气泡顶端的温度受过热液体控制, 温度梯度较均匀, 如果不调整修正因子 ξ , 式 (13) 将不再适用. 相反, 大气泡的特点是其尺寸远大于过热液体层厚度, 气泡的顶端温度受主流液体控制, 气泡两端温度差基本恒定, 如果不调整修正因子 k , 式 (12) 将不适用. 忽视这些公式的适用范围将会高估马氏力, 进而严重高估气泡脱离半径.

液氧贮箱中气泡半径的变化范围很大, 两种情况都有可能出现. 由于大气泡情况下式 (12) 中的经验系数 k 和温度梯度 T' 很难确定, 因此本文采用了更简洁的式 (13), 并通过拟合修正因子 ξ 以扩充式 (13) 的适用范围, 统一马氏力计算模型.

1.2 气泡生长过程

为了计算 1.1 节中气泡半径随时间的导数, 需要

确定气泡半径随时间的变化规律. 由 Mikic 等^[11] 提出的气泡增长速率模型可知, 在热扩散起主导作用的情况下, 气泡半径与时间的 0.5 次方成正比. Siegel 等^[4] 也从低重力实验数据中证实, 气泡半径与时间的 0.5 次方成正比例, 且接触角与重力无关, 即

$$R = E \tau^{0.5}. \quad (14)$$

式中,

$$E = \frac{\sqrt{\pi}}{2} Ja \sqrt{a_1}, \quad (15)$$

雅各布数 Ja 的定义为

$$Ja = \frac{\rho_l c_{p,l} \Delta T_{sh}}{\rho_g h_{fg}}. \quad (16)$$

式中, $c_{p,l}$ 为液体的定压比热容, h_{fg} 为汽化潜热.

1.3 计算流程

气泡受力的计算流程如图 3 所示, 给定气泡半径 R , 利用式 (14)~(16) 计算得到 Ja , E 和 τ . 其中 τ 为气泡半径 R 的函数. 计算气泡半径对时间的一阶导数 $dR/d\tau$ 和二阶导数 $d^2R/d\tau^2$. 利用式 (2) 计算浮力 F_b , 式 (3) 计算惯性力 F_i , 式 (4) 计算压差力 F_p , 式 (9) 计算表面张力 F_s , 式 (11) 计算黏性阻力 F_d , 式 (12) 或式 (13) 计算马氏力 F_m , 进而使用式 (1) 得到气泡所受的合力.

1.4 模型的验证

对于水, 当重力大于 $10^{-2} g$ 时, 浮力依然起主导作用, 可以不计马氏力. 在这种工况下, 模型的正确性已经被充分验证^[3]. 以水为介质 (物性见表 1^[12,13]), 不计马氏力, F_{total} 与 R 的关系为一个三次曲线, 该曲线仅有一个非负解. 绘制不同重力下气泡所受合力随半径的变化关系, 如图 4 所示. 再将计算所得气泡脱离半径与 Siegel 等^[4] 的实验结果进行对比, 如图 5 所示.

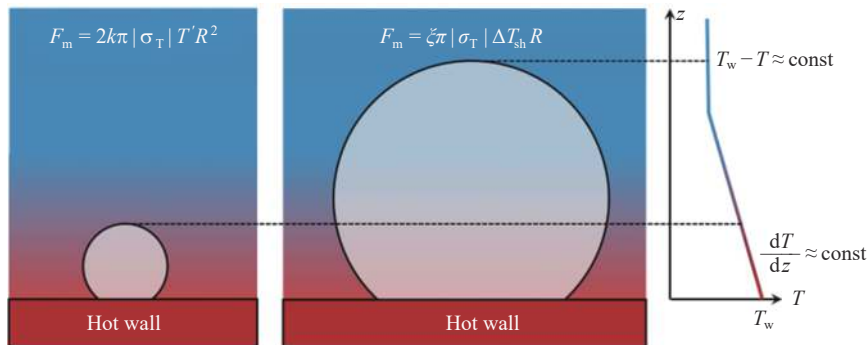


图 2 Marangoni 力的计算公式

Fig. 2 Formula of Marangoni force

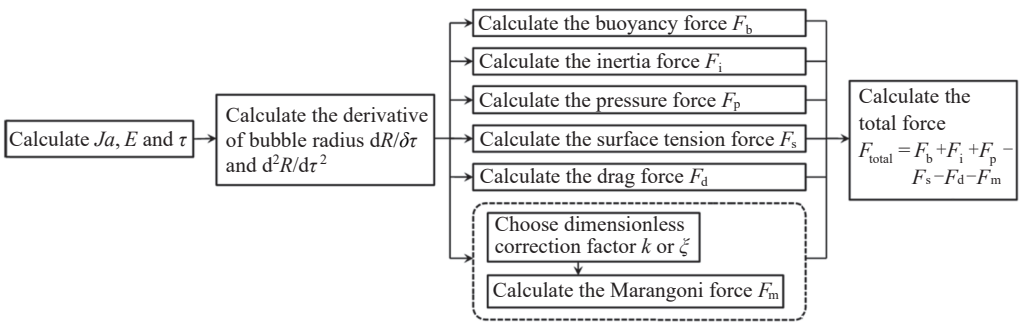


图 3 气泡受力的计算流程
Fig. 3 Calculation process of the force on a bubble

表 1 饱和状态下水的物性 (1 atm)
Table 1 Physical properties of water in the saturated state (1 atm)

参数名称	符号	数值
液相密度/(kg·m ⁻³)	ρ_l	958.37
气相密度/(kg·m ⁻³)	ρ_g	0.59766
液相比热容/(kJ·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	$c_{p,l}$	4.2156
液相热扩散系数/(m ² ·s ⁻¹)	α_l	1.6808×10^{-7}
汽化潜热/(kJ·kg ⁻¹)	h_{fg}	2256.5
表面张力系数/(mN·m ⁻¹)	σ	58.917
液相动力黏度/(Pa·s)	μ_l	0.00028166
接触角 ^[8] /(°)	θ	45

可以看出, 计算得到的气泡脱离半径与实验值基本吻合, 最大误差位于 $\gamma = 1$ 处, 达到-14.7%, 而低重力情况下误差要小得多. 这说明理论模型与实验结果基本吻合.

将气泡脱离半径随重力的变化曲线拟合可得

$$R_D = 0.95256 \gamma^{-0.43359}. \quad (17)$$

决定系数 γ^2 为 0.99951, 接近于 1, 说明曲线拟合效果很好. 重力加速度指数为-0.43359, 位于-1/2 与-1/3 之间, 符合 Siegel 等^[4]总结的实验规律, 也符合 Yi 等^[9]的数值仿真结果.

2 马氏力计算模型

2.1 假设与近似

已经验证当重力大于 $10^{-2} g$ 时理论模型与实验结果基本吻合. 但当重力很小时 (例如 $10^{-4} g$ 以下), 由于浮力与马氏力可能处于同一数量级, 如果忽视马氏力将会严重低估气泡脱离半径, 所以计算合力时必须

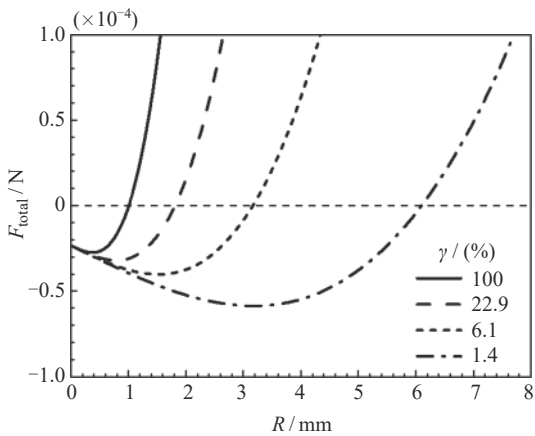


图 4 不同重力下气泡合力随气泡半径的变化 (介质为水)

Fig. 4 Change of total force with bubble radius for different gravities for water

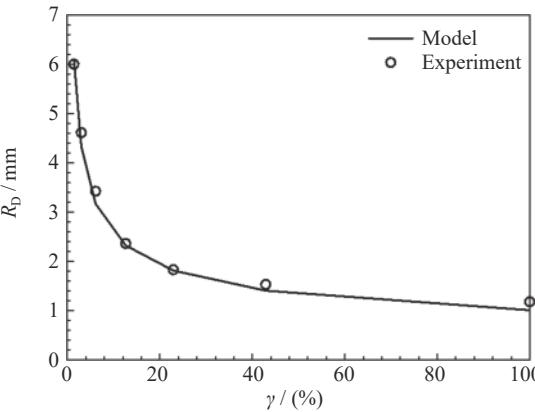


图 5 气泡脱离半径随重力的变化 (介质为水)

Fig. 5 Change of bubble departure radius with gravity for water

须考虑马氏力. 本节将通过数值仿真计算完全失重条件下的马氏对流, 对马氏力进行拟合, 得到更精确的

修正因子 ξ , 扩充马氏力计算模型的适用范围.

由于本文只关心液体温度场对马氏对流和马氏力的影响, 为了简化数值仿真, 提出以下假设. ① 不考虑相变和气泡生长过程, 认为气泡表面是一个固定的边界, 在此边界上引入马氏力边界条件, 其相界面温度由液体温度决定. ② 完全失重, 浮力不会产生对流效应. ③ 主流液体温度为饱和温度. ④ 气泡不发生变形.

需要注意的是, Straub^[14]指出相变会对相界面温度分布产生一定影响, 有可能抑制马氏效应. 由于本节的目标是在“无相变模型”(式 (12) 和 (13)) 的基础上拓宽适用范围, 因此数值仿真中不考虑相变对界面温度分布的影响是合理的.

以 τ_0 时刻半无限大平板非稳态导热假设^[8]得到的温度场作为初始条件, 仿真 $\delta\tau$ 时间后, 马氏对流覆盖气泡表面并充分发展. 此时的过热液体层厚度可用 $\delta h = \sqrt{a_l(\tau_0 + \delta\tau)}$ 表示. 经过试算可知 $\delta\tau$ 取 $R/(2 \times 10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})$ 可以确保马氏对流覆盖气泡表面并充分发展.

2.2 几何模型

如图 6 所示, 求解域限定为距离气泡核心 $10R$ 以内的液体区. 为了减少计算量, 考虑到对称性, 仅计算 z 轴右侧区域. 气泡的接触角取 10° ^[15].

2.3 控制方程

由于液氧贮箱内雷诺数很小, 因此将流动视为不可压层流. 流体的连续方程、动量方程和能量方程为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\ \rho_l \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_l \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \\ \rho_l c_{p,l} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_l c_{p,l} \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla T) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u}. \end{cases} \quad (18)$$

式中, $\mathbf{u}$ 为流体速度矢量; $\boldsymbol{\tau}$ 为切应力张量; p 为马氏对流导致的相对压力分布, 取出口参考压力为 0, 若不存在马氏对流则 p 处处为 0; λ_l 为液体导热系数, 与热扩散系数 a_l 的关系如下:

$$\lambda_l = a_l \rho_l c_{p,l}. \quad (19)$$

2.4 数值仿真方法

2.4.1 边界条件的设置

气泡表面是马氏效应边界条件, 其表达式如下:

$$(-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau})\mathbf{n} = \sigma_T \nabla_t T. \quad (20)$$

式中, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵, $\mathbf{n}$ 为界面法向向量, $\nabla_t T$ 为温度

场梯度在界面切向的分量. 其物理意义为温度梯度导致的张力梯度驱动马氏对流. 图 6 中所有边界条件列于表 2.

2.4.2 初始条件的设置

初始时刻流体静止, 压力为贮箱内压力, 温度场使用半无限大平板非稳态导热假设得到^[8,16], 有

$$T(x, \tau_0) = (T_0 - T_w) \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_l \tau_0}}\right) + T_w. \quad (21)$$

式中, erf 为误差函数, T_w 为热壁面的温度, T_0 为主流温度. 考虑到本文假设主流温度是饱和温度, 所以有 $T_w = T_0 + \Delta T_{\text{sh}}$. τ_0 为仿真开始前贮箱的停放时间, 表征了初始过热液体层厚度 $\delta h_0 = \sqrt{a_l \tau_0}$.

2.4.3 网格划分

由于本文关注的是气泡附近流体的温度场, 所以需要加密网格方式捕捉气泡表面和贮箱壁面附近的温度变化. 为保证网格光滑, 同时节省算力, 将模型分为 $R \sim 2R$, $2R \sim 4R$, $4R \sim 10R$ 三个区间, 网格从外到内逐层加密, 共计 8.6×10^3 个单元, 平均偏度

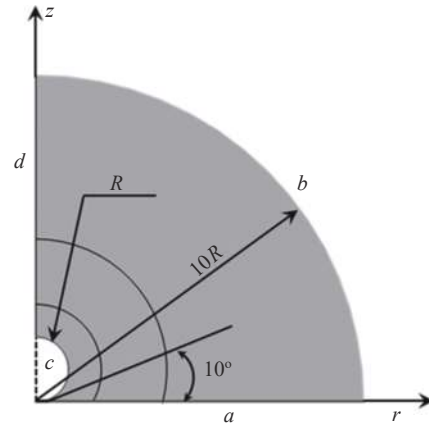


图 6 气泡几何模型

Fig. 6 Bubble geometry model

表 2 仿真边界条件

Table 2 Simulation boundary conditions

编号	流体力学条件	传热学条件	说明
a	无滑移壁面 $\mathbf{u} = 0$	温度 $T = T_w$	贮箱壁面
b	压力出口 $p = p_{\text{ref}} = 0$	绝热 $(\lambda_l \nabla T) \cdot \mathbf{n} = 0$	仿真外边界
c	滑移壁面 $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$	马氏效应 $(-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau})\mathbf{n} = \sigma_T \nabla_t T$	气泡表面
d	—	—	对称轴

0.8623. 生成的网格如图 7 所示。

2.4.4 求解方法

使用 COMSOL 有限元软件完成控制方程的求解。使用分段线性函数完成空间离散, 使用后向欧拉法完成时间离散。采用流动-传热分离求解策略、代数多重网格技术 (Algebraic Multigrid, AMG) 和 GMRES (Generalized Minimum RESidual) 求解器完成代数方程组的求解。马氏力可通过在气液界面处积分表面张力的增量得到, 即

$$F_m = \left| \iint_c \mathbf{e}_z \cdot \sigma_T \nabla_t T dS \right|. \quad (22)$$

式中, c 代表气液界面 (不包括固体壁面), dS 为界面的微元面积, $\mathbf{e}_z$ 为 z 方向单位矢量, 用于将微元作用力投影在 z 方向。

根据式 (20), 考虑到马氏效应边界条件, 可将式 (22) 进一步改写为如下应力形式:

$$F_m = \left| \iint_c \mathbf{e}_z \cdot (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) \mathbf{n} dS \right|. \quad (23)$$

该式进一步说明马氏效应反映了温度梯度可引起黏性应力 $\boldsymbol{\tau}$ 和正压力 p 两方面的变化。

2.5 液氧的物性参数

以运载火箭液氧贮箱常规工作压力 0.3 MPa 为

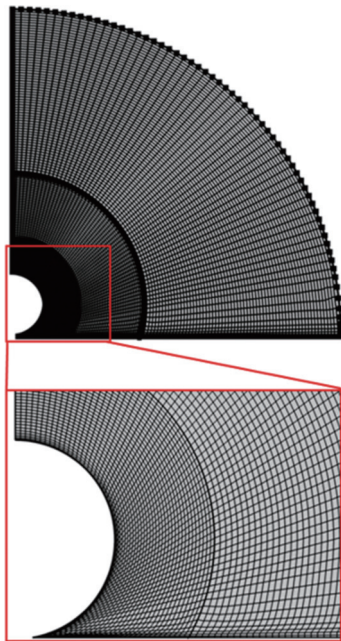


图 7 网格划分结果

Fig. 7 Meshing result

例, 根据 NIST 数据库^[13], 可以得到 0.3 MPa 下饱和液氧的物性 (见表 3^[13,17]).

表面张力温度系数 σ_T 可以在饱和温度附近差商近似得到, 见表 4。

2.6 数值仿真结果

2.6.1 网格无关性验证

网格无关性验证见表 5。以 $\Delta T_{sh} = 5$ K, $\tau_0 = 300$ s 条件下半径 500 mm 的大气泡为例, 使用 4 组不同疏密的网格开展计算, 得到气泡顶部过热度。随着单元数由 3.4×10^3 加密至 12.1×10^3 , 气泡顶部过热度由 0.2978 K 上升至 0.3024 K, 然后下降并稳定于 0.2852 K。使用第 3 组网格 (8.6×10^3 个单元) 可将相对偏差控制在 2.5% 以内, 满足大气泡温度场的计算需求。考虑到小气泡的温度场更均匀, 使用同等数目网格计算所得偏差更小, 因此最终确定使用第 3 组网格 (8.6×10^3 个单元) 完成后续计算。

2.6.2 温度场结果

常压下饱和水发生核沸腾时的壁面过热度一般在 20 K 以内^[18], 考虑到推进剂贮箱的壁面热流密度较小, 参考 Ma 等^[8] 和 Yi 等^[9] 的工作, 认为壁面过热度取 10 K 以内是符合实际情况的。通过数值仿真得到了三种过热度 ΔT_{sh} (3, 5, 7 K) 以及三种 τ_0 (100,

表 3 饱和状态下液氧的物性 (0.3 MPa)

Table 3 Physical properties of saturated liquid oxygen (0.3 MPa)

参数名称	符号	数值
液相密度/($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	ρ_l	1080.1
气相密度/($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	ρ_g	12.170
液相比热容/($\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	$c_{p,l}$	1.7487
液相热扩散系数/($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	α_l	7.0734×10^{-8}
汽化潜热/($\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$)	h_{fg}	200.20
表面张力系数/($\text{mN} \cdot \text{m}^{-1}$)	σ	10.265
液相动力黏度/($\text{Pa} \cdot \text{s}$)	μ_l	0.00014552
接触角 ^[15] /($^\circ$)	θ	10
温度/K	T_0	102.2

表 4 表面张力温度系数^[13]

Table 4 Surface tension temperature coefficient

温度/K	表面张力系数 /($\text{mN} \cdot \text{m}^{-1}$)	表面张力温度系数 /($\text{mN} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
101	10.512	-0.24
103	10.032	

300 和 1000 s) 条件下, 不同气泡半径 R 所对应的温度场. 以 $\Delta T_{\text{sh}} = 5 \text{ K}$, $\tau_0 = 300 \text{ s}$ 条件下半径 10 mm 的气泡为例, 气泡周围的温度场如图 8 所示, 气泡表面的温度分布如图 9 所示.

可以看出, 在远离气泡的贮箱壁面附近, 温度场依然遵循半无限大平板非稳态导热假设, 未受马氏对流影响. 但是在气泡附近, 马氏对流将壁面处的高温液体带向低温区, 提高了气泡顶部的温度, 降低了气泡根部温度, 总体上降低了气泡的平均温度梯度. 气泡顶端出现的一股射流与 Yi 等^[9] 的数值仿真结果相似.

2.6.3 马氏力结果

马氏力与气泡半径的对应关系如图 10 所示. 其中 $\Delta T_{\text{sh}} = 5 \text{ K}$, $\tau_0 = 300 \text{ s}$ 条件下的马氏力与气泡半径的对应关系见表 6. 无量纲半径定义为 $R^+ = R/\delta h$. 修正因子 ξ 的定义来自式 (13), 整理如下:

$$\xi = \frac{F_m}{\pi |\sigma_T| \Delta T_{\text{sh}} R}. \quad (24)$$

表 5 网格无关性验证

Table 5 Mesh independence verification

网格序号	单元总数($\times 10^3$)	气泡顶部过热度/K	相对偏差/(%)
1	3.4	0.2978	4.42
2	5.7	0.3024	6.03
3	8.6	0.2911	2.07
4	12.1	0.2852	—

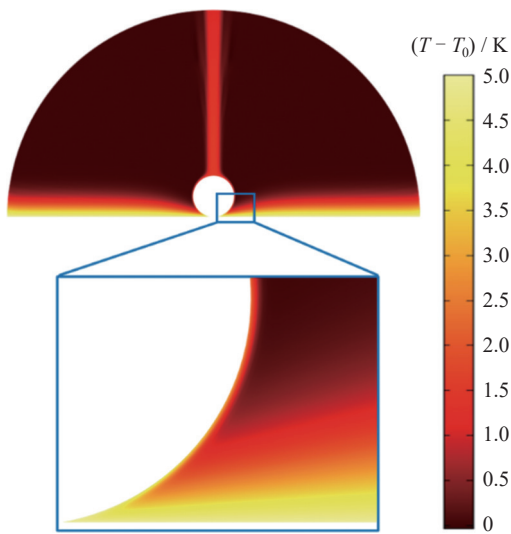


图 8 气泡半径为 10 mm 时的温度场
Fig. 8 Temperature field at the bubble radius of 10 mm

从图 10 可以看出, τ_0 对马氏力修正因子的影响很小, 而过热度 ΔT_{sh} 对马氏力修正因子的影响较大. 增大过热度会提高小气泡 ($R^+ < 10$) 的修正因子并且降低大气泡的修正因子 ($R^+ > 10$).

将仿真得到的修正因子 ξ 与无量纲半径 R^+ 绘制在图 11 中, 通过拟合可得到如下函数:

$$\xi = 1 - e^{-0.686R^+} - 0.00477R^+. \quad (25)$$

式中决定系数 r^2 为 0.9897, 表明拟合的效果较好. 修正因子 ξ 随无量纲半径 R^+ 先增加后减小, 当 $R^+ = 7.24$ 时修正因子取到最大值 0.958.

式 (25) 中第一项为 1, 与 Zhang 等^[1] 采用的推荐值完全一致. 第二项和第三项分别是对第一项的修正. 第二项表明当气泡半径很小时 ($R^+ < 5.0$), ξ 与 R^+ 几乎成正比例关系, 也即马氏力与半径成平方关

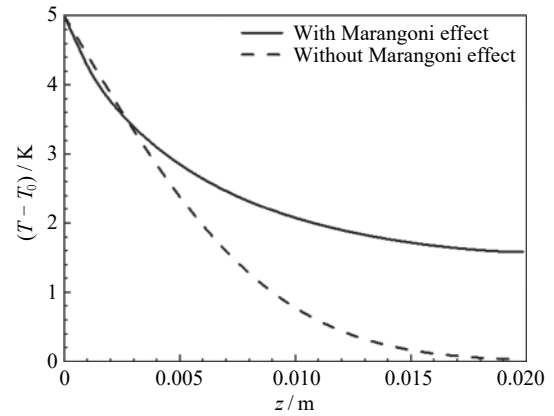


图 9 半径为 10 mm 的气泡表面温度分布

Fig. 9 Temperature distribution on the surface of the bubble at a radius of 10 mm

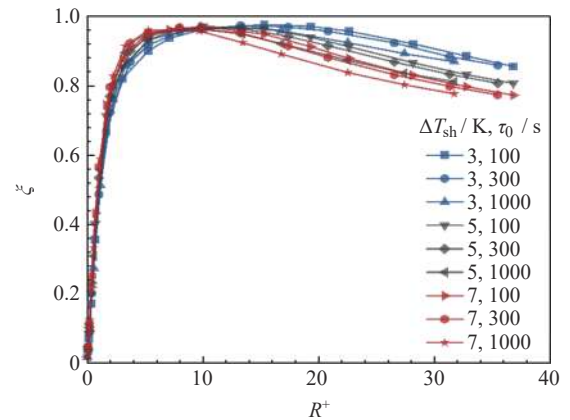


图 10 马氏力修正因子随无量纲气泡半径的变化

Fig. 10 Change of Marangoni force correction factor with dimensionless bubble radius

系, 这与 Ma 等^[8]采用的式 (12) 一致. 第三项表明, 对于尺寸较大的气泡 ($R^+ > 7.24$), 修正因子呈线性缓慢下降趋势. 需要注意的是, 由于过热度 ΔT_{sh} 对马氏力修正因子的影响较大, 式 (25) 仅适用于壁面过热度在 3 ~ 7 K 范围内的工况. 如果在实际使用中超出本文所给的范围, 则需要重新拟合马氏力修正因子. 这里给出修正因子的通式为

$$\xi = 1 - e^{-AR^+} - BR^+, \quad (A > 0, B > 0). \quad (26)$$

综上计算, 得到壁面过热度在 3 ~ 7 K 范围内修正因子的拟合公式. 该公式适用于各种半径的液氧气泡, 拓宽了马氏力计算模型的适用范围.

3 计算结果与讨论

考虑以下工况: 液氧贮箱压力 0.3 MPa, 壁面过热度 $\Delta T_{sh} = 5$ K, 过热液体厚度 $\delta h = 7.1$ mm (相当于 300 s 无限大平板导热的结果). 采用本文提出的马氏力计算模型、Zhang 的模型、Ma 的模型和 Karri 的模型求解气泡脱离半径, 根据图 3 所示计算流程, 可以得到不同重力下的气泡脱离半径 (见图 12).

从图 12 可以看出, 气泡的脱离行为可以明显分为三个区, 分别是微重力区 ($\gamma \leq 1.5 \times 10^{-4}$), 过渡区 ($1.5 \times 10^{-4} < \gamma < 0.1$) 和低重力区 ($0.1 \leq \gamma < 1$).

Karri 的方法不考虑马氏力. 虽然能在低重力区

与实验结果吻合得很好, 但是在过渡区和微重力区将会低估气泡脱离半径近 1 个数量级. 因此, 马氏力在过渡区和微重力区是不能忽略的.

Ma 的方法是采用式 (12) 计算马氏力. 在过渡区和低重力区, 气泡尺寸很小, 其结果是正确的. 但是在微重力区, 气泡尺寸很大, 如果依然采用壁面温度梯度替代平均温度梯度将严重高估马氏力, 最终导致气泡脱离半径被高估若干个数量级.

Zhang 的方法是采用式 (13) 计算马氏力. 在微重力区气泡尺寸很大, 其结果是正确的. 但是在过渡区和低重力区, 气泡尺寸很小, 如果依然采用主流温度替代气泡顶端温度将高估马氏力, 最终导致气泡脱离半径被高估将近一个数量级.

本文的方法是采用式 (13) 和式 (25) 计算马氏力.

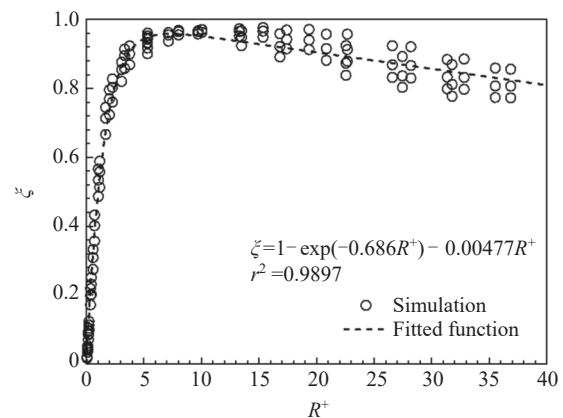


图 11 马氏力修正因子拟合结果

Fig. 11 Fitting result of Marangoni force correction factor

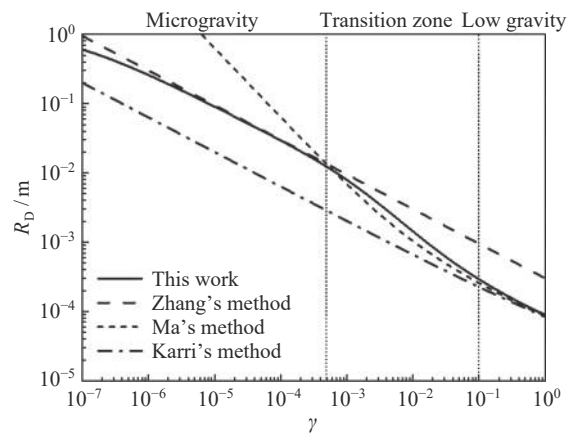


图 12 气泡脱离半径与重力的关系

Fig. 12 Relation between the bubble departure radius and gravity

表 6 仿真所得马氏力随气泡半径的变化
Table 6 Change of Marangoni force with bubble Radius obtained from simulation

R / mm	R^+	马氏力 F_m / N	修正因子 ξ
0.5	0.1081	7.7174×10^{-8}	0.0409
1	0.2153	3.8843×10^{-7}	0.1030
2	0.4271	1.7431×10^{-6}	0.2312
5	1.0428	1.0067×10^{-5}	0.5341
10	2.0098	2.9000×10^{-5}	0.7693
20	3.7600	6.7864×10^{-5}	0.9001
30	5.3174	1.0660×10^{-4}	0.9426
50	8.0163	1.8185×10^{-4}	0.9647
100	13.2935	3.6385×10^{-4}	0.9651
150	17.4053	5.3273×10^{-4}	0.9421
200	20.8566	6.9017×10^{-4}	0.9154
300	26.5871	9.8190×10^{-4}	0.8682
400	31.3604	1.2557×10^{-3}	0.8327
500	35.5285	1.5211×10^{-3}	0.8070

在微重力区, 与 Zhang 的方法基本吻合; 在过渡区, 与 Ma 的方法基本吻合; 在低重力区, 与 Ma 和 Karri 的方法基本吻合. 本文的方法可以大范围适应重力的变化, 具有通用性. 将结果分区拟合可得

$$R_D \propto \begin{cases} \gamma^{-0.40}, & r^2 = 0.9964, \gamma \leq 1.5 \times 10^{-4}; \\ \gamma^{-0.62}, & r^2 = 0.9965, 1.5 \times 10^{-4} < \gamma < 0.1; \\ \gamma^{-0.53}, & r^2 = 0.9986, 0.1 \leq \gamma < 1. \end{cases} \quad (27)$$

可以近似地认为, 在低重力区、过渡区和微重力区, 气泡脱离半径分别与 $\gamma^{-0.5}$, $\gamma^{-0.6}$ 和 $\gamma^{-0.4}$ 成正比.

对于完全失重的情况, F_{total} 曲线无非负解, 气泡脱离半径无限大, 因此认为气泡不能脱离壁面. Li 等^[19] 通过返回式卫星实验研究了平板加热器池沸腾现象, 发现气泡生成后难以从加热表面脱落, 而是在加热面移动. 小气泡不断兼并长大成为大气泡, 直到大气泡变为气膜覆盖加热表面, 核沸腾转变为膜沸腾. 此现象与本文计算结果一致.

图 13(a)~(c) 分别为微重力区、过渡区和低重力区气泡所受合力随半径的变化关系. F_{total} 曲线仅有一个非负解. 当气泡半径很小时, 压差力、表面张力和黏性力起主导作用, 曲线有负的截距; 当气泡半径稍大时, 马氏力增大, 曲线 F_{total} 明显凹陷; 当气泡半径更大时, 浮力占优, 气泡脱离壁面上浮.

需要说明的是, Liu 等^[6] 通过返回式卫星实验研究了丝状加热器气泡脱离现象, 观测到微重力条件下微小气泡行为与常重力时相似, 但在中等尺寸范围内, 气泡往往黏附在加热丝上做横向振动, 不断合并所碰到的小气泡, 直到超过临界尺寸后脱落. 即对于丝状加热器, F_{total} 有三个非负解而不是一个非负解. 一种可能的解释是丝状加热器会导致气泡几何尺寸 R_s 的改变, 式 (6) 中 $\beta = 0.9$ 的假设不再成立. 如果 $\beta > 1$, 压差力大于表面张力, 那么 F_{total} 是有可能存在 3 个非负解的.

在实际的火箭推进系统中, 液氧贮箱压力不是恒定的, 气泡脱离半径与压力有关. 随着压力增大, 表面张力系数逐渐减小, 导致表面张力减小, 从而使得气泡更容易脱离壁面, 气泡脱离半径减小^[20].

实际航天器在完全失重环境下, 液氧贮箱内会出现贴附在壁面的巨大气泡 (半径可能达厘米级甚至米级). 当航天器调整姿态或变轨时, 会产生类似重力的惯性力. 浮力会起到支配作用, 减小了气泡脱离的临

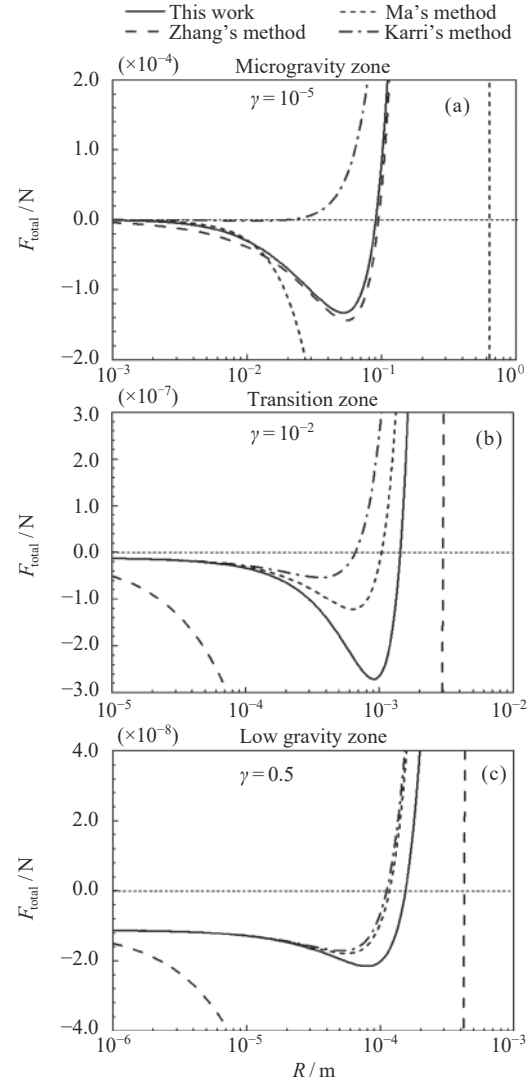


图 13 气泡所受合力随半径的变化

Fig. 13 Change of the total force on the bubble with radius

界半径, 导致贴附在壁面的巨大气泡脱落, 最终在贮箱中央形成一个被液氧包围的巨大气泡.

4 结论

研究了微重力下火箭推进系统液氧贮箱内气泡脱离半径, 得到如下主要结论.

(1) 建立了微重力下气泡动力学模型. 气泡的运动规律由浮力、惯性力、压差力、表面张力、黏性阻力和 Marangoni 力 6 个力的合力决定.

(2) 提出了统一的 Marangoni 力计算模型. 依托数值仿真拟合得到壁面过热度在 3 K 到 7 K 范围内

的 Marangoni 力修正因子, 该修正因子是指数函数与一次函数的叠加.

(3) 液氧贮箱内气泡脱离半径随重力的变化规律可以划分为微重力区 ($\gamma \leq 1.5 \times 10^{-4}$), 过渡区 ($1.5 \times 10^{-4} < \gamma < 0.1$) 和低重力区 ($0.1 \leq \gamma < 1$) 三个区. 气泡脱离半径分别与 $\gamma^{-0.4}$, $\gamma^{-0.6}$ 和 $\gamma^{-0.5}$ 成正比. 微重力区可以形成厘米级甚至米级的大气泡, 而低重力区只能形成 0.1 mm 级的小气泡. 所提出的模型可以同时适用于三个区, 具有通用性.

(4) 分析了实际在轨液氧贮箱内气泡的运动特征. 航天器调整姿态和变轨时, 惯性力会使气泡的浮力增大, 导致贴附在壁面的巨大气泡脱落并移动至贮箱中央.

参考文献

- [1] ZHANG N, CHAO D F. Models for enhanced boiling heat transfer by unusual Marangoni effects under microgravity conditions[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 1999, **26**(8): 1081-1090
- [2] YAN Chunjie, ZHENG Yongyu, Yang Qi, *et al.* Deformation characteristics of gas-liquid interface in cryogenic propellant tank under microgravity environment[J]. *Vacuum and Cryogenics*, 2022, **28**(3): 285-290
- [3] KARRI S R. Dynamics of bubble departure in microgravity[J]. *Chemical Engineering Communications*, 1988, **70**(1): 127-135
- [4] SIEGEL R, KESHOOCK E G. Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in saturated water[J]. *Aiche Journal*, 1964, **10**(4): 509-517
- [5] YOUNG N O, GOLDSTEIN J S, BLOCK M J. The motion of bubbles in a vertical temperature gradient[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1959, **6**(3): 350-356
- [6] LIU Gang, ZHAO Jianfu, WAN Shixin, *et al.* Bubble departure diameter in microgravity pool boiling[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2008, **29**(1): 93-95
- [7] ZHANG Y, WEI J, XUE Y, *et al.* Bubble dynamics in nucleate pool boiling on micro-pin-finned surfaces in microgravity[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2014, **70**: 172-182
- [8] MA Yuan, SUN Peijie, LI Peng, *et al.* Investigation on the boiling bubble departure behavior of cryogenic fluid in microgravity[J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2018, **52**(9): 89-94
- [9] YI Tianhao, CHEN Chaoyue, LEI Zuosheng, *et al.* Numerical simulation of bubble dynamics and heat transfer during pool boiling in microgravity[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2019, **39**(4): 469-477 (易天浩, 陈超越, 雷作胜, 等. 微重力池沸腾中的气泡和传热行为数值模拟[J]. *空间科学学报*, 2019, **39**(4): 469-477)
- [10] BEER H, BORROW P, BEST R. Nucleate boiling: bubble growth and dynamics[M]// Hahne E. Heat Transfer in Boiling. New York: Academic Press, 1977: 21-52
- [11] MIKIC B B, ROHSENOW W M, GRIFFITH P. On bubble growth rates[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1970, **13**(4): 657-666
- [12] WAGNER W, PRUB A. The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use[J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2002, **31**(2): 387-535
- [13] LEMMON E W, BELL I H, HUBER M L, *et al.* NIST standard reference database 23: reference fluid thermodynamic and transport properties-refprop, version 10.0 [EB/OL]. (2022-01-27)[2022-05-31]. <https://doi.org/10.18434/T4/1502528>
- [14] STRAUB J. Boiling Heat Transfer and Bubble Dynamics in Microgravity[M]. Advances in Heat Transfer, Amsterdam: Elsevier, 2001: 35, 57-172
- [15] LI Z, ZHU Z, LIU Q, *et al.* Simulating propellant reorientation of vehicle upper stage in microgravity environment[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2013, **25**(4): 237-241
- [16] YANG Shiming, Tao Wenquan. Numerical Heat Transfer [M]. 2nd ed. Beijing: Higher Education Press, 2001
- [17] STEWART R B, JACOBSEN R T, WAGNER W. Thermodynamic properties of oxygen from the triple point to 300 K with pressures to 80 MPa[J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1991, **20**(5): 917-1021
- [18] LEE D J. Bubble departure radius under microgravity[J]. *Chemical Engineering Communications*, 1992, **117**(1): 175-189
- [19] LI Jing, ZHAO Jianfu, YAN Na, *et al.* Bubble behavior in microgravity pool boiling[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2008(3): 439-442
- [20] ZHENG Yao, CHANG Huawei, CHEN Hong, *et al.* Bubble departure characteristics during liquid hydrogen flow boiling under microgravity[J]. *Journal of Central South University (Science and Technology)*, 2021, **52**(5): 1666-1672

作者简介



李文韬 男, 1999 年 7 月出生于陕西省汉中市, 现为北京航空航天大学在读博士生, 主要研究方向为微重力下气泡动力学、多物理场耦合数值仿真等。
E-mail: lwt_2017@buaa.edu.cn



梁国柱 (通信作者) 男, 1966 年 3 月出生于贵州省遵义市, 现为北京航空航天大学宇航学院教授, 博士生导师, 主要研究方向为运载火箭贮箱增压输送系统动力学、姿轨控发动机地面与高空模拟试验技术、火箭发动机设计/仿真/优化等。
E-mail: lgz@buaa.edu.cn