

DOI: 10.7652/xjtuxb201809012

低温流体微重力池沸腾气泡脱落特性研究

马原¹, 孙培杰², 李鹏², 王磊¹, 厉彦忠¹

(1. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安; 2. 上海宇航系统工程研究所, 201108, 上海)

摘要: 研究微重力下的气泡动力学行为及其脱落特性是揭示微重力下流体沸腾换热机理的基础, 而气泡处于空间复合弱力环境下, 表现出不同于常规的特殊现象。以微重力下平板加热面上氢沸腾气泡为对象, 展开了受力分析, 考虑到 Marangoni 效应的影响, 构建了受力平衡模型, 进一步计算并分析了不同重力、压力、流体过冷度、壁面过热度下的气泡脱落直径。研究结果表明, 当重力降低至某一临界值后, 沸腾气泡存在 3 个不同尺度的脱落直径, 且重力水平越低, 气泡最大脱落尺寸越大, 直径最大可达几十厘米。在常重力下, 沸腾气泡仅存在 0.01~0.1 mm 量级的脱落直径, 压力对常重力与微重力下气泡脱落直径的影响差异显著, 随着压力的升高, 常重力气泡脱落直径不断减小, 而微重力下最大气泡脱落直径有所增大; 在微重力下, 流体温度越低则过冷度越大, 因此气泡最大脱落直径也越大, 液氢过冷度每提高 1 K, 最大气泡脱落直径增大约 10%。当重力一定时, 存在临界壁面过热度, 且只有当壁面过热度超过该临界值时, 沸腾气泡才会存在 3 个脱落直径。当压力越高、流体温度越低时, 该临界过热度越小。

关键词: 微重力; 平板加热面; 沸腾气泡; 液氢贮箱; 气泡脱落直径

中图分类号: TK121 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2018)09-0089-06

Investigation on the Boiling Bubble Departure Behavior of Cryogenic Fluid in Microgravity

MA Yuan¹, SUN Peijie², LI Peng², WANG Lei¹, LI Yanzhong¹

(1. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. Shanghai Institute of Aerospace System Engineering, Shanghai 201108, China)

Abstract: The investigation on the bubble dynamics and departure characteristics in microgravity is the foundation to reveal the mechanism of boiling heat transfer under microgravity. Under microgravity, bubbles present different behaviors from that in normal gravity condition because of the comprehensive effects of several weak forces. Analyzing the force on a single hydrogen bubble on the plate heating surface and considering the Marangoni effect under microgravity, the bubble departure diameters are calculated for different gravities, pressures, fluid subcooling degree, and superheating degree of the wall. Results show that there might be three bubble departure diameters when the gravity is lower than a certain value, and the biggest departure diameter could increase to tens of centimeters as the gravity decreases. However, the bubble departure diameter in ground gravity is only at the scale of 0.01-0.1 mm, which shows that the effects of pressure

收稿日期: 2017-11-24。 作者简介: 马原(1991—), 女, 博士生; 厉彦忠(通信作者), 男, 教授, 博士生导师。 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51376142); 航天低温推进剂技术国家重点实验室开放基金资助项目(SKLTSCP1810); 陕西省博士后科研资助项目。

网络出版时间: 2018-06-24

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20180624.1129.006.html>

on the bubble departure diameter are obviously different in normal and micro gravities. The bubble departure diameter declines in normal gravity, but the biggest departure diameter increases with the pressure in microgravity. Under microgravity, the lower the fluid temperature (means higher subcooling degree), the greater the biggest bubble departure diameter. The biggest departure diameter increases by about 10% with a 1 K increase of the subcooling degree. Under a certain microgravity, there is a critical wall superheating degree, and the existence of three different departure diameters depends on whether the wall superheating degree reaches the critical value. Higher pressure and lower liquid temperature result in lower critical superheating degree.

Keywords: microgravity; plate heating surface; boiling bubble; liquid hydrogen tank; bubble departure diameter

以液氢、液氧为代表的低温燃料以其高比冲、大推力、无毒无污染等性能优势,成为未来空间任务的首选推进剂。然而,低温推进剂具有沸点低、易蒸发等特性,造成其在空间应用与管理中面临大量不同于地面条件的复杂状况^[1]。其中,研究微重力下的气泡动力学特性是分析微重力下流体流动、换热及其他复杂在轨管理问题的基础,多国研究人员投入了大量精力开展相关研究。Straub 等指出微重力下气泡的脱落主要归因于表面张力效应^[2];Lee 等指出,微重力下流体受热形成的沸腾气泡可生长至厘米量级^[3];Kim 等借助探空火箭与飞机搭载实验,证实了微重力下加热面形成的沸腾气泡尺寸有明显增加^[4-5];Koeln 等整合了不同重力下气泡动力学的相关试验结果,提出了气泡脱落直径和生长周期随重力变化的函数关系^[6-7];Wang 等基于大量沸腾实验数据,构建了描述不同重力下液氢池沸腾传热的经验关联式^[8]。此外,齐宝金等研究发现,微重力下气泡的脱落直径较常重力工况大约升高 1~2 个量级^[9];赵建福等实验研究了微重力下细丝加热器表面的气泡特性,观测到 3 个不同尺度的气泡脱落直径,并指出,微重力下 Marangoni 效应对气泡行为的影响显著^[10-11]。

受研究手段及低温流体物性的限制,有关微重力下低温温区气泡动力学特性及沸腾换热规律的研究鲜有报道。低温推进剂贮箱长期在轨期间,壁面漏热可能导致推进剂气化,从而给推进剂空间管理与应用带来挑战。深入研究低温贮箱壁面产生气泡的生长与运动特性,是探究低温推进剂在轨流动换热机理以及在轨流体管理技术的前提。因此,本文对平板加热面液氢池沸腾气泡开展受力分析,在考虑 Marangoni 效应的基础上构建可描述微重力下气泡脱落直径的数学模型,通过计算分析获得微重

力下重力水平、贮箱压力、液体过冷度、壁面过热度等对平板加热面氢气泡脱落直径的影响。

1 气泡受力分析

不计贮箱表面曲度对气泡运动的影响,将贮箱表面简化为平板加热面进行研究。以平板表面孤立气泡为研究对象开展受力分析,不计多气泡聚合效应对气泡生长与脱落过程的影响,加热壁面上气泡受力分析如图 1 所示。常重力下,气泡主要受浮力 F_b 、惯性力 F_i 、压差力 F_p 、表面张力 F_s 、黏性阻力 F_d 这 5 种作用力的影响。

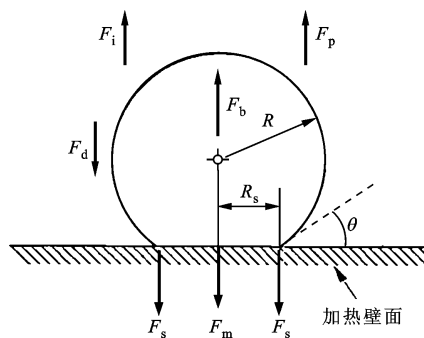


图 1 加热壁上气泡受力分析

微重力下,由于重力的极大抑制,不再具有对气泡行为起决定性作用的主控力,气泡行为更易受到多种弱力的综合影响。有研究人员指出,微重力下气泡除了受上述 5 种力外,相邻气泡界面温度差引起的 Marangoni 对流效应也不可忽略,需要考虑 Marangoni 力 F_m 的影响^[12], F_m 是由气泡附近温度梯度引起的表面张力变化而产生的。池沸腾中,紧贴壁面的流体温度高于液体主体区温度,并沿着远离壁面的方向存在温度梯度。 F_m 会驱使气泡向高温区运动,从而阻碍气泡从加热面处脱落。实际中,气泡在加热面上生成并逐渐生长,气泡所受这 6 种

作用力也随之变化,当驱动气泡脱落的合力超过维持气泡依附壁面的合力时,气泡将从壁面脱落。

2 数学模型

气泡受到的作用力根据作用方向可分为促使气泡脱落的脱落力 F_D 和维持气泡依附于加热面的维持力 F_R 。微重力下,气泡受力平衡条件表示为

$$\left. \begin{aligned} F_R &= F_D \\ F_d + F_s + F_m &= F_i + F_p + F_b \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

各作用力的数学模型^[10,13]为

$$\left. \begin{aligned} F_d &= C_d \frac{\rho_l}{2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 A_c \\ F_s &= S_c \sigma \sin \beta \\ F_m &= 2k\pi |\sigma_T| T' R^2 \\ F_i &= -\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_l \frac{d^2 R}{d\tau^2} \\ F_p &= \left(\frac{2\sigma}{R} + \Delta P_v \right) A_c \\ F_b &= \frac{4}{3} \pi R^3 (\rho_l - \rho_g) g \\ C_d &= 5.360 / \left(R \frac{dR}{d\tau} \frac{\rho_l}{\mu_l} \right)^{-0.79} \\ A_c &= \pi R_s^2 \\ S_c &= 2\pi R_s \\ T' &= \frac{T_w - T_l}{\Delta x} \\ \Delta P_v &= -\frac{1}{3} R \rho_l \frac{d^2 R}{d\tau^2} + C_d \frac{\rho_l}{8} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中: C_d 为曳力系数; ρ 为密度; R 为气泡半径; τ 为时间; A_c 为气泡与壁面接触面积; R_s 为气泡接触面积半径, R_s/R 取经验值 $7/11$ ^[14]; μ 为黏性系数; S_c 为气泡与壁面接触周长; σ 为表面张力; β 为接触角; k 为经验系数,在平板工况中取 0.3 ^[15]; σ_T 为表面张力温度系数; T' 为温度梯度; T 为温度; Δx 为距离; ΔP_v 为动压压差; g 为重力加速度。

研究发现,池沸腾气泡生长过程中,气泡直径随时间存在较为确定的变化关系,且这种变化关系受重力的影响微弱^[16]。因此,本文在气泡尺寸的计算中,对气泡生长半径进行求解^[2],即

$$R = E\sqrt{\tau} \quad (3)$$

$$E = \frac{\sqrt{\pi}}{2} Ja \sqrt{\alpha_l} \quad (4)$$

$$Ja = \frac{\rho_l c_{p,l} \Delta T_{sh}}{\rho_g h_{fg}} \quad (5)$$

式中: E 为经验系数; Ja 为雅各布数; α 为扩散系数;

c_p 为比定压热容; h_{fg} 为汽化潜热; ΔT_{sh} 为壁面过热度。

为获得气泡受力平衡关系,令 $y = \sqrt{\tau}$, 将式(1)转化为 y 的多项式形式,对该多项式进行求解,可得气泡受力达到平衡时的临界尺寸,即

$$f(y) = C_3 y^3 + C_2 y^2 + C_1 y^1 + C_0 y^0 = 0 \quad (6)$$

$$C_0 = \rho_l E^3 \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{12} \left(\frac{R_s}{R} \right)^2 - \frac{3}{32} \left(\frac{R_s}{R} \right)^2 C_d \right) \quad (7)$$

$$C_1 = 2\sigma \frac{R_s}{R} \left(\frac{R_s}{R} - \sin \beta \right) \quad (8)$$

$$C_2 = -2k |\sigma_T| T' E \quad (9)$$

$$C_3 = \frac{4}{3} E^2 (\rho_l - \rho_g) g \quad (10)$$

计算 Marangoni 力时,温度梯度 T' 的确定尤为关键。微重力下对流换热作用十分微弱^[17],因此可将热壁面附近液体区的温度梯度求解简化为半无限大非稳态导热问题,半无限大物体定壁温导热模型如图2所示。由图2可知,液相初始温度 T_0 均一, $t=0$ 时,在 $x=0$ 处突然受到热扰动,取第一类边界条件,壁面温度突然变化到 T_w 并保持恒定。求解可得温度场分析解

$$\frac{T(x,t) - T_w}{T_0 - T_w} = \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) \quad (11)$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (12)$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (13)$$

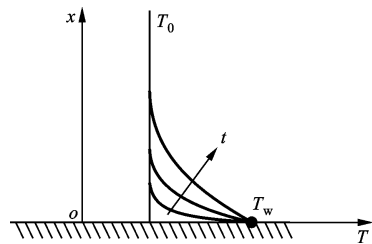


图2 半无限大物体定壁温导热模型

3 计算结果与分析

基于前述建模思想,采用 Matlab 软件对液氢贮箱表面的气化气泡生长与脱落过程进行编程建模,计算不同重力水平、贮箱压力、液体过冷度、壁面过热度下的气泡生长与脱落特性。计算中涉及的工质物性通过调用 NIST 数据库获得,流体与壁面接触角为 4° ^[18]。采用导热模型计算了近壁区流体温度随时间变化规律,如图3所示。由图3可知,液相初始温度为 20 K ,壁面扰动后的温度为 30 K ,随着时间的

推移,由导热引起的液体温度变化区域逐渐扩展,时间越长,导热厚度越大,对应温度梯度逐渐减小。

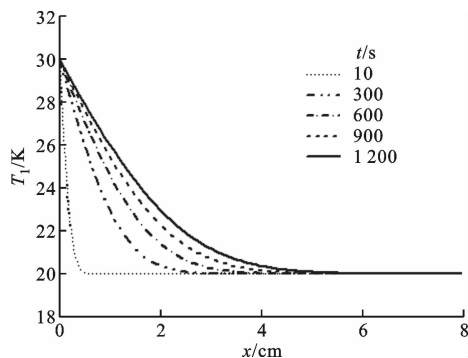


图3 加热面附近液相温度分布随时间的变化

3.1 重力因素

图4给出了压力为0.3 MPa、液体温度为20 K(过冷度为4.6 K)、壁面温度为30 K(过热度为5.4 K)时,不同重力下 $f(y)$ 的变化曲线。由图4可知:当 $f(y) < 0$ 时(表示 $F_R > F_D$),气泡依附在加热表面;当 $f(y) > 0$ 时(表示 $F_R < F_D$),气泡将从加热面脱落。计算可知,平板加热面的气泡脱落特性与细丝加热面实验结果具有相似的规律^[10]。在常重力及低重力下,式(6)只存在一个 10^{-2} mm量级的正根 D_{b1} ,即气泡以确定的小尺寸从加热面脱落。当重力降至 $1.61 \times 10^{-4} g_0$ ($g_0 = 9.81 \text{ m/s}^2$)时,重力作用已相对微弱, $f(y)$ 出现第2个根 D_{b2} ,即气泡在各种弱力的综合作用下,可能在2个不同的尺寸下达到受力平衡。随着重力进一步降低, $f(y)$ 出现第3个根 D_{b3} ,在 $1.0 \times 10^{-4} g_0$ 时, $D_{b1} = 0.01 \text{ mm}$, $D_{b2} = 98.01 \text{ mm}$, $D_{b3} = 411.46 \text{ mm}$ 。气泡尺寸在 D_{b1} 与 D_{b2} 之间时,气泡受到的脱落地力大于维持力,将脱离壁面,而气泡尺寸在 D_{b2} 至 D_{b3} 之间时,气泡受到的脱落地力小于维持力,将依附于壁面继续生长,当气泡尺寸大于 D_{b3} 时,气泡受到的脱落地力将再次大于维持力,从而脱离壁面。

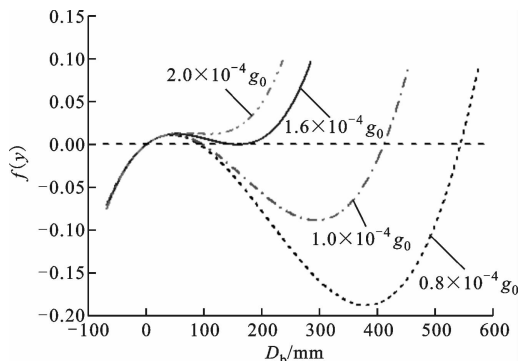


图4 $f(y)$ 随重力的变化

图5给出了 $1.0 \times 10^{-4} g_0$ 重力下,各作用力随气泡尺寸的变化关系。由图5可知:各作用力在微重力水平下均处于较低水平;随着气泡尺寸的增大, F_m 、 F_b 明显增大,逐渐对气泡的受力平衡关系起主导作用。

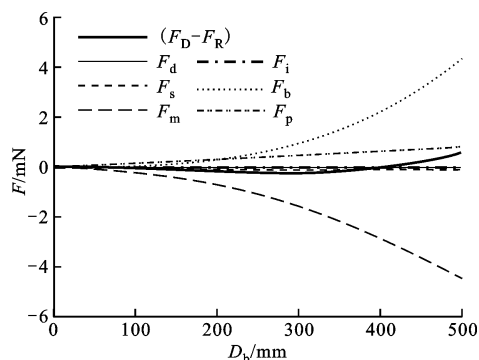


图5 微重力条件下各作用力随气泡生长的变化

当重力大于 $10^{-4} g_0$ 时,气泡脱落直径 D_{b1} 均在0.01 mm左右,几乎不受重力的影响。其他2个根 D_{b2} 、 D_{b3} 只存在于微重力工况下,且受重力水平的影响显著, D_{b2} 、 D_{b3} 随重力的变化情况如图6所示。由图6可知:随着重力的不断下降,脱落直径 D_{b2} 缓慢降低,说明有更多较小尺寸的气泡将具有依附于壁面继续生长的趋势;另一方面,最大脱落直径 D_{b3} 的尺寸随重力的减小而显著增大,表明气泡在重力越小时越不容易脱落,而是在加热面不断地生长至更大尺寸。此外,改变压力、过冷度与过热度时, D_{b2} 、 D_{b3} 始终具有相反的变化规律,且 D_{b2} 的减小和 D_{b3} 的增大均代表气泡具有更强依附于壁面的趋势, D_{b3} 可代表微重力下的最大脱落直径。

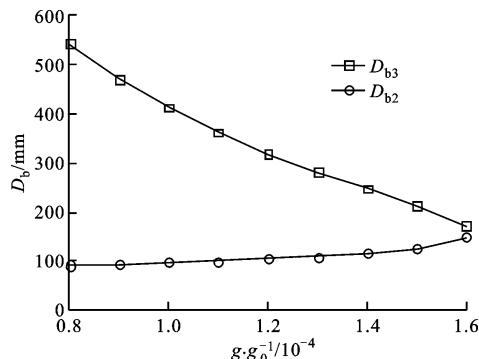


图6 D_{b2} 、 D_{b3} 随重力的变化

3.2 贮箱压力与流体温度的影响

在重力条件取 $1.0 \times 10^{-4} g_0$ 、壁面过热度取10 K时,改变压力、流体温度或过冷度,不同过冷度下 D_{b1} 随压力 and 不同流体温度下 D_{b3} 随压力的变化情况如图7、8所示。由图7、8可知: D_{b1} 、 D_{b3} 随压力的

变化呈现相反的趋势,随着压力的升高, D_{b1} 逐渐减小,而 D_{b3} 不断增大;流体温度或过冷度对 D_{b1} 的影响并不明显,过冷度小的工况脱落直径稍大于过冷度大的工况,但差异相对于压力的影响可忽略;在压力一定时,流体温度越低,过冷度越大,脱落直径 D_{b3} 越大。

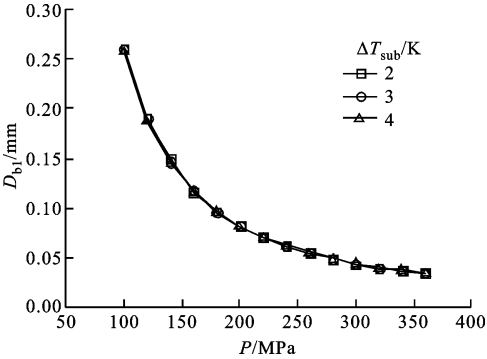


图 7 不同过冷度下 D_{b1} 随压力的变化

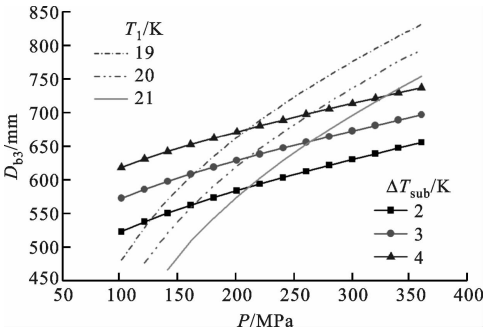


图 8 不同流体温度下 D_{b3} 随压力的变化
($g = 1.0 \times 10^{-4} g_0$, $\Delta T_{sh} = 10 \text{ K}$)

D_{b1} 不仅体现了微重力气泡的脱落特性,也可代表常重力下的气泡脱落特性。因此,在地面重力下,加热面气泡脱落直径随压力的升高显著减小,而受流体过冷度的影响较弱;在微重力下,气泡有可能具有与地面条件相似的脱落特性,且可能持续生长,此时最大脱落直径随压力升高而增大,且随流体温度的下降(过冷度的提高)而增大,这与地面工况所呈现的规律相反。

3.3 壁面过热度的影响

图 9 给出了在重力为 $1.0 \times 10^{-4} g_0$ 、压力为 0.21 MPa、流体温度取 20 K(过冷度 3 K)时,气泡脱落直径 D_{b1} 、 D_{b3} 受壁面过热度影响的变化规律。由图 9 可知,随着壁面过热度的增大, D_{b1} 和 D_{b3} 均增大,即在常重力和微重力下,气泡脱落直径均随壁面过热度的增大而增大。

当重力一定,在不同的压力、流体温度下,存在一个临界壁面过热度使得气泡受力平衡关系式(6)

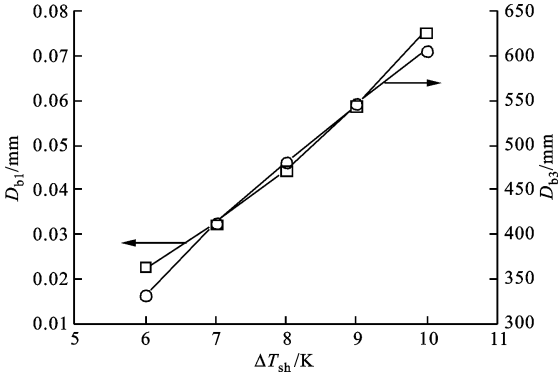


图 9 D_{b1} 、 D_{b3} 随壁面过热度的变化

存在 3 个解;当壁面过热度低于该临界值时,式(6)只存在 D_{b1} 一个解。图 10 给出了重力取 $1.0 \times 10^{-4} g_0$ 时的计算结果。由图 10 可知,压力越高、流体温度越低时,较小的壁面过热度可引起微重力下出现多个气泡脱落尺寸。

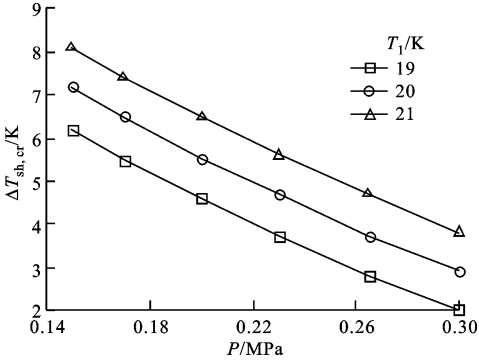


图 10 临界壁面过热度随流体温度和压力的变化

4 结 论

本文针对微重力下液氢贮箱表面沸腾气泡的生长与脱落特性进行了受力分析与建模计算,研究了重力水平、贮箱压力、流体温度和壁面过热度等因素对气泡脱落直径的影响,主要结论如下。

(1)常重力下,气泡以很小的尺寸(0.01~0.1 mm 量级)脱落加热面,且只存在一个脱落直径;在微重力下,沸腾气泡不仅存在一个与常重力相当的脱落尺寸,还可能持续生长至更大尺寸,建模计算可得 3 个不同尺度的脱落直径,最大气泡脱落直径可达几十厘米量级。

(2)气泡脱落直径 D_{b1} 几乎不受重力影响,脱落直径 D_{b2} 、 D_{b3} 只存在于微重力下,且受重力水平的影响显著,随着重力的下降,最大脱落直径 D_{b3} 不断增大,意味着气泡越不容易脱落,可以在加热面持续生长至更大尺寸。

(3)常重力下,气泡脱落直径随压力的升高显著

下降,而受流体温度的影响十分微弱。微重力下,气泡最大脱落直径随压力的升高而增大,且随流体温度的下降(过冷度的提高)而增大。

(4)地面重力与微重力下,气泡脱落直径均随壁面过热度的增大而增大。微重力下,当压力越高、流体温度越低时,在更小的壁面过热度下会出现多个气泡脱落尺寸。

本文主要从受力平衡角度研究气泡生长与脱落特性,理论揭示了微重力下贮箱壁面可能生成大尺寸气化气泡的特殊现象,并与常温流体微重力实验观测到的多个气泡脱落直径规律相似。然而,对低温流体预测结果的量化分析,仍需更多的低温流体微重力实验数据来支撑。

参考文献:

- [1] 马原, 厉彦忠, 王磊, 等. 低温推进剂在轨加注技术与方案研究综述 [J]. 宇航学报, 2016, 37(3): 245-252.
MA Yuan, LI Yanzhong, WANG Lei, et al. Review on on-orbit refilling technologies and schemes of cryogenic propellants [J]. Journal of Astronautics, 2016, 37(3): 245-252.
- [2] STRAUB J. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity [J]. Advances in Heat Transfer, 2001, 35: 57-172.
- [3] LEE D J. Bubble departure radius under microgravity [J]. Chemical Engineering Communications, 1992, 117(1): 175-189.
- [4] KIM J, BENTON J F. Highly subcooled pool boiling heat transfer at various gravity levels [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2002, 23: 497-508.
- [5] KIM J, BENTON J. Subcooled pool boiling heat transfer in microgravity and Hi-g [J]. Journal of Heat Transfer, 2001, 123: 620.
- [6] KOELN J P, BOULWARE J C, BAN H. Bubble behavior in nucleate boiling experiment aboard the space shuttle [C]//The 48th Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Reston, VA, USA: AIAA, 2010: 192.
- [7] DHIR V K, QIU D M, CHAO D F, et al. Bubble dynamics and heat transfer associated with pool nucleate boiling under microgravity conditions [C]//Conference and Exhibit on International Space Station Utilization. Reston, VA, USA: AIAA, 2001: 4995.
- [8] WANG L, ZHU K, XIE F S, et al. Prediction of pool boiling heat transfer for hydrogen in microgravity [J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2016, 94: 465-473.
- [9] 齐宝金, 魏进家, 赵建福, 等. 短时微重力下气泡尾流效应的动力学特性研究 [J]. 工程热物理学报, 2015, 36(1): 184-188.
QI Baojin, WEI Jinjia, ZHAO Jianfu, et al. Dynamics study on bubble wake effect under short period of microgravity [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2015, 36(1): 184-188.
- [10] ZHAO J F, LIU G, WAN S X, et al. Bubble dynamics in nucleate pool boiling on thin wires in microgravity [J]. Microgravity Science and Technology, 2008, 20(2): 81-89.
- [11] 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.
- [12] 李震东, 赵建福, 鲁仰辉, 等. 池沸腾现象中热毛细对流的成因 [J]. 空间科学学报, 2008, 28(1): 38-43.
LI Zhendong, ZHAO Jianfu, LU Yanghui, et al. Origin of thermocapillary convection in pool boiling [J]. Chinese Journal of Space Science, 2008, 28(1): 38-43.
- [13] REDDY K S B. Dynamics of bubble departure in micro-gravity [J]. Chemical Engineering Communications, 1988, 70(1): 127-135.
- [14] COOPER M G, JUDD A M, PIKE R A. Shape and departure of single bubble growing at a wall [C]//Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference. Toronto, Canada: IHTC, 1977: 115-120.
- [15] SUBRAMANIAN R S, BALASUBRAMANIAM R. The motion of bubbles and drops in reduced gravity [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2001: 7-16.
- [16] 赵建福, 李震东, 张良. 不同重力条件下单气泡池沸腾现象的数值研究 [J]. 空间科学学报, 2012, 32(4): 537-543.
ZHAO Jianfu, LI Zhendong, ZHANG Liang. Numerical simulation on single bubble pool boiling in different gravity conditions [J]. Chinese Journal of Space Science, 2012, 32(4): 537-543.
- [17] 杨世铭, 陶文铨. 传热学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2006: 71-78.
- [18] BELLUR K, KONDURU V, KULSHRESTHA M, et al. Contact angle measurement of liquid hydrogen (LH₂) in stainless steel and aluminum cells [J]. Journal of Heat Transfer, 2016, 138(2): 020904.

(编辑 赵炜)