

重力条件对沸腾气泡特性的影响

赵锐¹,程文龙¹,刘期聂¹,范含林²

(1. 中国科学技术大学热科学和能源工程系,安徽合肥 230027;2. 中国空间技术研究院总体部,北京 100086)

摘要:根据气泡动力学原理,建立了壁面上沸腾气泡的数学模型.分别计算了在不同重力条件和不同壁面流动条件下的气泡特性参数,包括气泡的脱离直径和鼓泡频率.比较了重力和强迫对流对气泡特性的影响.提出了一种比较微重力条件和地面条件下核态沸腾的类比关系式,这一关系式对于将地面沸腾实验结果类比到空间微重力条件下具有一定的指导意义.

关键词:气泡动力学;核态沸腾;微重力

中图分类号:TK123 **文献标识码:**A

Effect of gravity condition on boiling bubbles

ZHAO Rui¹, CHENG Wen-long¹, LIU Qi-nie¹, FAN Han-lin²

(1. Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;
2. Project Management Department, Chinese Academy of Space Technology, Beijing 100086, China)

Abstract: A model of the boiling bubble was presented based on the bubble dynamics. The characteristics of the boiling bubble were studied under both various gravity conditions and various conductive conditions. The departure diameter and the bubbling frequency of the bubble were obtained. The effect of gravity condition and of conductive condition on the characteristics of the boiling bubble was compared. A correlation between the effect of gravity condition and of conductive condition on the characteristics of the boiling bubble was then concluded. With this correlation, the experimental results of the bubble boiling under the terrestrial condition could be extended analogously to instances under the space condition.

Key words: bubble dynamics; nucleate boiling; microgravity

0 引言

沸腾传热作为一种高效的传热方式,几乎在各个工业领域中都得到了广泛的应用.尽管沸腾传热的研究已经有了很长的历史,然而微重力条件下的沸腾仍是一项有待深入研究的课题.近年来,空间技术高速发展,可以预见,在未来的空间热控技术中,沸腾传热将扮演重要的角色.

与膜态沸腾相比,核态沸腾在实际应用过程中往往得到更多的应用.研究表明^[1],核态沸腾过程中90%以上的传热都是在气泡生长和脱离过程中发生的,因此,研究沸腾过程中的气泡动力学对研究沸腾现象的传热效果有着重要意义.

多年来,对常重力条件下沸腾气泡的研究已经十分广泛,文献^[2,3]都对其中的气泡动力学和汽泡热力学有全面的描述.然而,由于沸腾现象的复杂

性,对其中汽泡动力学的研究还有很多地方需要依赖实验结果和经验公式,而使用理论方法研究微重力条件下汽泡动力学存在着一定的难度.目前,这方面的理论研究还比较匮乏.柴立和等^[4]提出了微重力下双组分液体之内核态沸腾时汽泡成长的微楔形液层模型,分析了微楔形液层中液体的流动,结果表明:微层界面的移动现象可以解释高热流或者临界热流现象.文献^[5~7]也分别对组分传质进行了数值模拟研究.柯道友等^[8]使用数值方法计算了微重力条件下固定汽泡周围的温度分布,并分析了Marangoni对流和自然对流对温度场的影响.Lee^[9]提出了微重力条件下汽泡脱离直径的动力学模型.以此为基础,Zhao等^[10]引入了毛细力,提出了新的模型,解释了文献^[11]中微重力条件下的汽泡行为.Bhunia等^[12]使用数值方法研究了微重力条件下汽泡周围的液体运动,结果表明:作用于汽泡上的毛细力由汽泡周围液体速度和温度所决定.

在实验方面,Siegel和Keshock^[13]利用落塔研究了饱和水的单泡沸腾,使用摄像装置记录了汽泡的脱离直径和鼓泡频率,实验时间为1.8 s,成为早期研究的突出代表.Iguchi等^[14]利用可视化实验方法,观察并分析了微重力条件下单个汽泡在液体中的运动速度,结果表明:微重力条件下的汽泡平均速度由液体的表观速度所决定.赵建福等^[11]利用落塔开展了短时间内微重力条件下过冷池内沸腾传热实验研究,使用摄像装置记录了核态沸腾中的汽泡形态和运动轨迹,实验时间为3.6 s,实验工质为R113.然而,无论是失重飞行实验还是落塔实验都有实验时间短、实验过程难以精确控制等问题,而太空实验则代价过于昂贵.

相比之下,地面模拟实验是一种代价低廉、操作简单、较为可靠的研究方法.然而,地面的常重力条件和空间的微重力条件下的沸腾机制存在的差异使得两者的实验结果不能相互替代.因此,找寻微重力条件下沸腾过程中的动力学机制,建立不同重力条件下的汽泡动力学,找寻它们之间的关系成为了地面模拟实验的关键.

本文的研究重点在于:建立不同重力条件下核态沸腾中的汽泡动力学数学模型;利用数值模拟分别计算常重力条件和微重力条件下的汽泡特性参数,包括汽泡脱离直径和鼓泡频率,通过比较两种情况下的汽泡动力学参数,讨论核态沸腾地面模拟实验的实施方案.

1 核态沸腾过程中的汽泡动力学

考虑以下情况,在槽道中流过恒定速度(u_1)的水,其中一侧壁面加热,另一侧绝热.当加热壁面过热时,水吸收热量,并在加热壁面形成球形汽泡(接触角 α).建立如下直角坐标系: x 轴方向沿加热壁面切线方向, y 轴方向沿加热壁面法线方向.加热壁面的逆法线方向($-y$ 方向)和重力方向(g 方向)之间的夹角为 φ (图1),通过改变加热壁面的方向,可以调节 φ 的值.汽泡刚刚形成时附着在加热壁面上,之后随着吸收气液界面的水蒸气逐渐长大.在重力、浮力、Marangoni力、表面张力、汽泡内过量压力、粘性阻力、强迫对流的推动力等的作用下,汽泡将沿着壁面法向(y 方向)和壁面切向(x 方向)运动.汽泡脱离加热壁面之后,壁面附近的液体从壁面吸收热量,一段时间之后重新过热.定义单位时间内产生的汽泡数量为鼓泡频率,同时,定义汽泡脱离时刻的体积为汽泡脱离体积.

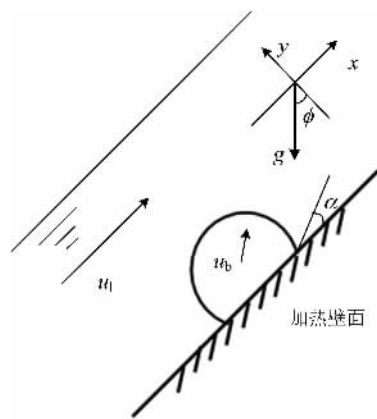


图1 附着在加热壁面上的沸腾汽泡示意图

Fig. 1 Sketch of a boiling bubble attached to the heated surface

1.1 沿壁面法向的汽泡脱离机制

首先讨论汽泡沿着壁面法线方向上(y 方向)的脱离机制.当汽泡生长到一定体积后,作用在汽泡上沿 y 方向的力达到平衡,并开始从加热壁面脱离.此时,在 y 方向上作用在汽泡上的力满足下列平衡方程

$$F_{b,y} + F_{i,y} + F_{p,y} + F_{M,y} = F_{\sigma,y} + F_{d,y} + F_{r,y} \quad (1)$$

其中, $F_{b,y}$, $F_{i,y}$, $F_{p,y}$ 和 $F_{M,y}$ 沿 $+y$ 方向, $F_{\sigma,y}$, $F_{d,y}$ 和 $F_{r,y}$ 沿 $-y$ 方向. $F_{b,y} = (\rho_l - \rho_g) g \cos \varphi V_b$,为汽泡质量力,表示为浮力与汽泡本身重力之差, V_b 是汽泡

的体积, g 是重力加速度; $F_{i,y} = d(m_b u_{c,y})/d\tau$, 为汽泡质心的移动所产生的惯性力, 其中 m_b 为瞬时汽泡质量, $u_{c,y}$ 是汽泡在 y 方向上的生长速度, 即汽泡膨胀时质心在 y 方向上的速度分量, τ 是时间; $F_{p,y} = \pi(r_b \sin \alpha)^2 (p_{\text{gas}} - p_{\text{liq}})$, 该作用力由气液界面两侧存在的压力差所导致, 其中 $\pi(r_b \sin \alpha)^2$ 是汽泡和壁面的接触面积, r_b 是汽泡瞬时半径, α 是汽泡和加热壁面的静态接触角, 气液两相之间的压力差 $p_{\text{gas}} - p_{\text{liq}} = 2\sigma/r_b$, 其中 σ 是表面张力系数; $F_{M,y} = 2\pi \int_{\alpha}^{\pi/2} r_b \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} d\theta$ 为 Marangoni 力, 是气液界面上表面张力梯度对汽泡的作用力, 其中, $\sigma/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$ 为表面张力系数, 其与温度的对应关系为: $\sigma(T) = 0.0755 - 0.000166T^{[15]}$, 气液界面附近的液体温度可以认为在壁面热边界层中线性分布; 表面张力 $F_{\sigma,y} = \pi r_b (\sin \alpha' + \sin \alpha'') \sigma$, 其中 α' 和 α'' 分别是汽泡面对来流方向和背对来流方向的动态接触角, 可以用 Hoffman^[16] 提出的经验公式 $\alpha_D = f_{\text{Hoff}}(Ca + f_{\text{Hoff}}^{-1}(\alpha))$ 确定, 其中 Ca 是毛细数; $F_{d,y} = 6\pi r_b \mu_l u_c \frac{2\mu_l + 3\mu_v}{3\mu_l + 3\mu_v}$, 为汽泡在液膜中运动由于粘性而受到的阻力, 其中 μ_l 和 μ_v 分别是液态水和水蒸气的动力粘性系数; $F_{r,y} = \left(I_m + \frac{\rho_k}{\rho_l}\right) \rho_l V_b a_y$, 为流动惯性阻力, 可理解为当汽泡在无粘流体中作加速运动时, 液体对汽泡的反作用力, 其中 I_m 是一个描述汽泡周围液体动量的无量纲参数^[17], Odar^[2] 通过实验方法测量了流动惯性阻力, 结果表明 $I_m = 1.05 - 0.066/(\chi^2 + 0.12)$, 其中 $\chi = u_b^2/(d_b a_y)$, d_b 为汽泡的瞬时直径, a_y 为汽泡在 y 方向上的加速度。

利用数值方法计算式(1), 即可得到汽泡沿 $+y$ 方向脱离时的体积。

汽泡长大到满足式(1)所经历的时间 t_g 可以用式(2)确定^[2]

$$t_g = \tau(r_b) \Big|_{r_b=r_{\text{max}}} \quad (2)$$

即从汽泡出现到汽泡生长到最大半径所经历的时间。其中 $\tau(r_b)$ 是式(3)的反函数, r_{max} 是汽泡脱离加热壁面时的半径。

$$r_b = 2.5Ja \sqrt{\kappa_l \tau / (\rho_l c_p \mu_l)} \quad (3)$$

式(3)反映了汽泡半径随时间的变化规律, 其中雅克比数 $Ja = \rho_l c_p (T_w - T_v) / (\rho_w h_{\text{lat}})$, T_v 是饱和温度, T_w 是壁面温度, h_{lat} 是蒸发潜热, κ 是导热系数, 脚标 l 表示液相, 脚标 v 表示气相^[4]。

在此之后, 汽泡沿着 y 方向匀速运动, 并和壁面之间通过一个细长的“汽颈”保持连接。随着汽泡的运动, 汽颈越来越长, 直到断裂。一般认为, 汽颈始终处于力学平衡当中, 并在长度等于汽泡半径 r_b 的时候断裂^[2]。即

$$t_d = r_b / u_b \quad (4)$$

其中, $u_b = u_c \Big|_{r_b=r_{\text{max}}}$ 。

汽颈断裂之后, 汽泡继续沿着 y 方向远离壁面运动, 直至到达液膜上方进入空气当中, 汽泡的这个过程被称为汽泡的上升阶段。在上升过程当中, 当汽泡离开加热壁面一段距离后, 加热壁面上的液体吸收热量形成新的过热微层。一般认为, 当汽泡离开壁面的时间与汽泡在壁面停留的时间大致相等时, 可认为壁面上的液膜恢复过热^[3]。

汽泡在上升过程中满足

$$t_r(r_b) = f^{-1} \left(\int_0^{l_{\text{liq}}} u_b(\tau) d\tau \right) \quad (5)$$

其中, t_r 是汽泡上升过程中的时间, 积分上标 l_{liq} 是液体层的厚度, 汽泡的运动速度为

$$u_b(\tau) = u_c \Big|_{r_b=r_{\text{max}}} + \int_0^{\tau} a_y d\tau.$$

在上升阶段, 汽泡的加速度 a 由作用在汽泡上的浮力和粘性阻力所决定。即

$$m_b a = F_b - F_d \quad (6)$$

上式中, 浮力 $F_b = (\rho_l - \rho_g) g V_b$; 粘性阻力 $F_d = 6\pi r_b \mu_l u_c \frac{2\mu_l + 3\mu_v}{3\mu_l + 3\mu_v}$ 。

定义鼓泡频率为单位时间内在加热壁面上产生的汽泡数量。鼓泡频率由汽泡停留在加热壁面上的时间和壁面复温时间决定。其中, 汽泡在加热壁面上停留的时间包括生长时间 t_g 和脱离时间 t_d 。即

$$t_b = t_g + t_d + t_r \quad (7)$$

数值求解式(2), (4), (5), 将结果代入式(7), 就可以得到沸腾过程中的鼓泡频率。

1.2 沿壁面切向的汽泡脱离机制

汽泡沿壁面切向的受力可以用式(8)表示:

$$d(m_b u_{b,x})/d\tau = F_{b,x} + F_{u,x} - F_{\sigma,x} - F_{d,x} + F_{r,x} \quad (8)$$

其中, $u_{b,x}$ 是汽泡在 x 方向上的运动速度, τ 是时间; $F_{b,x} = (\rho_l - \rho_g) g \sin \varphi V_b$, 为汽泡质量力; $F_{u,x} = 0.5C_d A_b \rho_l u_1^2$, 为壁面切向强迫流动对汽泡的推动力, 其中 A_b 是汽泡的表面积, 阻力系数 $C_d = 12(1 + 0.375u_1 r_b / \nu_l) \nu_l / u_1 r_b$, u_1 是强迫对流在 x 方向上的速度分量, ν_l 为液体运动粘性系数; $F_{\sigma,x} = 2\pi \sigma r_b (\cos \alpha'' -$

$\cos \alpha')$, 为表面张力; $F_{d,x} = 6\pi r_b \mu_{c,x} \frac{2\mu_l + 3\mu_v}{3\mu_l + 3\mu_v}$, 为汽泡在液膜中运动由于粘性而受到的阻力; $F_{r,x} = (I_m + \frac{\rho_g}{\rho_l}) \rho_l V_b a_x$, 为流动惯性阻力, 其中 a_x 为汽泡在 x 方向上的加速度。

利用数值方法计算式(8), 得到汽泡在 x 方向上的速度. 因此, 汽泡在 x 方向上运动的距离为

$$dis(\tau) = \int u_{c,x}(\tau) d\tau \quad (9)$$

当汽泡运动一定距离 L 后, 汽泡生成位置的壁面液体微层吸收壁面热量恢复过热, 重新具备了生成汽泡的条件. 该情况下的液体复温是一个复杂的两相流动过程, 复温时间与壁面过热度、外部液体温度、速度等量有关, 目前还没有相关的实验报道复温时间的数学关联式. 为简化计算, 本文假定 L 为汽泡半径的 4 倍, 即 $4r_b$ 时, 汽泡生长位置的壁面温度恢复过热, 可以重新生成汽泡. 因此, 当汽泡在 x 方向上运动的距离 $dis(\tau)$ 等于 L 的时候, 可以认为汽泡离开初始位置。

2 计算方法和计算流程

建立在上述模型的基础上, 本文对加热壁面上的汽泡进行瞬态数值模拟分析. 时间步长为 $0.001s$. 计算流程如下:

(I) 汽泡出现后, 处在生长过程中, 此时, 汽泡半径 r_b 是时间 τ 的函数, 由式(3)决定;

(II) 根据式(1)和式(8), 分别计算生长过程中的汽泡在 $+y$ 和 $+x$ 方向上的受力, 以此判断汽泡是否达到脱离壁面的条件;

(III) 当式(1)或式(8)得到满足时, 记录汽泡体积, 即汽泡脱离体积;

(IV) 在汽泡沿 $+y$ 方向脱离壁面的情况下, 记录此时的时间 t_g , 之后计算汽颈从出现到断裂的时间 t_d ;

(V) 计算鼓泡频率。

3 结果分析和讨论

3.1 重力大小对汽泡特性的影响

3.1.1 常重力条件下的模型校核

在常重力 ($gra = g = 9.8 \text{ m/s}^2$)、无强迫对流的条件下, 计算得到的汽泡脱离直径 D 和鼓泡频率 f 分别为 3.42 mm 和 0.01239 s^{-1} . 文献[18]记载了

大量池内核态沸腾实验的结果, 并提出汽泡脱离直径和鼓泡频率满足下式

$$D \cdot f \approx 280 \text{ mm/s} \quad (10)$$

将本文的计算结果代入式(10)的左边, 得到的值等于 276.1 mm/s , 与式(10)的结果吻合。

3.1.2 低、微重力条件下的模型校核

图 2 和图 3 分别表示了低、微重力 ($gra \in 0.001g \sim 1g$), 无强迫对流的条件下的汽泡脱离直径和鼓泡频率. 在中低重力条件下, 汽泡沿着壁面法向离开加热壁面的动力主要来自浮力; 随着重力加速度的不断减小, 浮力的作用渐渐减弱, 取代它成为汽泡运动驱动力的是 Marangoni 力和表面张力. 汽泡脱离直径和鼓泡频率的对数和重力加速度的对数符合很好的线性关系, 分别可以用式(11)和式(12)来表示。

$$\lg(D/D_n) = -0.46565 \cdot \lg(gra/gra_n) \quad (11)$$

$$\lg(f/f_n) = 0.83672 \cdot \lg(gra/gra_n) \quad (12)$$

其中, D/mm 是汽泡直径, $f/(\text{s}^{-1})$ 是鼓泡频率,

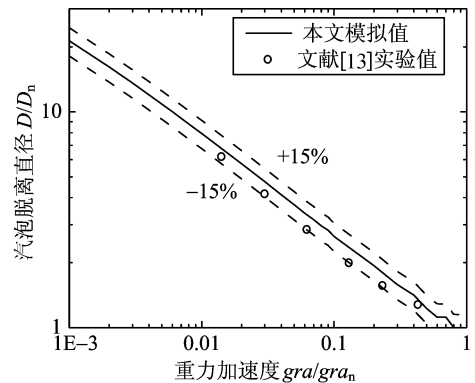


图 2 不同重力下的气泡脱离直径

Fig. 2 Bubble departure diameter under various gravity condition

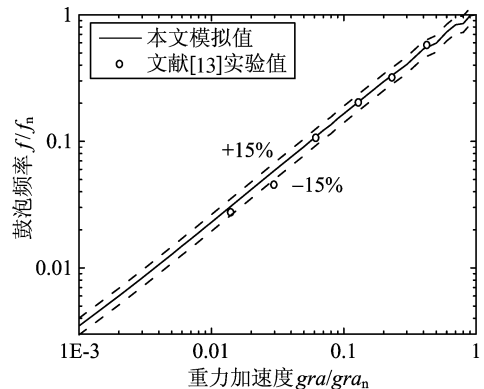


图 3 不同重力下的鼓泡频率

Fig. 3 Bubble frequency under various gravity conditions

$g_{ra}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-2})$ 是当地重力加速度, 下标 n 表示常重力条件 ($g_{ra_n} = 9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$). 文献[13]利用落塔测量了失重条件下的汽泡脱离直径和鼓泡频率. 通过比较发现: 本文的计算结果和文献[13]的实验结果的偏差小于 15%.

当重力方向和壁面逆法线方向的夹角 $\varphi > 0$ 时, 重力在 x 方向上的分量对汽泡产生一个推动力, 类似于微重力条件下强迫对流对汽泡的推动作用. 当这两种情况下汽泡受到的作用力相当时, 可以通过常重力条件下的研究结果类比微重力条件下的真实情况. 下面分别讨论常重力条件和微重力条件下的汽泡动力学.

3.2 常重力条件下重力方向对汽泡特性的影响

图 4 和图 5 分别给出了常重力条件下, 重力加速度方向和壁面逆法线方向 ($-y$ 方向) 的夹角 φ 在 $0 \sim 90^\circ$ 之间时, 汽泡脱离直径和鼓泡频率. 计算结果显示, 当 $0 < \varphi < 28.8^\circ$ 时, 随着 φ 的增大, 汽泡脱离直径增大, 鼓泡频率减小; 当 $\varphi > 28.8^\circ$ 时, 随着 φ 的

增大, 汽泡脱离直径减小, 鼓泡频率增大. 进一步分析计算结果, 在 $0 < \varphi < 28.8^\circ$ 时, 汽泡利用法向移动离开加热壁面, 壁面法向上的重力分量随着 φ 的增大而减小, 因此汽泡的脱离体积逐渐增大, 而鼓泡频率逐渐减小; 与之相反的是, 壁面切向上的重力分量随着 φ 的增大而增大, 在 $\varphi = 28.8^\circ$ 时, 汽泡开始利用切向运动离开加热壁面; 在 $\varphi > 28.8^\circ$ 的情况下, 随着 φ 的增大, 壁面切向上的重力分量逐渐增大, 因此汽泡的脱离直径随之减小, 而鼓泡频率则随之增大.

3.3 微重力条件下强迫对流对汽泡特性的影响

在微重力条件下, 汽泡利用 Marangoni 力和表面张力沿着壁面法向脱离加热壁面. 然而, 这两个力比起常重力下的浮力都小了很多, 使得鼓泡频率很小, 汽泡脱离直径很大, 大大降低了壁面的换热效果. 利用强迫对流推动汽泡沿壁面切向运动, 可以缩短汽泡离开加热壁面的时间, 从而增强壁面的散热.

图 6 和图 7 分别表示了微重力条件、强迫对

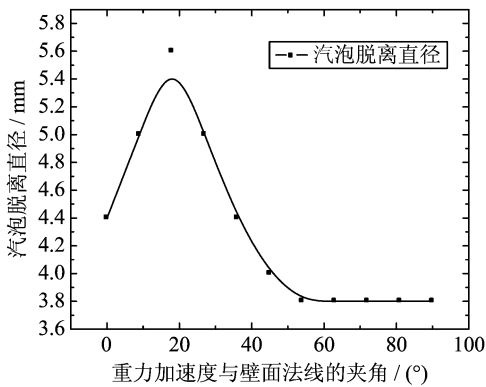


图 4 重力方向对汽泡脱离直径的影响

Fig. 4 Influence of gravity direction on bubble departure diameter

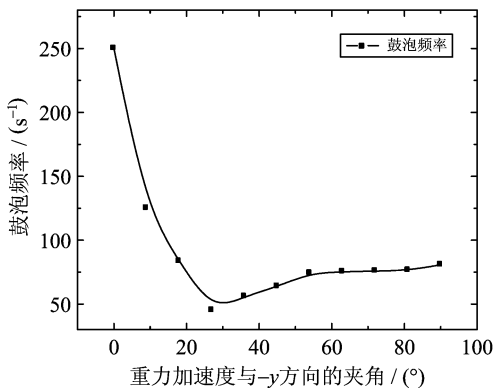


图 5 重力方向对鼓泡频率的影响

Fig. 5 Influence of gravity direction on bubble frequency

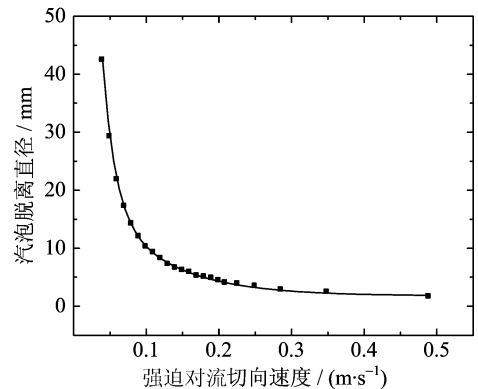


图 6 强迫对流速度对汽泡脱离直径的影响

Fig. 6 Effect of flow velocity on bubble departure diameter

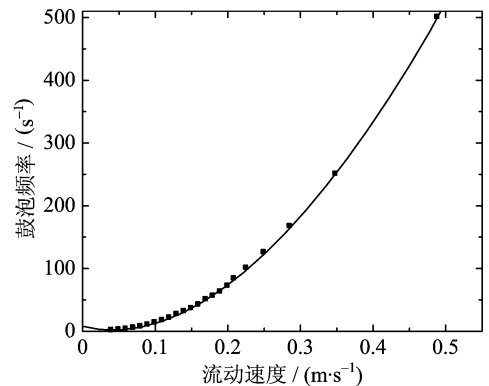


图 7 强迫对流速度对鼓泡频率的影响

Fig. 7 Effect of flow velocity on bubble frequency

流的速度(U)在 $0\sim 0.5$ m/s 时汽泡的脱离直径和鼓泡频率. 当速度较小时, 汽泡受到流动的推动作用和 Marangoni 力、表面张力的作用相当, 汽泡运动处在法向脱离机制和切向脱离机制的过渡阶段, 此时的汽泡的脱离直径比较大, 鼓泡频率比较小; 随着 U 的增大, 汽泡的脱离直径迅速减小, 鼓泡频率迅速增大; 当 U 超过某一特定值后, 对流的推动作用力远大于 Marangoni 力和表面张力, 此时汽泡的运动形式基本完全是切向运动; 随着流动速度的进一步增大, 汽泡的脱离直径缓慢减小, 而鼓泡频率则继续增大.

3.4 微重力条件和常重力条件的类比

在常重力条件下, 通过改变加热壁面法线和重力方向之间的夹角 φ , 可以改变汽泡沿壁面法向和壁面切向上的受力分配. 当夹角足够小的时候, 汽泡不再沿着壁面法向离开加热壁面, 而是沿着壁面切向离开加热壁面. 相似的是, 汽泡在微重力条件下可以利用强迫对流的切向速度 U 推动汽泡沿壁面切向运动, 使得汽泡沿着壁面切向离开加热壁面. 因此, 两者之间一定可以找到一个对应的数值关系.

比较前面给出的计算结果, 可以发现, 常重力条件下的某些 φ 值和微重力条件下的某些 U 值所对应的汽泡脱离直径和鼓泡频率都能很好地吻合, 因此, 可以认为这样一组 φ 值和 U 值给汽泡带来的影响是相同的. 图 8 就是 φ 值和 U 值的对应关系, 从图中可以看出, 越小的 φ 值对应着越大的切向重力分量, 也就对应着微重力条件下越大的强迫对流切向速度 U . 值得注意的是, 当 $\varphi > 28.8^\circ$ 时, 不再有 U 值与 φ 值相对应, 这是因为此时常重力条件下的汽泡将沿着法线方向离开加热壁面, 和微重力条件下

的壁面对流情况不再存在类比情况.

将计算结果进行多项式拟合, 可以得到以下关系

$$U = A + B \cdot \varphi + C \cdot \varphi^2 + D \cdot \varphi^3 \quad (13)$$

其中, A, B, C, D 分别等于 $0.3792, -0.01394, 3.42695 \times 10^{-4}, -3.9377 \times 10^{-6}$. 利用式(13)所给出的对应关系, 就可以通过地面核态沸腾的汽泡行为类比空间强迫对流冷却过程中汽泡的行为, 进一步的, 也为使用地面实验结果来预测空间实验结果打下了坚实的基础.

4 结论

本文利用汽泡动力学原理, 建立了壁面上核态沸腾汽泡的数学模型. 计算了不同重力条件和不同壁面对流条件下汽泡的脱离体积和鼓泡频率. 比较了常重力条件下重力方向和微重力条件下强迫对流对汽泡特性的影响. 结果表明:

(I) 汽泡脱离直径随着重力加速度的减小而增大, 鼓泡频率随着重力加速度的减小而减小, 两者的对数值都和重力加速度的对数值呈良好的线性关系.

(II) 常重力条件下, $\varphi = 28.8^\circ$ 是汽泡由切向脱离机制向法向脱离机制转变的临界点. 在 $\varphi = 28.8^\circ$ 左右时, 汽泡的脱离直径有最大值, 鼓泡频率有最小值; 当 $0 < \varphi < 28.8^\circ$ 时, 随着 φ 值的增大, 汽泡的脱离直径增大, 鼓泡频率减小; 当 $\varphi > 28.8^\circ$ 时, 随着 φ 值的增大, 汽泡的脱离直径减小, 鼓泡频率增大.

(III) 微重力条件下, 随着壁面强迫对流速度 U 的增大, 汽泡的脱离直径减小, 而鼓泡频率增大.

(IV) 通过比较常重力条件下的 φ 值和微重力条件下的 U 值, 找到了两者的对应关系, 给出了拟合关系式, 并提出了微重力条件和地面条件下核态沸腾的类比准则. 利用这一关系式, 对于将地面核态沸腾实验的结果类比到微重力条件下有着重要的意义.

参考文献(References)

- [1] 陈之航. 气液两相流动和传热[M]. 北京: 机械工业出版社, 1983.
- [2] 郭烈锦. 两相与多相流动力学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2002.
- [3] 鲁钟琪. 两相流与沸腾传热[M]. 北京: 清华大学出版社, 2002.

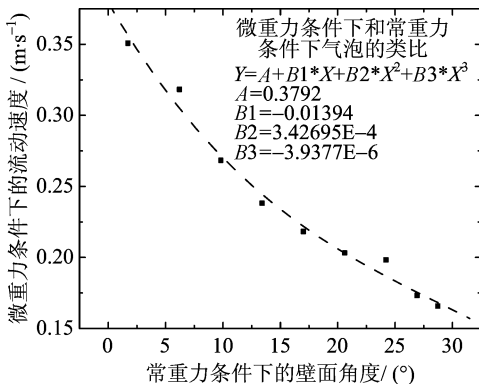


图 8 常重力条件和微重力条件的类比关系
Fig. 8 Relationship between normal gravity and micro-gravity conditions