

文章编号:1673-0291(2006)04-0006-05

高频振动影响下双层 Marangoni-Béard 对流稳定性研究

刘秋生,王 安

(中国科学院力学研究所,北京 100080)

摘 要:对高频振动影响下双层 Marangoni-Béard 对流进行了线性稳定性理论分析,发现了高频振动对于 Marangoni-Béard 对流不稳定性特征的双重影响,并分析了硅油与氟液(FC70)典型双层流体实验系统的不稳定性,其结果显示在一定振动运动或残余重力场下的两层流系统具有更复杂的不稳定现象.

关键词:振动运动;Marangoni-Béard 对流;双层流体;线性稳定性;微重力

中图分类号:O357.41 **文献标识码:**A

Instability of Two-Layer Marangoni-Béard Convection with High-Frequency Vibration

LIU Qiu-sheng, WANG An

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 10080, China)

Abstract: Linear instability analysis of the Marangoni-Béard convection in a single layer and two-layer liquids systems with high frequency vibration have been performed in a larger variation range of the angle between vibration axis and horizontal liquid interface. It is shown from theoretical analysis results that the effects of vibration on the thermocapillary force-driven convection change from stable to unstable with increase of the angle. The Marangoni instability in the system of Silicon Oil and FC70 liquid layers indicates that the instability behaviours of two-layer liquid system with vibration or g-jitter are more complicated.

Key words: vibration; Marangoni-Béard convection; two-layer fluid; linear stability; microgravity

在太空飞行器中的残余重力对流体系统的影响是不可忽视的.在空间微重力环境中重力场中,它的量级一般为 $10^{-3} \sim 10^{-5}$,而且大小和方向不断变化.这种变化来自于航天飞机或空间站的姿态动力调整,或是航天员活动及航天器中动力机械振动等因素,不能完全避免,也无法精确控制和预测.这些不可避免的重力加速度场的微小变化,称为重力跳(g-jitter),对微重力环境中的流体体系及其运动会产生重要的影响. Radcliffe^[1]曾观察到在航天飞机上生长的晶体质量并不比在地面上生长的好.关于

空间飞行器中残余重力变化对流动的影响已有不少理论研究工作^[2-4].一般的振动理论分析把时间上不断变化的重力场分解成不同频率的单频简谐振动,研究单一频率对流体对流的影响.而不同频率微重力扰动的影响是不同的:当扰动的频率为 0.01 ~ 0.1 Hz 时,其影响相当于 $1.8 \times 10^{-6} g$;当扰动频率为 0.1 ~ 100 Hz 时,其影响相当于 $1.8 \times 10^{-5} g$;当扰动的频率大于 100 Hz 时,其影响相当于大于 $1.8 \times 10^{-3} g$ 的重力场环境,这时已经不能满足微重力环境的要求了.由此可见,高频振动的影响更值得关

收稿日期:2006-03-01

基金项目:国家自然科学基金资助项目(10372105;10432060)

作者简介:刘秋生(1959—),男,北京市人,研究员,博士,博士生导师. email:liu@imech.ac.cn

注. Lyubimov^[5]运用平均化方法研究了高频振动条件下有温度梯度的流体对流,发现在高频振动条件下,密度分布不均匀的流体内部会产生对流. Birikh 等人^[6]研究了垂直振动对 Marangoni 稳定性的影响,发现振动强度不断增强使得系统的临界 Ma 数逐渐增大,流体系统更趋于稳定.

自然界和许多工程技术中都存在不相混合的多层流体体系的稳定性问题^[7]. 在单层流体上简单叠加第二层不相混合液体将会使系统产生大量新现象,如各流体层不稳定性与流型分布之间的竞争,对流流动的时空特性、界面变形及界面张力驱动模式等. 前人对于二层流体的 Rayleigh-Bénard 对流稳定性研究发现:模型化系统的特征值既有实部又有虚部值范围^[8],即在二层流体 Rayleigh-Bénard 对流中,可以出现系统的振荡不稳定特征. 从流体热毛细对流的稳定性机理研究出发,人们一般对外加温度梯度平行于交界面和垂直于交界面两种加热条件下的两层热毛细对流分别进行研究^[9]. 当外加温度梯度垂直于流体交界面并与重力方向平行(方向相同或者相反)时,无论对单层有自由表面液体还是多层流体体系,为在其中建立稳态的对流运动均需要足够的外加温度梯度. 在微重力环境中,具有自由表面或界面的流体会发生热毛细对流不稳定性. 如果存在垂直于自由面的温度差,当流体中的温度梯度超过某一临界值 T_c 时,初始静止的流体中也会出现对流(呈胞元状结构). 这种由表面张力梯度所驱动的对流不稳定性是由 Marangoni 效应引起的,通常被称作 Marangoni 对流稳定性. 此外,在地面小尺度问题(mm 量级或更小)中,如果流体体系中存在液-液交界面(自由界面),Marangoni 效应也将变得相对重要. 本文作者将从两个方面对高频振动和流体 Marangoni 对流稳定性的相互作用进行理论研究,分析两层流系统中由液-液界面引起的 Marangoni 对流和低频振动的相互作用,给出线性稳定性分析的数值解.

1 物理模型和数学方程

图 1 表示振动运动下两层流系统物理模型. 由不相混合的两层不可压缩流体组成,上下层厚度分别为 H_1 、 H_2 ,坐标系 z 轴垂直于界面,零点固定在流体界面上,假设界面不变形. 上下壁面为等温固壁边界条件,温度分别为 T_1 、 T_2 ,界面的表面张力系数和温度成线性关系,整个系统处于振幅为 b ,频率为 ω ,与水平呈 α 角的高频振动中,系统处于零重力条件下. 高频振动方向为 n ,坐标系与系统一同振

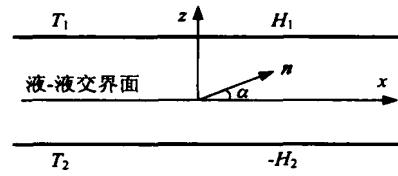


图 1 两层流系统的振动模型

Fig. 1 Two-layer liquid system with high-frequency vibration

动,加速度场写为

$$a = b \cos \omega t n \tag{1}$$

将式(1)代入采用 Boussinesq 近似假设的两层流系统控制方程组和边界条件中,并引用处理高频运动的平均化方法,即在高频振动条件下,每个量都处于高频正弦交变中. 在高频振动情况下,人们更关心 x 、 z 方向上的速度,温度和压力平均量的变化情形,所以把这些物理量分解为

$u = \bar{u} + u, v = \bar{v} + v, T = \bar{T} + T, p = \bar{p} + p$. 前者为平均量,是变化相对较慢的慢变量,后者为脉动量,是快变量. 分析平均量的变化,以求得到关于各物理量平均量的控制方程,这种平均化方法是由 P. L. Kapitsa 首先提出的. 应用这种方法,需要假设外加振动运动周期远远小于系统的热和粘性扩散的时间尺度,同时还需引入一个新的矢量 w ,代表平均温度场中的旋量部分,则有

$$\nabla \cdot w = 0 \tag{2}$$

$$\nabla \cdot w = 0 \tag{3}$$

式中, w 为无旋部分中某分量. 分别选取 H 、 H^2/ν 、 ν/H 、 $T = T_2 - T_1$ 、 ν^2/H^2 为长度、时间、速度、温度、压力的量纲为一化参数,可得到平均化量纲为一的控制方程组和对应的边界条件

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial z} = 0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{1}{Pr} \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p_1}{\partial x} + v_1 + Ra_v^{-2} \left(w_{1x} \frac{\partial}{\partial x} + w_{1z} \frac{\partial}{\partial z} \right) (T_1 \cos \alpha - w_{1x}) \tag{5}$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + \frac{1}{Pr} \left(u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p_1}{\partial z} + v_1 + Ra_v^{-2} \left(w_{1x} \frac{\partial}{\partial x} + w_{1z} \frac{\partial}{\partial z} \right) (T_1 \sin \alpha - w_{1z}) \tag{6}$$

$$Pr \frac{\partial T_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \nabla^2 T_1 \tag{7}$$

$$\frac{\partial w_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial w_{1z}}{\partial z} = 0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial w_{1x}}{\partial z} - \frac{\partial w_{1z}}{\partial x} = \cos \alpha \frac{\partial T_1}{\partial z} + \sin \alpha \frac{\partial T_1}{\partial x} \tag{9}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial z} = 0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{1}{Pr} (u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial u_2}{\partial z}) = - \frac{\partial p_2}{\partial x} + u_2 + Ra_v (w_{2x} \frac{\partial}{\partial x} + w_{2z} \frac{\partial}{\partial z}) (T_2 \cos \theta - w_{2x}) \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + \frac{1}{Pr} (u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial z}) = - \frac{\partial p_2}{\partial z} + v_2 + Ra_v (w_{2x} \frac{\partial}{\partial x} + w_{2z} \frac{\partial}{\partial z}) (T_2 \sin \theta - w_{2z}) \quad (12)$$

$$Pr \frac{\partial T_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \nabla^2 T_2 \quad (13)$$

$$\frac{\partial w_{2x}}{\partial x} + \frac{\partial w_{2z}}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial w_{2x}}{\partial z} - \frac{\partial w_{2z}}{\partial x} = \cos \theta \frac{\partial T_2}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial T_2}{\partial x} \quad (15)$$

$$z = h_1, u_1 = v_1 = 0, T_1 = T_1, w_{1z} = 0 \quad (16)$$

$$z = -h_2, u_2 = v_2 = 0, T_2 = T_2, w_{2z} = 0 \quad (17)$$

$$z = 0, w_{1z} = 0, w_{2z} = 0, u_1 = u_2, \quad (18)$$

$$v_1 = v_2 = 0, T_1 = T_2, \mu^* \frac{\partial T_1}{\partial z} = \frac{\partial T_2}{\partial z} \quad (18)$$

$$\mu^* \frac{\partial u_1}{\partial z} - \frac{\partial u_2}{\partial z} = - Ma \frac{\partial T}{\partial x} \quad (19)$$

式中, β 为热膨胀系数; κ 为热扩散系数; k 为热传导系数; ρ 、 μ 分别为运动和动力粘度系数; ρ 为流体密度; $Ra_v = \frac{(\beta b TH)^2}{2 \nu^2 \alpha}$ 为振动 Rayleigh 数, 是表征系统振动效应强弱的量纲为一参数, 与振动效应的强弱、振幅和频率有关, 同时也和流体层的温度差有关; $Ma = \frac{\tau TH}{\mu C_2}$ 为 Marangoni 数, 是表征系统 Marangoni 效应的量纲为一参数, 当从下壁面加热时, Ma 数为正值, 反之为负值, 其中 τ 为界面张力温度系数; $Pr = \nu / \alpha$ 为 Prandtl 数. 下标 1、2 分别表示上层和下层流体的物理量和物性参数. 带有 * 的量表示上下两流体对应物性参数的比值, 即

$$\mu^* = \mu_1 / \mu_2, \quad \mu^* = \mu_1 / \mu_2,$$

$$\mu^* = \mu_1 / \mu_2, \quad \mu^* = \mu_1 / \mu_2.$$

在 $u = 0, v = 0, \frac{\partial}{\partial t} = 0$ 的条件下, 解出稳态情况下上下两层流体的温差

$$\begin{cases} T_{10} = - \frac{1}{h_1 + \mu^* h_2} = - A_1 \\ T_{20} = - \frac{1}{h_1 + \mu^* h_2} = - A_2 \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} w_{1z0} = w_{2z0} = 0 \\ \nabla w_{1x0} = T_{10} \cos \theta = - \cos \theta A_1 \\ \nabla w_{2x0} = T_{20} \cos \theta = - \cos \theta A_2 \end{cases} \quad (21)$$

在此基本解上得到扰动量的控制方程, 利用连续方程消去速度变量 u , 把扰动量写成下面的正则

模的形式

$$(v_1, w_{1z}, v_2, w_{2z}, T_2) = (V_1, W_2, v_1, V_2, W_2, v_2) \exp(ilx - \omega t) \quad (22)$$

式中, $V_i, W_i, v_i (i = 1, 2)$ 分别为速度和温度的扰动幅值, ω 为扰动量的时间增长因子, l 为扰动量的量纲为一波数.

将式(20~22)带入线性化的扰动方程组和相应的边界条件中, 得到正则形式的扰动方程

$$DV_1 = v^* D^2 V_1 + Ra_v \mu^* (-l^2 \cos^2 \theta A_1 v_1 + il \cos \theta W_1 + l^2 \sin \theta W_1) \quad (23)$$

$$- Pr v_1 - A_1 V_1 = \mu^* D v_1 \quad (24)$$

$$DW_1 = - (il \cos \theta v_1 + l^2 \sin \theta v_1) \quad (25)$$

$$DV_2 = D^2 V_2 + Ra_v \mu^* (-l^2 \cos^2 \theta A_2 v_2 + il \cos \theta W_2 + l^2 \sin \theta W_2) \quad (26)$$

$$- Pr v_2 - A_2 V_2 = D v_2 \quad (27)$$

$$DW_2 = - (il \cos \theta v_2 + l^2 \sin \theta v_2) \quad (28)$$

$$z = h_1, V_1 = \frac{\partial V_1}{\partial z} = 0, v_1 = 0, W_1 = 0 \quad (29)$$

$$z = h_2, V_2 = \frac{\partial V_2}{\partial z} = 0, v_2 = 0, W_2 = 0 \quad (30)$$

$$z = 0, W_1 = W_2 = 0, V_1 = V_2 = 0, \mu^* \frac{\partial V_1}{\partial z} = \frac{\partial V_2}{\partial z} \quad (31)$$

$$\mu^* \frac{\partial v_1}{\partial z} = \frac{\partial v_2}{\partial z}, \quad \mu^* \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} = l^2 Ma v_2 \quad (32)$$

式中, $D = \frac{\partial^2}{\partial z^2} - l^2$. 选用 Chebyshev 多项式对上述常微分控制方程组和边界条件进行离散, 并用 θ 方法求解线性方程组的特征值问题. 通过求解广义特征值问题, 来确定系统失去稳定性时的各参数值. 当 ω 的实部等于 0 的时候, 系统处于中性稳定状态, 此时对应参数值即是系统是否稳定的临界值. 如果这时 ω 的虚部也等于 0, 称其临界稳定性为单调; 如果此时 ω 的虚部不等于 0, 称其临界稳定性是振荡的. 不同的系统产生振荡的机制不同, 但是从数值结果上体现出来, 特征根不全为实数.

2 计算结果和讨论

选取硅油(10 cst)和氟液(FC70)组成的两层流体为分析系统, 两者的物性参数如表 1 所示, 上层流体为硅油(液层 1), 下层为氟液(液层 2). 注意在微重力条件下, 上下两层液体的位置只是作为不同量的标记. 此时, 如果是从 FC70 侧加热, Ma 数为正值, 相反为负值. 本文作者分别研究了 3 种在不同上下层厚度比 H_r 情况下, 高频振动对两层流体 Mar-

表 1 硅油(10 cst)和氟液(FC70)的物性参数

Tab. 1 Physical properties of silicone oil (10 cst) and fluorinert(FC70)

流 体	$\rho / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\beta / (K^{-1})$	$\nu / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$	$\gamma / (\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\nu / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$
硅油 10 cst	9.35×10^2	1.10×10^{-3}	9.51×10^{-8}	1.34×10^{-1}	1.00×10^{-5}
氟液 FC70	1.93×10^3	1.00×10^{-3}	3.48×10^{-8}	6.99×10^{-2}	1.40×10^{-5}

angoni 对流不稳定性的影响。

2.1 厚度比 $H_r = 0.667$

图 2 给出了厚度比为 0.667,不同振动方向下,临界 Ma 数和 Ra_v 数的关系图。当振动方向角度 θ 大于 60° 时,振动运动对系统起稳定作用;当振动方向角度小于 60° 时,振动运动起不稳定的作用;而在振动方向角度约为 60° 时,振动运动对系统的稳定性的影响降至最小,即当振动方向的角度在 60° 时,系统 Marangoni 对流的临界 Ma 数对于不同的振动 Rayleigh 数值变化很小。对于厚度比为 0.667 的两层流系统中,振荡分支在波数极小的情况下才能得到,由于计算方法的限制,只有波数大于 0.1,此方法才能得出有效结果,所以此处只给出了单调分支的结果。

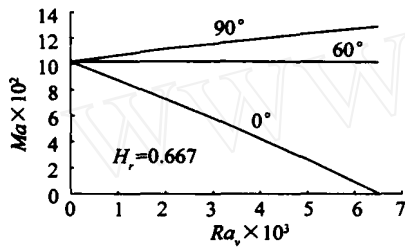


图 2 不同振动方向下系统临界 Ma 数和 Ra_v 数的关系

Fig. 2 Critical Marangoni number Ma versus Ra_v for different angle θ between vibration direction and horizontal interface

图 3 给出了当振动 Rayleigh 数 Ra_v 分别等于 $0, 3 \times 10^3, 6.5 \times 10^3$ 时,系统稳定性 Ma 数与波数中性曲线。

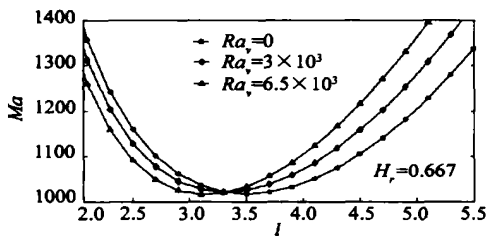


图 3 $\theta = 60^\circ$ 时不同振动 Rayleigh 数 Ra_v 的系统稳定性中性曲线

Fig. 3 Marangoni number versus dimensionless wave number for different vibration Rayleigh number $\theta = 60^\circ$

从图 3 中可以看出,3 种情况下,临界 Ma 数虽然差别不大,但是同一波数下的中性 Ma 数值却又有不同的变化,在波数大于 3.3 的区域,中性 Ma 数

随着振动的加强而增大,在波数小于 3.3 的区域,中性 Ma 数随着振动的加强而减小,说明振动虽然对临界 Ma 数影响不大,但是却影响了系统的不稳定性对流结构。

2.2 厚度比 $H_r = 1$

当上下液层的厚度比为 1 时,不同 Rayleigh 数下的两层流系统 Marangoni 对流稳定性中性曲线 $Ma-l$ 都是单调变化的。图 4 给出了不同振动方向下的临界 Ma 数和 Ra_v 的关系图。由图 4 中可以看出,在 $H_r = 1$ 的情况下,振动方向的不同也导致对系统稳定性的不同影响。垂直于水平面的振动使系统更稳定;平行于水平面的振动则起相反的作用;同时当振动的方向和水平面成 60° 左右夹角时,振动对系统的稳定性影响达到最小,这同 $H_r = 0.667$ 时的结果相同。由此可知, 60° 方向上的振动对不同厚度比的两层液体系统 Marangoni 对流稳定性的影响都比较小。

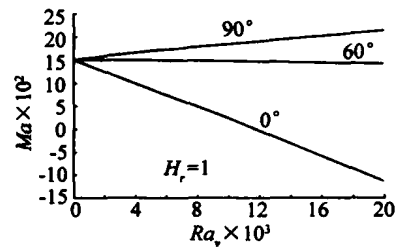


图 4 不同振动方向下系统临界 Ma 数和 Ra_v 数的关系

Fig. 4 Critical Marangoni number Ma versus Ra_v for different angle θ between vibration direction and horizontal interface

2.3 厚度比 $H_r = 3$

上下液层厚度比值为 3 时,该系统的稳定性中性曲线中出现 3 个分支,并且同时具有振荡分支和单调性分支。图 5 分别给出了振动对系统临界 Ma 数为负值和正值时的数值结果。当 Ma 数为负值,实际物理意义上表示需要从硅油层加热,当 Ma 数为正值时表示从氟液一侧加热,由于此时硅油层较厚,振动效应同系统在 $H_r = 0.067$ 和 $H_r = 1$ 情况下的结果相近。在振动方向和水平界面成 60° 左右的时候,振动对系统稳定性的影响达到最小,这也进一步说明了厚度比的变化对于这个特殊方向的选取影响很小。

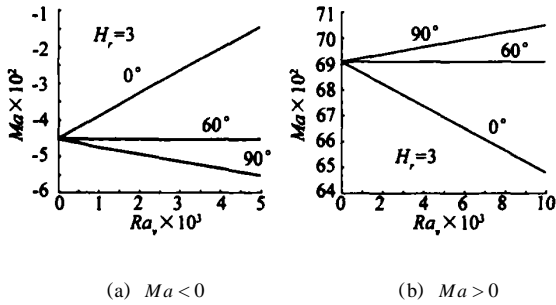
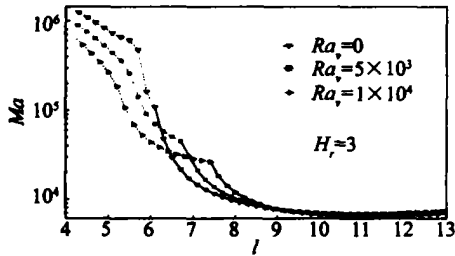


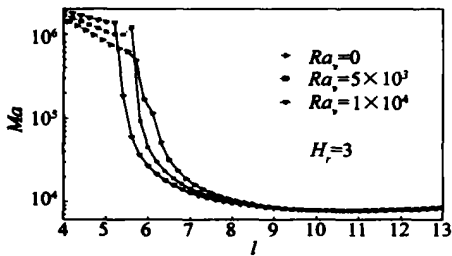
图5 不同振动方向下系统临界 Ma 数和 Ra_v 数的关系图

Fig.5 Critical Marangoni number Ma versus Ra_v for different angle () between vibration direction and horizontal interface

图6 给出振动方向与液-液交界面垂直和平行时,在不同振动 Rayleigh 数 $Ra_v = 0, 5 \times 10^3, 1 \times 10^4$ 条件下,系统的稳定性中性曲线.



(a) 振动方向与水平液-液界面垂直



(b) 振动方向与水平液-液界面平行

图6 不同振动 Rayleigh 数 Ra_v 下系统的稳定性中性曲线

Fig.6 Marangoni number versus dimensionless wavenumber

从图6(a)中可以看出,每条曲线都是由两段组成,虚线代表振荡分支,出现在小波数范围内;实线代表单调分支,出现在大波数范围内.3种情况下的临界波数都在大波数范围内和单调分支曲线上.在小波数范围内,可以看到振荡分支随着振动的加强,两层流系统的 Ma 数随之增大,对应的振荡分支的波数范围减小.在大波数范围内可以看出,虽然临界的 Ma 数随着振动的加强而增大,但是在不同的波数范围里,振动的影响也不同.当波数大于 9.7 时,中性 Ma 数随振动的加强而增大;而在波数小于 9.7 时,中性 Ma 数随振动的加强而减小.

从图6(b)中可以看出,振荡分支随振动的加强而减小,但是振荡分支的波数范围,却随着振动的加强而扩大.在大波数范围内,系统的临界 Ma 数随着振动的加强而减小,但是在波数小于 9.0 的范围内,单调分支随着振动的加强而升高.

通过对3种不同厚度比情形下的研究可知,振动对系统临界 Ma 数的影响有相似的性质,但是值得着重指出的是,虽然振动对各种情形下的临界 Ma 有相似的影响结果,但是在特定情形下,振动对不同波数范围内扰动的影响是不同的.

3 结论

通过改变振动方向与水平液-液界面的夹角、两层流体的厚度比和低频振动频率等参数,找到了振动对于硅油(10 cst)和氟液(FC70)组成的两层流体 Marangoni 对流不稳定性的几种不同影响模式.与温度梯度平行(液体界面垂直)的振动对于流体有稳定的作用;与温度梯度垂直(液体界面平行)的振动对系统有不稳定的作用;在振动方向角度接近 60° 这一特定角度下的振动运动对系统 Marangoni 对流稳定性的影响很小,而且不受两层流厚度比变化的影响.在这个特殊振动方向上,不同强度的高频振动对两层流体系统稳定性特征(如临界波数,振荡对流等)却有着不同的影响.随着振动强度的加强,系统稳定性中性曲线部分从单调失稳转变到了振荡失稳,表明振动可以明显改变两层流体 Marangoni 对流不稳定性的发生模式.

参考文献:

- [1] Radcliffe M D, Steffer J E, Cook E L, et al. Organic Crystals in Low Earth Orbit[J]. J. of Crystal. Growth, 1988, 92:581 - 590.
- [2] Alexander J I D. Lowgravity Experiment Sensitivity to Residual Acceleration: A Review [J]. Microgravity Science and Technology, 1990, 3:52.
- [3] Alexander J I D, Amiroudine S, Ouazzani J, et al. Analysis of the Low Gravity Tolerance of Bridgman-Stockbarger Crystal Growth, I. Transient and Periodic Accelerations [J]. J. Crystal Growth, 1991, 113:21 - 38.
- [4] Ahrens S, Falk F, Grossbach R, et al. Experiments on Oscillations of Small Liquid Bridges[J]. Microgravity Science And Technology, 1998, 7(1):2 - 5.
- [5] Gershuni G Z, Lyubimov D V. Thermal Vibrational Convection[M]. England: John Wiley & Sons Ltd. Chichester, 1998.

(下转第14页)

方程确定。

利用 FORTRAN 语言对方程组编程求解,得到温度烧蚀产物的比例关系和量纲为一烧蚀率随温度与压力的变化规律,如图4、图5所示。

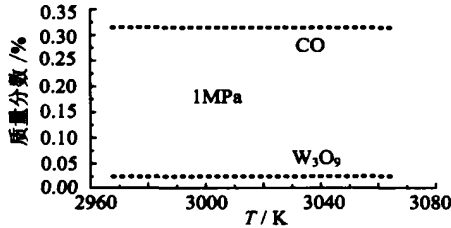


图4 烧蚀产物的含量

Fig. 4 Thickness of the ablation resultant

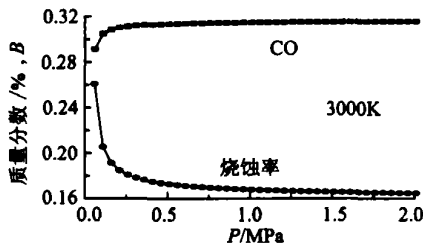


图5 烧蚀产物与烧蚀率 B 随压力的变化

Fig. 5 Relation of the ablation resultant & the ablation rate and pressure

从图4和图2可知金属W的氧化产物与C的氧化物相比非常小,当温度大于2900K,随温度升高浓度比略微升高,但变化不大;由图5可知,碳的烧蚀产物浓度比随压力升高而升高,但量纲为一烧蚀率随压力的升高而下降,压力大于0.5MPa时,烧蚀率变化缓慢。

4 结论

边界层内温度与压力共同决定烧蚀气体成分比

例和烧蚀速度。金属W的氧化产物与C的氧化物相比,可以忽略不计,相当于把金属W看作冻结元素。碳/碳化金属/碳复合材料烧蚀速度大于C/C复合材料烧蚀速度,不是由于碳化金属有特殊的放热反应,而是由于金属W液化后大部分流失,只有极少部分升华,没有完全有效吸热,而C在高温下升华反应和碳氮反应能够完全吸热。

含金属丝C/C复合材料是一种可设计的结构材料,应根据防热领域使用的要求来制备特殊复合材料,特别是控制金属丝的比例。它的烧蚀性能与环境有关,研究材料的烧蚀,首先必须研究材料与环境之间的相互作用,还要考虑粗糙度的影响。目前开展这方面的研究不多,还需做大量的工作。用于防热的复合材料的构件加入金属丝比例要适当,才能有利于材料烧蚀形状的稳定,有利于弹头的小型化。

参考文献:

- [1] Savage G. Carbon-Carbon Composites[M]. London: Chapman & Hall, 1992.
- [2] Huang H M, Du S Y, Shi H J. Ablation of Carbon-Carbon Composites with Tantalum[J]. Acta Materialiae Compositae Sinica, 2003, 20(3): 13 - 16.
- [3] 叶大伦, 胡建华. 实用无机物热力学手册[M]. 第2版. 北京: 冶金工业出版社, 2002.
Ye Da-lun, Hu Jian-hua. Handbook of Mineral Thermodynamics [M]. 2nd ed. Beijing: Metallurgical Industry Press, 2002. (in Chinese)
- [4] Huang H M, Wang J X, Wu L Z, et al. An Investigation of the Ablation Problem of Carbon-Carbon Composite in Re-Entry Condition [J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2000, 7(4): 16 - 20.

(上接第10页)

- [6] Biriikh R V, Briskman V R, Velarde M G, et al. Liquid Interfacial Systems: Oscillations and Instability [M]. New York: Surfactant Science Series, Vol. 113, Marcel Dekker, Inc., 2003.
- [7] 刘秋生, 胡文瑞, B. Roux. 有关多层流体对流的研究[J]. 力学进展, 1997, 27(4): 518 - 537.
Liu Qiu-sheng, Hu Wen-rui, B. Roux. On the Research of Multi-Layer Fluid Convection[J]. Advances in Mechanics,

1997, 27(4): 518 - 537. (in Chinese)

- [8] Renardy Y, Joseph D D. Oscillatory Instability in a Benard Problem of Two Fluids[J]. Phys. Fluids, 1985, 28: 788 - 793.
- [9] 刘秋生. 多层流体的 Marangoni 对流[J]. 力学学报, 2002, 34(4): 481 - 491.
Liu Qiu-sheng. Marangoni Convection in Multiple Liquid Layers[J]. Acta Mechanica Sinica, 2002, 34(4): 481 - 491. (in Chinese)