

# 基于微观方法对液态铝泡沫宏观析液过程的数值模拟研究\*

李科<sup>1,2,3</sup>, 解茂昭<sup>1</sup>, 刘红<sup>1</sup>

- (1. 大连理工大学 能源与动力学院, 辽宁 大连 116024;
2. 内蒙古科技大学 能源与环境学院, 内蒙古 包头 014010;
3. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

(陈立群推荐)

**摘要:** 通过微元管内流动模型, 研究了液态金属熔体泡沫体内单条 Plateau 边界内析液过程中的速度场。分析了不同 Newton 表面粘度, 即不同的气液界面运动能力(无量纲参数  $M$ ) 下, Plateau 边界内速度的分布。结果显示: 在相同的气液界面运动能力和曲率半径条件下, 泡沫体内固壁处 Plateau 边界内速度约是内部 Plateau 边界内速度的 6~8 倍, 从而解释了不同容器内泡沫体析液速率的差异现象; 发现  $M$  存在 1 个临界值, 在此值的两边, 液膜厚度与曲率半径的比值对 Plateau 边界内速度的影响呈现出相反的趋势。结合多尺度方法, 进而利用微观计算结果建立了泡沫体的整体宏观析液模型, 将模型计算结果和经典析液方程计算结果及实验值作了比较, 结果表明: 该文模型计算结果与实验值在泡沫层上部、中部吻合较好,  $M$  值和气泡大小对析液过程有显著影响。

**关键词:** 泡沫铝; 析液; Plateau 边界; 含液率; 五边形十二面体

**中图分类号:** O368; TK121 **文献标识码:** A

**DOI:** 10.3879/j.issn.1000-0887.2009.12.006

## 引 言

泡沫铝是一种新型的功能材料和结构材料, 具有良好的热学、力学、声学性能及可回收再利用等特性, 在汽车、航天、建筑等领域中获得广泛的应用。对泡沫铝的制备技术及其应用的研究, 已成为 21 世纪世界各国材料科学领域研究的热点。就泡沫铝制备工艺而言, 不同工艺优缺点不同, 然而一个共同点就是制备过程中金属铝要由液态向固态逐渐转变。液态泡沫铝中的析液过程、泡沫的拓扑结构变化对泡沫凝固过程及最终泡沫铝产品的质量和性能有直接的影响。析液是影响泡沫演化特性的一个重要因素, 在多面体液态泡沫体中, 析液过程中, 流体流动发生在液膜和 Plateau 边界上, 而液膜上的液体含量较 Plateau 边界上的要小的多。所以一般认为: 析液过程发生在 Plateau 边界上, 该过程影响气泡间的长大、合并等机制, 从而影响

\* 收稿日期: 2009-02-17; 修订日期: 2009-11-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50876017)

作者简介: 李科(1981-), 男, 内蒙古鄂尔多斯人, 副教授, 博士(联系人, E-mail: like16615.student@sina.com);

解茂昭(1944-), 男, 成都人, 教授, 博士生导师(E-mail: xmz@dlut.edu.cn)。

泡沫体中泡径尺寸的分布,直至成品泡沫铝的特性。前人的研究大多数集中于成品泡沫铝特性<sup>[1-3]</sup>,如传热、力学等性能。析液过程的研究普遍利用析液方程来求解泡沫体中含液率的变化,在重力、表面张力的作用下研究该过程,这是一种宏观的方法<sup>[4-5]</sup>。析液过程主要发生在 Plateau 边界上,在多面体泡沫模型中,此边界是 1 条细长微管,液体在其中流动。Cox 等<sup>[5]</sup>将析液方程应用于计算不同胞元尺寸泡沫体含液率随时间、空间的变化;Koehler 等<sup>[6]</sup>对泡沫体析液做出了很大的贡献,总结了前人关于析液的理论,将析液分为 3 类:自由析液、强迫析液和脉冲析液;Durand 等<sup>[7]</sup>通过实验的方法测试了不同泡沫的物理化学参数(表面粘度、表面活性剂等)对析液过程的影响;Hutzler 等<sup>[8]</sup>通过实验和基于经典析液方程的数值计算研究了泡沫强迫析液过程,实验结果与数值计算结果吻合较好;最近,Grassia 等<sup>[9]</sup>通过经典的析液方程研究了伴有气泡合并、破裂的析液过程,得出一维情况下泡沫体含液率的分布趋势。然而,由于粘性剪切力的作用,气液界面是运动的。Leonard 和 Lemlich 等<sup>[10]</sup>对气液界面运动特征给予了足够的重视,并将这种影响应用于对析液过程中;Nguye 等<sup>[11]</sup>发展了这种思路,计算分析了表面粘度对析液速度的影响;Koehler 等<sup>[12-13]</sup>进一步将单条 Plateau 边界上的析液过程和泡沫整体析液过程建立一个关系,建立了流速与表面粘度的关系。但是,以上所有的研究都是基于水成泡沫体,和液态金属泡沫的析液在物性参数和流动特征上不同。

本文首先研究了单条 Plateau 边界内液体流动特征,这是一种从微观角度对析液过程的研究,得出气液界面运动能力对 Plateau 边界液体流动速度的影响及内部流动的特征。与此同时,在科学研究和工程计算中,多尺度方法近年来成为一种极有力的工具<sup>[14]</sup>。结合微观析液和宏观析液之间的信息,将单条 Plateau 边界内流体流动的特征应用于宏观析液分析计算中,用于预测液态金属泡沫含液率随时间、空间的变化。建立了一个新的简化的析液模型,模型中考虑了不同气液界面运动能力情况下的析液过程,主要体现在 Newton 表面粘性上,文中假设通过单条 Plateau 边界内液体流动是单向的,忽略了节点对析液的影响过程,而对后者的研究将更复杂。

## 1 物理模型

图 1(a) 是吹气法制备泡沫铝的工艺过程,气体通过搅拌轴喷入发泡室的铝熔体中,在搅拌浆的搅动下生成分布较均匀的气泡。而后,在熔体表面聚集,铝熔体泡沫充满整个泡沫收集区,在此区域中同时进行析液、拓扑结构变化等过程。图 1(b) 是泡沫收集区液态泡沫体的示意图,大量的液体集中于 Plateau 边界上,析液过程主要发生在该边界上。

在泡沫领域,通常分为球形泡沫和多面体泡沫,前者也称“湿泡沫”,后者则称为“干泡沫”,对于多面体金属泡沫,液相(连续相)含量很少,甚至可达 1%。目前,在数值计算过程中,主要有 Kelvin 模型和五边形十二面体(PD)模型。本文采用五边形十二面体多面体泡沫模型,如图 2(a) 所示。在此模型中,3 个气泡相交于 1 条 Plateau 边界,4 条 Plateau 边界(如图 2(b)、(c) 所示)相交于 1 点。对于多面体泡沫,由于重力和毛细管力作用,析液主要发生在 Plateau 边界内。至于液膜的“薄化”,析液速率很小,析液量也很小。生产过程中,泡沫收集区处于良好的保温条件下,泡沫体始终处于液态,从微观角度出发,Plateau 边界一旦形成后,其内部液体的流动不受表面张力影响,而只有重力的作用。本文中,忽略了 T1 和 T2 过程<sup>[6]</sup>,并且认为泡沫体中气泡尺寸分布均一。为了简化研究分析,本文研究单条 Plateau 边界内部的流动特征,在建立模型前做如下假设: 1) 泡沫收集区保温良好,温度恒定,泡沫铝处于液态; 2) 忽略 Plateau 边

界上轴向速度及其横截面积沿轴向的变化; 3) 气液界面流变性由 Newton 表面粘度决定, 且不考虑 Marangoni 效应; 4) Plateau 边界内部的流动为单向流动, 液态铝合金为不可压缩流体•

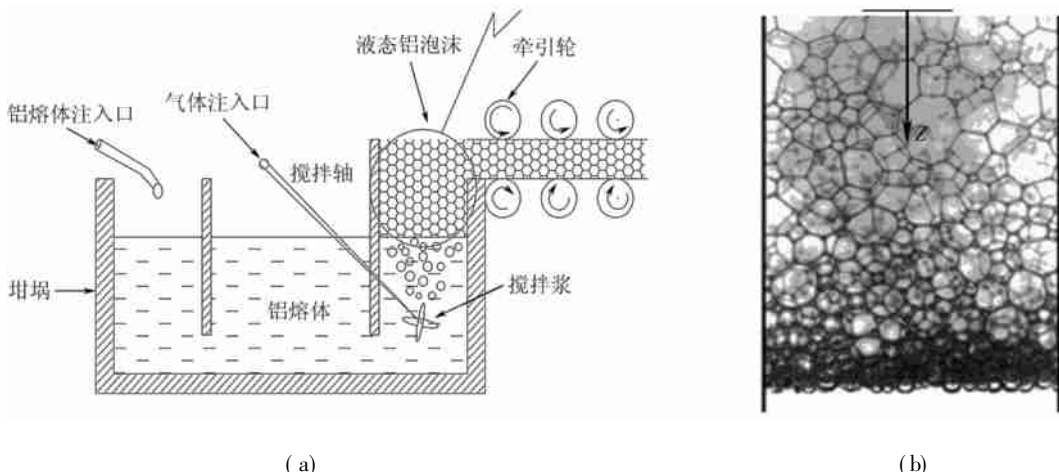


图 1 吹气法制备泡沫铝过程示意图

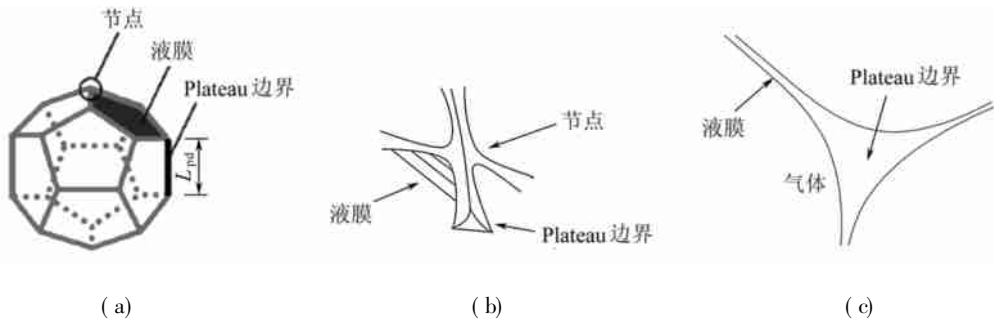


图 2 五边形十二面体泡沫模型和 Plateau 边界及其横截面示意图

### 1.1 单条 Plateau 边界析液的数学模型

液态金属泡沫由大量的空气或其他气体物质(如氢气、惰性气体)和极少量的液相金属物质构成, 如图 1(b) 所示, 气相的体积分数可以达到 98%, 对于闭孔泡沫铝液相金属属于连续相, 而气体则离散分布于液相金属中• 图 3 是 1 条 Plateau 边界的示意图, 与重力方向夹角为  $\theta$ , 在五边形十二面体模型中, Plateau 边界的长度:  $L_{pd} = 0.409h$ , 其中  $h$  为泡沫体中胞元的等效直径, 在泡沫铝制备过程中, 胞元等效直径一般在 1 mm 至 2 mm 之间, 而 Plateau 边界的截面宽度在  $\mu\text{m}$  级量度上, 而且, 泡沫体的孔隙率(气体体积分数)很大, 所以 Plateau 边界是一条细长的微管• 对于小 Reynolds 数不可压粘性流动, 由 Stokes 方程有<sup>[15- 17]</sup>

$$\mu \nabla^2 u + \rho g \cos \theta = 0, \tag{1}$$

式中,  $\mu$  表示液相物质的动力粘度,  $\rho$  表示液相物质的密度,  $g$  表示重力加速度• 由于 Plateau 边界横截面积在轴向上的变化可以忽略不计, 表面张力的作用就可以忽略• 由于剪切力作用, 导致气液界面处的速度不为 0, 由上述假设可得界面流动的控制方程:

$$\mu_s \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial u}{\partial n} = 0, \tag{2}$$

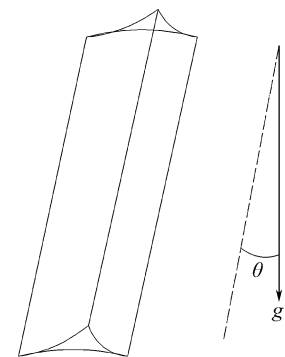


图 3 Plateau 边界示意图

式中  $\mu_s$  表示 Newton 表面粘度,  $t$  和  $n$  表示气液界面的切线方向和法线方向, 如图 4 所示。图 4(a) 为内部 Plateau 边界横截面, 图 4(b) 为固壁处 Plateau 边界横截面, 阴影部分为所研究的对称面。定义特征长度:  $L_c = a$ , 特征速度:  $U_c = a^2 \rho g \cos \theta / \mu$ ; 定义无量纲液膜厚度为  $W = w/a$ ,  $a$  为气液界面的曲率半径; 定义无量纲参数:  $M = \mu_a / \mu_s$ , 物理上  $M$  表示气液界面的运动能力, 当  $M \gg 1$  时,  $\mu_s \rightarrow \infty$ , Newton 表面粘度无限大, 此时界面的速度趋近于 0; 当  $M \ll 1$  时, 表示 Newton 表面粘度很小, 气液界面边界条件接近完全滑移边界条件。为了研究的方便, 无量纲化式(1), 因此, 式(1)转化为方程(Poisson 方程):

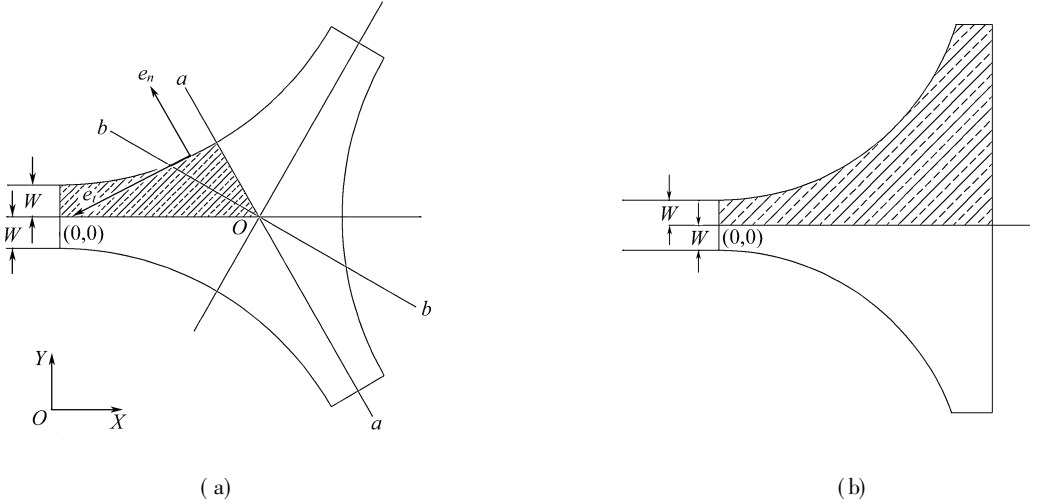


图 4 不同 Plateau 边界横截面

$$-\Delta U = 1, \tag{3}$$

式中  $\Delta$  表示 Laplace 算子,  $U$  表示无量纲速度,  $U = u/U_c$ 。图 4 所示内部 Plateau 边界液膜厚度为  $2w$ , 靠近固壁面处液膜厚度为  $w$ , 气液界面的曲率半径为  $a$ 。无量纲液膜厚度为  $W = w/a$ , 无量纲曲率半径为 1。由于计算区域的对称性, 取图 4 中阴影部分为计算研究对象。

对于内部单条 Plateau 边界的边界条件<sup>[15-16, 18]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial Y} = 0, & Y = 0, \\ \frac{\partial U}{\partial n} = 0, & Y = (1+W) - \sqrt{3X}, \quad 0.5 \leq X \leq (1+W)/\sqrt{3}, \\ U = 0, & X = 0, \\ \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = M \frac{\partial U}{\partial n} = 0, & 0 \leq X \leq 0.5, \quad Y = (1+W) - \sqrt{1-X^2}. \end{cases}$$

对于壁面处的 Plateau 边界的边界条件, 在固壁处:  $U = 0$ ; 在  $Y = 1+W$  处:  $\partial U / \partial Y = 0$ 。

### 1.2 泡沫体宏观析液的数学模型

显然, 单条 Plateau 边界的析液特性对整个泡沫体的析液过程有直接的影响, 将以上研究单条 Plateau 边界所得到的析液过程中的速度特性, 应用于泡沫体整体的析液过程, 即可获得泡沫含液率随时间、空间的演化过程。经典的泡沫析液方程考虑了重力、表面张力和粘性力对泡沫含液率变化的作用, 在对整体泡沫的析液研究中采用理想的泡沫体结构模型, 对于三维泡沫体, 胞元(单个气泡)结构模型一般有 Kelvin 型和五边形十二面体模型。本文采用五边形十二面体胞元结构模型, 此模型条件下, 泡沫体由一系列的五边形十二面体模型构成, 平均每个

胞元含有 10 条 Plateau 边界, 有 12 个方向, 平均有 2 条 Plateau 边界垂直通过水平面。定义单位体积内胞元个数  $N^{[15-17]}$ ,

$$N = \frac{1 - \varepsilon}{V_b}, \quad (4)$$

其中  $\varepsilon$  表示含液率,  $V_b$  表示单个胞元体积, 等效于半径为  $R$  的球形气泡的体积。液态泡沫铝合金析液过程中, 尤其是在泡沫收集区内, 多为多面体泡沫, 液膜中液体的含量较 Plateau 边界要小得多, 一般认为液膜中的流体流向 Plateau 边界, 再由 Plateau 边界进行析液。而且, 液膜上液体的析液过程在时间尺度上要远远小于 Plateau 边界上的析液时间尺度, 所以可忽略液膜上液体的析液以及含液量, 于是含液率可以表示为<sup>[15-17]</sup>

$$\varepsilon = N n_{pd} A_{pd} L_{pd}, \quad (5)$$

式中,  $n_{pd}$  表示单个胞元平均所含的 Plateau 边界数,  $A_{pd}$  表示 Plateau 边界的横截面面积,  $L_{pd}$  表示 Plateau 边界的长度。在本文的五边形十二面体模型中  $n_{pd} = 10$ ,  $L_{pd} = \delta R = 0.818R = 0.409h$ ,  $R$  和  $h$  分别为等效体积的球形模型的半径和直径。当  $W \rightarrow 0$  时, 液膜的含液量可以忽略, 这时, Plateau 边界的横截面面积  $A_{pd}$  可以近似的表示为

$$A_{pd} \approx \left( \frac{r_{pl}}{\alpha} \right)^2, \quad (6)$$

其中,  $r_{pl}$  为 Plateau 边界的横截面气液界面的曲率半径,  $\alpha$  为 1 个常数,  $\alpha \approx 2.492$ 。所以, 以泡沫收集区内泡沫体为研究对象, 引入一维泡沫析液方程:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} [Q_{pb} N_s], \quad (7)$$

上式中,  $Q_{pb}$  表示 Plateau 边界上的析液流量。  $N_s$  表示单位横截面上所含 Plateau 边界条数。在对单条 Plateau 边界内部流体流动的分析计算中, 可以得到泡沫体内部 Plateau 边界及固体壁面处 Plateau 边界上流体析液的平均速度  $V$ , 则  $Q_{pb} = V A_{pd}$ 。虽然, 泡沫体内部 Plateau 边界上的流动与固体壁面处 Plateau 边界上的流动在平均速度上有较大的差别, 但是, 固壁处的 Plateau 边界条数较泡沫体内部 Plateau 边界数少得多, 所以, 本文忽略固壁处 Plateau 边界数及其析液过程, 以内部 Plateau 边界内流动的平均速度代入方程(7) 得到

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial Z} [A_{pd} W_s]. \quad (8)$$

在五边形十二面体结构模型中<sup>[9]</sup>,

$$N_s \approx \alpha n R n_p, \text{ 当 } W \rightarrow 0 \text{ 时, } A_{pd} = \frac{V_b}{n_p \delta R} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} = \frac{4\pi R^2}{3 n_p \delta} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}. \quad (9)$$

将式(4)和式(9)代入方程(8)中, 得到

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 3.05 \frac{\partial(\varepsilon V)}{\partial Z}. \quad (10)$$

对泡沫收集区内泡沫体进行析液的研究<sup>[15-21]</sup>, 方程(10)的初始条件为均一的泡沫含液率分布, 但是在实验及生产过程中, 这样的初始条件很难达到, 仅仅是理想状态。因为, 在生产过程中, 在开始产生液态金属泡沫到泡沫充满收集器之前, 泡沫应该为湿泡沫, 比如, 含液率为 0.2。同时为了与实验进行比较, 在泡沫层的顶部, 即  $Z = 0$  处, 没有液体流入, 采用边界条件为:  $V = 0$ ; 在泡沫层底部, 即  $Z = H$ ,  $H$  表示泡沫层高度, 此处为泡沫层和液态铝合金的接触面, 理论上的最大含液率为 0.26(球形气泡密集排列模型),  $V = 0$ 。由于过程是一个动态平衡过程, 对单条 Plateau 边界研究中, 假设流动是单向的, 所以泡沫层高度  $H$  过程中不变。边界条

件即

$$V = 0, \begin{cases} Z = 0, \\ Z = H. \end{cases}$$

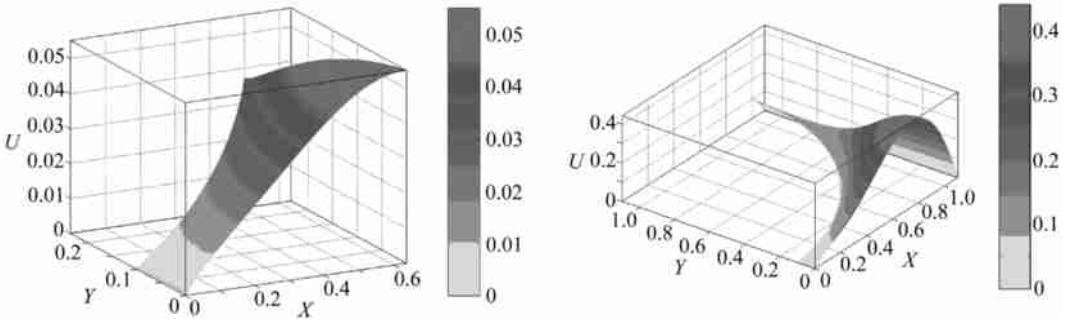
在泡沫层底部,

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(t), & \varepsilon < 0.26, \\ 0.26, & \varepsilon \geq 0.26, \end{cases} \quad Z = H.$$

利用边界条件, 基于有限差分方法求解方程(10), 显然, 本文采用的五边形十二面体胞元结构模型的前提下, 泡沫含液率的发展将受到  $M$  和  $W$  及  $R$  的影响.

## 2 计算结果与分析

从式(1)和(2)以及边界条件公式中可知, 单条 Plateau 边界内液体的流动要受到液体的粘度、Newton 表面粘度(影响气液界面的运动能力)以及气液界面曲率半径的影响. 这里, 液体的粘度容易测得, 然而, Newton 表面粘度和气液界面的曲率半径不易获得, 为了计算研究的方便, 同时为了研究这些因素对析液过程的影响, 我们给出了无量纲数  $M$ , 由于金属熔体的粘度一定, 因此, 设定 Newton 表面粘度、气液界面的曲率半径为自由参数. 图 5 为泡沫体内部 Plateau 边界内速度场分布(图 5(a)) 和容器固壁处 Plateau 边界的速度场分布(图 5(b)), 速度方向与重力方向成  $\theta$  角度( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ), 取  $\theta = 0$ . 从图中可以看出, 在相同的无量纲数  $M$  和  $W$  下, 即气液界面的运动能力相同及曲率半径相同的情况下, 内部 Plateau 边界的最大无量纲速度约为 0.055, 而壁面处 Plateau 边界的最大无量纲速度约为 0.43. 后者大约是前者的 6~8 倍, 由此可知: 容器内的金属泡沫体, 当固壁处 Plateau 边界的数量相对较大时, 此时的泡沫的析液过程要更快, 析液量也较大, 即壁面处 Plateau 边界对析液过程的贡献要比内部 Plateau 边界的大.



(a) 内部 Plateau 边界

(b) 壁面处 Plateau 边界

图 5 Plateau 边界的横截面速度场 ( $W = 0.1, M = 1$ )

### 2.1 无量纲数 $M$ 和 $W$ 对析液的影响

无量纲数  $M = \mu_a / \mu_s$ , 表征气液界面的运动能力, 当  $M \rightarrow 0$ , 本质上就是刚性边界, Plateau 边界内部的流动成为典型的 Poiseuille 流. 图 6 是以泡沫体内部 Plateau 边界为研究对象, 图中模拟了相同的液膜厚度下, 无量纲数对边界内部流速的影响, 从图中可知, 无量纲数  $M$  对含有较薄液膜的 Plateau 边界影响较大, 当无量纲厚度为 0.01 时,  $M$  对其速度场的影响区域约在  $10^{-2} \sim 10^3$  之间, 在这个范围之外, 影响可以忽略; 而当无量纲厚度为 0.1 时,  $M$  对其速度场的影响区域约在  $10^{-3} \sim 10^4$  之间, 在这个范围之外, 影响可以忽略. 而且, 存在一个临界  $M$  值, 约在  $10^0 \sim 10^1$  之间, 在此临界值的两边,  $M$  对不同无量纲液膜厚度的速度场影响正好相反, 如图

6 所示,在临界值左边无量纲液膜厚度越大速度越大,而在右边无量纲液膜厚度越大速度越小

### 2.2 泡沫析液的宏观分析

如前文所述,根据假设条件,基于单条 Plateau 边界内部流动特征,对整个泡沫体的含液率发展进行数值计算研究。模型建立在五边形十二面体胞元结构、均一泡沫尺寸分布的基础上,当给定泡沫含液率的初始分布  $\varepsilon = \varepsilon(Z, t = 0)$  和气泡尺寸大小  $R$  时,利用式(8)可以计算得到  $A_{p,d}$ 。在求得  $A_{p,d}$  后,亦可求得  $a$ ,在 Plateau 边界几何特征及气液界面的运动能力已知的情况下( $M$  和  $W$  已知),利用 2.1 的计算结果可以得到平均速度  $V$ ,对方程(8)进行求解,即可得到泡沫含液率随时间和空间的分布。计算过程中,系统温度为 1 023 K,取液态铝合金的动力粘度为 0.004 Pa·s,密度为 2 340 kg/m<sup>3</sup>。

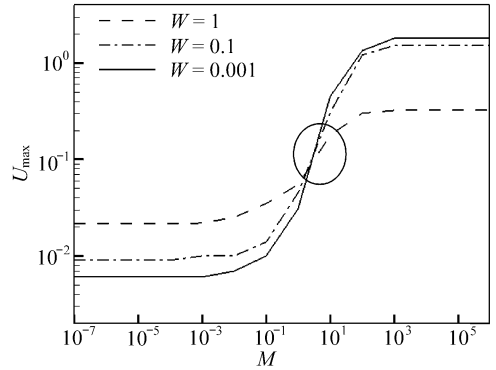


图 6 不同无量纲液膜厚度的 Plateau 边界内部的最大流速随无量纲数  $M$  的变化

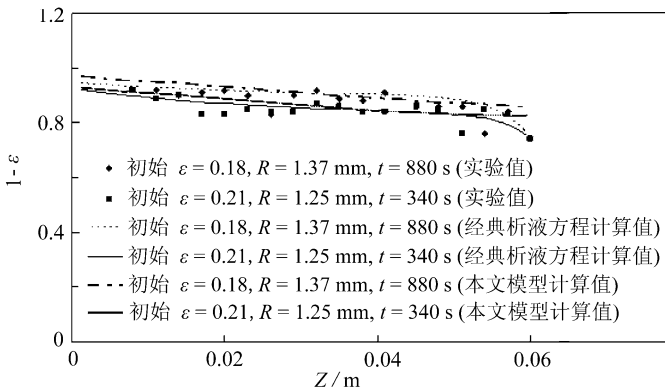


图 7 计算值(本文模型( $M = 0.1, W = 0$ )和经典析液方程)与实验值的比较

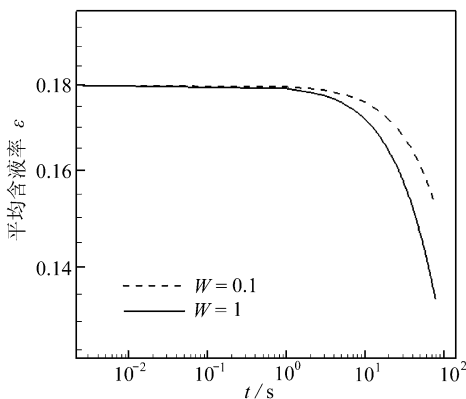


图 8 不同  $M$  值条件下泡沫平均含液率

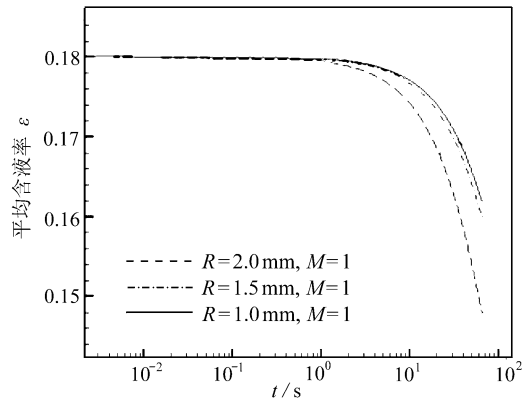


图 9 不同  $R$  值条件下泡沫平均含液率随时间变化曲线 ( $M = 1 \text{ mm}, H = 0.07 \text{ m}$ )

#### 2.2.1 $M$ 值对泡沫体析液影响

$M$  表示气液界面的运动能力,当  $M \rightarrow 0$  时,  $\mu_s \rightarrow \infty$ ,表明气液界面的速度为 0,为刚性边界条件。如图 6 所示,  $W = 0.01$  时,在区间  $M = 10^{-2} \sim 10^3$  速度变化剧烈;当  $M$  值大于  $10^5$  以

后,对于一定  $W$  值的 Plateau 边界横截面上的无量纲速度不再变化,可以认为已经达到滑移边界的边界条件。对于整个泡沫体来说,  $M$  值通过影响 Plateau 边界内部的平均速度来影响析液过程,图 7 为  $M = 0.1$  时,基于本文模型的计算值与 Gergely 等人的实验值<sup>[4]</sup>及其模型的计算值<sup>[4]</sup>的比较。即在一定的气液界面运动能力条件下,泡沫体析液过程中泡沫孔隙率  $(1 - \varepsilon)$  随时间和空间的分布。由图可看出,本文模型计算的泡沫孔隙率基本上是线性分布的,这是由于前提假设条件——Plateau 边界内流体是单向流动的。从图 7 可知,本文的模拟结果在泡沫层的上部、中部结果与实验结果吻合较好,但是在泡沫层底部结果与实验值相差较大,这是由于析液过程中表面张力的作用,泡沫层底部流体有可能向上流动。

如图 6 所示,当  $W$  值一定时,在一定范围内平均流速随  $M$  的增大而增大。本文模拟结果显示,泡沫析液速率随  $M$  值增大而增大(平均速度增大区间内,如图 6),如图 8 所示。 $\mu_s$  一般要通过测量得到,本文中由于空气泡在铝液中的  $\mu_s$  没有相关的报道,故尝试用不同的  $M$  值进行计算模拟。同样基于本文方法,通过测量含液率  $\varepsilon$  随时间、空间的分布,可以反向计算出  $\mu_s$ 。本文计算结果表明,  $M \in (0.1, 0)$  时与实验结果吻合较好。

### 2.2.2 气泡大小对泡沫体析液影响

不同泡沫铝产品的单个胞元(气泡)尺寸大小有所不同。实验研究表明<sup>[4,22]</sup>,泡沫体中气泡大小对泡沫析液过程及结果有较大的影响。本文中  $R$  表示五边形十二面体气泡结构模型的等效体积的球形气泡半径,对泡沫的含液率有直接影响,导致对析液过程特性的影响。图 9 为不同胞元半径模型条件下含液率  $\varepsilon$  随时间、空间的发展,其他条件如初始含液率分布、 $M$  值等参数及物性参数值相同。从图中可以看出,胞元尺寸较小,泡沫体的析液速率越大,在 Gergely 等<sup>[4]</sup>的实验结果也有类似的结论。在本文的模型中,计算结果表明泡沫平均含液率随时间线性变化。

## 3 结 论

通过建立数学模型,对单条泡沫体 Plateau 边界内部的速度场进行了研究,结果表明:泡沫体内部 Plateau 边界内的速度要小于同等条件下的容器壁面处 Plateau 边界内的速度,间接解释了宏观析液过程中析液速率与不同容器条件的关系。对于泡沫体内部的 Plateau 边界存在 1 个临界无量纲  $M$  值,在  $M$  小于临界  $M$  值时,无量纲  $W$  值越大,Plateau 边界内速度越小,而在  $M$  大于临界  $M$  值时,无量纲值  $W$  越大,Plateau 边界内速度越大。进而将单条 Plateau 边界内液体流动的分析结果应用于泡沫体析液过程的宏观研究,建立了 1 个析液模型,计算结果与实验结果比较显示:在泡沫层上部、中部吻合较好,在底部存在一定误差。原因在于:Plateau 边界内流体流动的单向性假设在底部可能不成立。通过本文模型,可以反算出液态铝合金泡沫中气液界面的运动能力(表面黏度),本文计算结果表明  $M \in (0.1, 1)$ 。

通过多尺度方法,本文建立了液态金属泡沫微观——宏观析液模型,通过对模型的求解,数值计算与实验结果吻合较好。然而,泡沫体内部气泡间液膜的破裂导致气泡合并和胞元结构变化,以及忽略固壁处 Plateau 边界对析液过程的贡献等因素对泡沫体析液都有直接影响,本文予以忽略。同时,实际泡沫体中泡径尺寸、结构存在一定分布<sup>[23-24]</sup>,而本文模型中使用的是泡径单一分布、结构模型,这些都是造成实验与计算误差的原因,也是下一步工作的重点。



## [参 考 文 献]

- [1] Lehmhus D, Banhart J, Rodriguez- Perez M A. Adaptation of aluminium foam properties by means of precipitation hardening[J]. *Materials Science and Technology*, 2002, **18**(5): 474– 479.
- [2] Lehmhus D, Banhart J. Properties of heat- treated aluminum foams[J]. *Materials Science and Engineering A*, 2003, **349**(2): 98– 110.
- [3] Paul E C, Kevin D C. Design of experiments for thermal characterization of metallic foam[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2005, **19**(3): 367– 374.
- [4] Gergely V, Clyne T W. Drainage in standing liquid metal foams: modeling and experimental observations[J]. *Acta Material*, 2004, **52**(10): 3047– 3058.
- [5] Cox S J, Weair D, Hutzler S, et al. Applications and generalizations of the foam drainage equation [J]. *The Royal Society*, 2000, **456**(2002): 2441– 2464.
- [6] Koehler S A, Hilgenfeldt S, Stone H A. A generalized view of foam drainage: experiment and theory [J]. *Langmuir*, 2000, **16**(15): 6327– 6341.
- [7] Durand M, Langevin D. Physicochemical approach to the theory of foam drainage[J]. *Eur Phys J E: Soft Matter and Biological Physics*, 2002, **7**(1): 35– 41.
- [8] Hutzler S, Cox S J, Wang G. Foam drainage in two dimensions[J]. *Colloids and Surfaces A: Physicochem Eng Aspects*, 2005, **263**(3): 178– 183.
- [9] Grassia P, Neethling S J, Cervantes C, et al. The growth, drainage and bursting of foams[J]. *Colloids and Surfaces A: Physicochem Eng Aspects*, 2006, **274**(3): 110– 124.
- [10] Leonard R A, Lemlich R. A study of interstitial liquid flow in foam[J]. *AIChE J*, 1965, **11**(1): 18– 24.
- [11] Nguyen A V. Liquid drainage in single Plateau borders of foam[J]. *J Colloid Interface Sci*, 2002, **249**(1): 194– 199.
- [12] Koehler S A, Hilgenfeldt S, Stone H A. Foam drainage on the micro scale I : modeling flow through single Plateau borders[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2004, **276**(2): 439– 449.
- [13] Koehler S A, Hilgenfeldt S, Stone H A. Foam drainage on the micro scale II : imaging flow through single Plateau borders[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2004, **276**(2): 420– 438.
- [14] Li J, Zhang J, Ge W, et al. Multi- scale methodology for complex systems[J]. *Chemical Engineering Science*, 2004, **59**(8): 1687– 1700.
- [15] Stephan A K, Hilgenfeldt S, Eric R W, et al. Drainage of single Plateau borders: direct observation of rigid and mobile interfaces[J]. *Physical Review E*, 2000, **66**(4): 040601– 1– 4.
- [16] Magrabi S A, Dlugogorski B Z, Jameson G J. A comparative study of drainage characteristics in AFFF and FFFP compressed- air fire- fighting foams[J]. *Fire Safety Journal*, 2002, **37**(1): 21– 52.
- [17] WANG Ze- bin, Narsimhan G. Model for Plateau border drainage of power- law fluid with mobile interface and its application to foam drainage[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2006, **300**(1), 327– 337.
- [18] Stone H A, Koehler S A, Hilgenfeldt S, et al. Perspectives on foam drainage and the influence of interfacial rheology[J]. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 2003, **15**(1): S283– S290.
- [19] Saint- Jalmesa A, Zhang Y, Langevin D. Quantitative description of foam drainage: transitions with surface mobility[J]. *The European Physical Journal E: Soft Matter and Biological Physics*, 2004, **15**(1): 53– 60.
- [20] Neethling S J, Lee H T, Grassia P. The growth, drainage and breakdown of foams[J]. *Colloids and Surfaces A: Physicochem Eng Aspects*, 2005, **263**(3): 184– 196.
- [21] Matzke E B. The three- dimension shape of bubbles in foam—an analysis of the role of surface

- forces in three- dimensional cell shape determination[ J]. *Am J Botany*, 1946, **33**(1): 281- 289.
- [22] Brunke O, Odenbach S. In situ observation and numerical calculations of the evolution of metallic foams[ J]. *J Phys: Condens Matter*, 2006, **18**(28): 6493- 6506.
- [23] Shen H, Oppenheimer S M, Dunand D C, et al. Numerical modeling of pore size and distribution in foamed titanium[J]. *Mechanics of Materials*, 2006, **38**(10), 933- 944.
- [24] 黄晋, 孙其诚. 液态泡沫渗流的机理研究进展[ J], *力学进展*, 2007, **37**(2): 269- 278.

## Microscopical and Macroscopical Numerical Study on the Drainage Process in Fabricating Foamed Aluminum

LI Ke<sup>1,2,3</sup>, XIE Mao- zhao<sup>1</sup>, LIU Hong<sup>1</sup>

(1. School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology,  
Dalian, Liaoning 116024, P. R. China;

2. School of Energy and Environment Engineering, Inner Mongolia University of  
Science & Technology, Baotou, Inner Mongolia 014010, P. R. China;

3. School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, P. R. China)

**Abstract:** Velocity field in a single plateau border of aluminum foam during drainage process was studied by a mathematic model for the flow inside a micro- channel. It is shown that the liquid/ gas interface mobility, which is characterized by the Newtonian surface viscosity, has substantial effect on velocity inside single plateau border. It's found that at the same liquid/ gas interfacial mobility ( $M$ ) and same radius of curvature, the max velocity inside an exterior plateau border is about 6~ 8 times as large as that inside an interior plateau border. It's also found that a critical value of the interfacial mobility in interior plateau border, for values greater or less than which the effects of the film thickness on the velocity in plateau border show opposite tendencies. Based on the results from the microscopical model, a new macroscopical drainage model was presented for aluminum foams. Comparisons of computed results by this model with experimental data from the literature and with those from the classical drainage equation show a reasonable agreement. Furthermore, computational results reveal that the liquid holdup of foams is dependent strongly on the value of  $M$  and bubble radius.

**Key words:** foamed aluminum; drainage; Plateau border; liquid holdup; pentagonal dodecahedron