

# 微重力下两相分层的相场模拟\*

娄开元<sup>†</sup> 尹兆华<sup>‡</sup>

中国科学院力学研究所, 北京 100190

**摘要:** 在地面条件下, 不同密度的两种流体会因重力自然分层, 而在微重力条件下, 密度不再是两种流体分层的原因, 两种流体会因表面张力和热毛细作用分层。本文计算模拟了微重力条件下初始时刻两相混乱分布到最终两相分层的过程, 并研究了各无量纲参数  $Re, Ma, Ca$  与物性比  $\xi, \alpha, \lambda, \gamma$  对分层现象的影响。由于两相分层过程中界面拓扑结构的变化较为复杂, 研究采用 phase field 模型处理界面, 控制方程采用谱方法离散求解。计算结果显示两相的分层过程中,  $Ma, \lambda, \gamma$  这类影响温度场的参数对分离过程几乎无影响, 这一过程主要受表面张力大小的影响, 受温度不同造成的表面张力差影响不大。并且大  $Re$  数情况下, 分层的效果较小  $Re$  数情况好。

**关键词:** 热毛细迁移; 两相分层; phase field

## 1 引言

地面条件下, 不相溶的两种密度不同的流体会因为重力作用自然分层, 如在难混溶合金冷却过程中, 两种密度不同的相(弥散相与基体)会因重力形成严重的密度偏析乃至两相分层。原来人们认为在空间微重力条件下, 由密度不同造成的两相分层现象会消失, 但空间实验[1, 2, 3]表明, 微重力条件下凝固的合金依然是两相分离的。微重力下的两相分离是由 Marangoni 对流导致的液滴迁移引起的[4][5]。

当液滴处于具有温度梯度的另一种流体中时, 由于表面张力  $\sigma$  与温度  $T$  有  $\sigma = \sigma_0 - \sigma_T(T - T_0)$  的关系 ( $\sigma_0$  为  $T = T_0$  时的表面张力大小,  $\sigma_T$  为一正参数), 表面张力随温度的升高而降低, 界面处的液体从冷端向热端移动, 在液滴内部形成对流胞元, 在液滴外部形成绕流, 液滴向热端移动, 这种由温度梯度导致界面上毛细力分布不均造成的液滴运动被称为热毛细迁移运动。我们将背景流体成为母液, 在合金冷却问题中, 弥散相就是液滴, 基体就是母液。由于由表面张力驱动的热毛细对流问题早在 1865 年被 Marangoni[6] 研究过, 被称为 Marangoni 对流, 所以液滴热毛细迁移运动又被称为 Marangoni 迁移运动。

Young, Goldstein 和 Block[7] 最先对液滴热毛细迁移问题进行了系统的研究, 并给出了在忽略对流与热对流情况下, 液滴热毛细迁移的最终速度:

$$V_{YGB} = \frac{2U}{(2 + 3\alpha)(2 + \lambda)}, \quad (1)$$

其中  $U = |\sigma_T| |\nabla T_\infty| R / \mu_1$ ,  $\alpha = \mu_1 / \mu_2$ ,  $\lambda = k_1 / k_2$ ,  $|\nabla T_\infty|$  表示无穷远处的温度梯度大小,  $R$  表示液滴半径,  $\mu$  代表动力学粘性系数,  $k$  表示热传导系数, 下标 1 代表液滴的物理量, 而下标 2 代表母液的物理量。Subramanian 等[8] 的专著回顾了液滴(气泡)热毛细迁移的早期工作。Balasubramanian 和 Subramanian[9] 研究了  $Re \gg 1, Ma \gg 1$  时的液滴热毛细迁移, 指出在热对流很强时, 液滴界面内外都会形成热边界层, 液滴内部的温度会远小于母液的温度, 形成冷眼(cold eye), 此时迁移速度的表达式为:

$$V = \frac{4h(\delta)Ma}{\beta(2 + 3\alpha)^2(1 + \delta)^2}, \quad (2)$$

其中  $\delta = \sqrt{\beta/\lambda}$ ,  $h(\delta)$  是关于  $\delta$  的单调增函数。式 2 显示迁移速度随  $Ma$  的增大而增大,  $Ma = RU\rho_2c_{p2}/k_2$  表示热对流与热扩散之比。但他们的研究并未考虑液滴变形, 随着研究的深入, 人们将液滴变形这一因素考虑进来。Haj-Hariri[10] 使用 level-set 方法对液滴热毛细迁移

\*致谢: 自然科学基金资助项目(批准号: 11172308)

<sup>†</sup>loukaiyuan@imech.ac.cn

<sup>‡</sup>通讯作者: zhaohua.yin@imech.ac.cn

进行了三维数值模拟,研究了  $Ma < 100$  考虑液滴变形的情况,发现液滴前端的等温线包住液滴,减小了液滴表面的温度梯度,从而减小了液滴表面的表面张力差,阻碍了液滴运动。Brady 等 [11] 使用加密网格的 level-set 方法,最密处加密到  $1800^2$  对可变形液滴在受限区域内的热毛细迁移进行了三维数值模拟,发现  $Ma$  较大时,由于液池长度不足,迁移时间有限,初始条件对液滴的迁移过程影响较大,而  $Ma$  较小时,初始条件不会影响迁移的稳态速度。同时,他们还发现由于壁面效应,液滴可能会出现非轴对称变形。Zhao 等 [12] 使用 level-set 方法,采用  $100 \times 300$  的网格研究了可变形液滴热毛细迁移过程中,速度场和温度场的拓扑结构。他们发现  $Ma$  并不会影响速度场的拓扑结构,只会影响涡心位置。Chang 等 [13] 研究了变形影响下的液滴热毛细迁移的瞬态行为,并解释了密度比对迁移过程中液滴形状的影响,指出液滴密度大于母液时,随着迁移,液滴变为瘦长型,而液滴密度小于母液时,液滴变为宽扁型。

关于可变形且相互影响的多滴的研究较少,如 Zinchenko 等 [14], Bazhlekov 等 [15]。并且这些研究都局限于  $Re \rightarrow 0$  或  $Ma \rightarrow 0$  的情况,也没有考虑液滴发生融合的情况,界面的拓扑结构也较为简单。本文的主要目的就是模拟界面拓扑结构变化较为复杂的两相分离情况。

## 2 物理模型

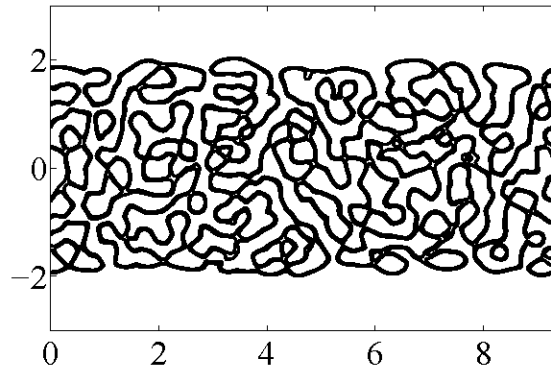


图 1: 两相初始时刻杂乱混合的示意图

物理模型的示意图如图 1 所示,两种不同的流体在槽道中间杂乱的混合在一起。上下边界为固壁,上固壁温度为  $T_1$ ,下固壁温度为  $T_0$ ,  $T_1 > T_0$ 。上固壁附近与下固壁附近为两种不同的流体,我们用下标 2 表示上壁面附近的那种流体,下标 1 表示下壁面处的流体。可以看到初始时刻界面的形状较为复杂。

为了便于处理界面的融合破碎问题,我们采用 phase field 模型来处理界面。phase field 模型通过引入一个界面参数  $\phi$  来标记不同的相,物性如密度  $\rho$ ,动力学粘性系数  $\mu$ ,热传导系数  $k$ ,比热容  $c_p$  均可表示为  $\phi$  的函数。在我们的问题中, $\phi$  在下标为 1 的液体中值为 1,在下标为 2 的液体中值为 -1,在界面处有光滑但剧烈的过渡,对应的物性参数与  $\phi$  的关系为:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1+\phi}{2\rho_1} + \frac{1-\phi}{2\rho_2}; \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1+\phi}{2\mu_1} + \frac{1-\phi}{2\mu_2};$$

$$\frac{1}{c_p} = \frac{1+\phi}{2c_{p1}} + \frac{1-\phi}{2c_{p2}}; \quad \frac{1}{k} = \frac{1+\phi}{2k_1} + \frac{1-\phi}{2k_2}.$$

phase field 模型的出发点是 Helmholtz 自由能, Helmholtz 自由能由式 3 给出:

$$F = \int_V K(T)[f(\phi) + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2]dV, \quad (3)$$

其中  $K$  是与温度相关的系数,式 (3) 中的前一项代表各相的体积能 (bulk energy),后一项代表界面能量。对两相流来说  $f(\phi)$  需要在两相中即  $\phi = 1$  和  $\phi = -1$  处取到两个极小值。这里我们选取 Ginzberg-Laudau 势函数  $f(\phi) = \frac{1}{\eta^2}(\frac{\phi^4}{4} - \frac{\phi^2}{2})$ ,  $\eta$  为与界面厚度相关的参数。当  $K$  为常值时,根据 Anderson[16], Rowlinson[17] 的研究,额外的应力张量  $\mathbf{T}$  为:

$$\mathbf{T} = L\mathbf{I} - K\nabla\phi \otimes \nabla\phi, \quad (4)$$

其中  $\vec{a} \otimes \vec{b}$  表示  $a_i b_j \vec{e}_i \vec{e}_j$ 。由于  $F$  在平衡状态下应取极小值，可知在平衡状态下  $\nabla \cdot \mathbf{T} = 0$ ，代表平衡状态下受力平衡。此时对应的动量方程为：

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla(p - L) - \nabla \cdot (K \nabla \phi \otimes \nabla \phi) + \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{u}). \quad (5)$$

但此时动量方程中体现的表面张力不随温度变化，这在我们所要模拟的热毛细迁移问题中是不合理的。因此，我们需要对模型进行一些修改。参考 Borcia 等 [18] 的假设，我们假设  $K$  与温度为线性关系：

$$K = K_0 - K_T T. \quad (6)$$

换用  $K = K_0 - K_T T$ ，通过  $F$  在平衡状态下应取极小值这一条件可导出运用 phase field 方法后的 Navier-Stokes 方程组：

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{2(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2} \frac{d\phi}{dt}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} &= -\nabla P - \nabla \cdot (K \nabla \phi \otimes \nabla \phi) + \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{u}) \\ &\quad + K_T \nabla T \left[ \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + f(\phi) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \phi = -M \nabla^2 \left[ K (\nabla^2 \phi - \frac{\partial f}{\partial \phi}) \right]. \quad (10)$$

选上下壁面间距同阶的  $L_0$  作为特征长度，上下壁面的温度差  $T_0 - T_1$  作为特征温度，上壁面处的流体（即  $\phi = -1$  的流体）密度  $\rho_2$  作为特征密度，YGB 线性解  $U_0 = \frac{K_T(T_0 - T_1)}{\eta \mu_2}$  作为特征速度，对整个方程组做无量纲化。

$$\nabla^* \cdot \vec{u}^* = \frac{2(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2} \frac{d\phi}{dt^*}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \rho^* \vec{u}^* \cdot \nabla^* \vec{u}^* &= -\nabla^* P^* - \frac{\eta}{Re Ca} \nabla^* \cdot ((1 - Ca T^*) \nabla^* \phi \otimes \nabla^* \phi) \\ &\quad + \frac{1}{Re} \nabla^* \cdot (\mu^* \nabla^* \vec{u}^*) + \frac{\eta}{Re} \nabla^* T^* \left[ \frac{1}{2} (\nabla^* \phi)^2 + f(\phi) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\rho^* c_p^* \left( \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \vec{u}^* \cdot \nabla^* T^* \right) = \frac{1}{Ma} \nabla^* \cdot (k^* \nabla^* T^*), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t^*} + \vec{u}^* \cdot \nabla^* \phi &= -M^* \eta^{*2} \nabla^{*4} \phi + M^* \eta^* 2 Ca \nabla^* 2 (T^* \nabla^* 2 \phi) \\ &\quad + M^* \nabla^{*2} (1 - Ca T^*) (\phi^3 - \phi). \end{aligned} \quad (14)$$

其中 Reynold 数  $Re = \frac{\rho_2 U_0 L_0}{\mu_2}$  代表惯性与粘性的比；Marangoni 数  $Ma = \frac{L_0 U_0}{\kappa_2}$  代表热对流与热扩散之比；Capillary 数  $Ca = \frac{K_T(T_0 - T_1)}{K_0}$  代表表面张力差与表面张力之比； $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_2}$  代表当地密度与上壁面处的流体密度之比； $\mu^* = \frac{\mu}{\mu_2}$  代表当地粘度与上壁面处的流体粘度之比； $k^* = \frac{k}{k_2}$  代表当地热扩散系数与上壁面处的流体热扩散系数之比； $c_p^* = \frac{c_p}{c_{p2}}$  代表当地比热与上壁面处的流体比热之比； $\eta^* = \frac{\eta}{L_0}$ ，代表界面厚度与特征尺度之比； $M^* = M K_0 \eta^2 / U_0 L_0$  是一个界面流动性相关的参数。在此文以后出现的各物理量，如无特殊说明，均为无量纲变量，为了简化书写，将省去\*。另外我们记  $\xi = \rho_1 / \rho_2$ ， $\alpha = \mu_1 / \mu_2$ ， $\gamma = c_{p1} / c_{p2}$ ， $\lambda = k_1 / k_2$  表示下壁面流体与上壁面流体的物性参数比。计算区域  $[0, 2\pi L_x] \times [-L_y, L_y]$  为长方形，边界条件  $x$  方向为周期性边条件， $y$  方向为固壁边界条件。

初始时刻，温度场均匀梯度分布，速度全场为 0，相场分布为如图 1 杂乱的分布：

$$T_{t=0} = (1 + L_y) / (2L_y), \vec{u}|_{t=0} = 0, \phi|_{t=0} = \phi_0,$$

$\phi_0$  为已知的杂乱的场。速度在上下壁面满足无穿透，无滑移条件，即在上下壁面速度均为 0。相场参数  $\phi$  根据 Jacqmin[19] 的文章采用  $\partial \phi / \partial \vec{n} = 0, \partial (\nabla^2 \phi) / \partial \vec{n} = 0$ ， $\vec{n}$  为边界的外法向单位向量，对应在我们的问题中为  $\partial \phi / \partial y = 0, \partial^3 \phi / \partial y^3 = 0$ 。在  $x$  方向上，速度  $\vec{u}$ ，温度  $T$ ，相场参数

$\phi$  均取周期性边条件。无量纲化后上壁面温度为 1，下壁面温度为 0。无量纲化后的方程组的边界条件总结如下：

$$T_{y=L_y} = 1, T_{y=-L_y} = 0, \bar{u}|_{y=\pm L_y} = 0, \frac{\partial \phi}{\partial y}|_{y=\pm L_y} = \frac{\partial^3 \phi}{\partial y^3}|_{y=\pm L_y} = 0,$$

得到控制方程后，我们采用一阶投影法解耦速度与压力，空间上  $x$  方向采用 Fourier 离散， $y$  方向采用 Chebyshev 离散。离散后的方程均为不可分离的椭圆形方程，我们采用 Chebyshev-Galerkin 方法求解 [20, 21]。

### 3 计算结果

图 1 的初始场由于表面张力和温度梯度的作用，最终会发生两相分层的情况。我们模拟的就是两相分层这样一个过程，并试图总结出一些无量纲参数对这一过程的影响。对于本小节中无说明的参数，我们选择  $Re = 1, Ma = 80, Ca = 0.04, \eta = 0.04, M = 0.01$ ，时间步长  $\delta t = 0.001$ ，各物性比  $\alpha, \lambda, \xi, \gamma$  为 1。计算区域为  $[0, 2\pi L_x] \times [-L_y, L_y]$ ， $L_x = 1.5, L_y = 3$ ，分辨率为  $512 \times 512$ 。

我们先来分析  $Re = 1, Ma = 80, Ca = 0.04, \eta = 0.04, M = 0.01$ ，各物性比  $\alpha, \lambda, \xi, \gamma$  为 1 的模拟结果，结果如图 2 所示。由于我们采用的相场边界条件为  $\partial \phi / \partial y = 0, \partial^3 \phi / \partial y^3 = 0$ ，我们在上下边界处先放置两层流体，上边界处的流体  $\phi = -1$ ，下边界处的流体  $\phi = 1$ ，在中心区域  $\phi = -1$  和  $\phi = 1$  的两相杂乱的混合在一起。由于在上下边界放置了两种不同的液滴，中间的流体由于表面张力的作用开始分层，在  $t = 0 \sim 1.2$  这段时间，边界处的流体不断吞并中部的小液滴，整个相场形成，中间一个较长的界面，上下两相中有少量另一相的液滴的情况。在  $t = 1.2 \sim 4.6$  这段时间，由于表面张力，中间的那层界面趋向与平直，中间那层界面的变形很大，由于其变形的影响，带动上下各自相中的流体运动，使得各自相中的液滴发生碰撞，进而融合成更大的液滴。在  $t = 4.6$  之后，中间那层界面变形较小，但这层界面上依然有温度梯度存在，此时，由于界面上表面张力分布不均匀，中间这层界面会带动周围的流体运动。同时，上下两相中的液滴也在温度梯度的作用下向高温端做热毛细迁移。但这些液滴受中间那层流体和周围液滴的影响，并不是完全的单滴热毛细迁移。从  $t = 6.9 \sim 20$  这一段，我们可以看到，温度场分布从杂乱的分布向着初始均匀温度梯度的方向发展，且中间那层界面处的温度梯度逐渐减小，对流场的影响变小。上下层中的液滴受温度梯度的影响更大，更接近单滴热毛细迁移的情况。

图 3 显示了  $Re = 1, Ma = 80, Ca = 0.04, \eta = 0.04, M = 0.01$ ，各物性比  $\alpha, \lambda, \xi, \gamma$  为 1 情况下， $\phi = 1$  液体的动能变化。动能定义为  $\frac{\int_{\Omega} \frac{1}{2} \bar{u}^2 dV}{\int_{\Omega} dV}$ ， $\Omega$  为计算区域中  $\phi > 0$  的区域。从图 3 中可以看到，初始的  $t < 1$  这段，由于大量的小液滴发生融合，动能迅速升高。在  $t = 1 \sim 3$  这段，中间那层界面趋向于平直，同时伴随着上下层中液滴的融合，系统动能略有变化。当  $t > 3$  后，不再有液滴融合发生，只有中间层界面的震荡并趋于稳定，这一段系统动能的变化主要由中间层界面震荡引起。

#### 3.1 $Re$ 数的影响

对比图 4 与图 5， $Re$  数对分层与后续的界面运动影响较大。从分层初期可以看到， $Re$  数越大，界面形状越复杂， $Re$  数较小的情况则可以很早分清中间层的界面与上下两层流体中的液滴， $Re$  数较大的情况下中间层的界面与分层中甩出的小液滴不断相互作用融合，直到后期间中层的界面才有稳定的迹象。后期间中层的界面已很明显后，中间层界面可看做是半径无穷大液滴的界面，从图 4 与图 5 中可以发现， $Re$  越小，这层界面更易趋于稳定。当  $t = 12$  时， $Re = 10$  的情况，中间层界面已较接近稳定的平直状态，而  $Re = 50$  的情况，这层界面仍然在震荡。同时我们观察到  $Re = 50$  的情况下，上层和下层中的杂质液滴都比较少， $Re$  越大，两相分层的效果更好。

#### 3.2 $Ma$ 数的影响

对比图 6 与图 7，两者的界面变化情况几乎一模一样，但温度场分布有明显区别。从最初的杂乱的初始条件开始由于表面张力的作用，小液滴不断聚合成大液滴，由于中的分层的界面开始时较为扭曲，在恢复到平直状态的过程中，对周围流场的干扰较大。过程中有液滴受这层界面的驱赶与下方固壁的压迫发生融合。最终流体分为两层，两层中的流体在温度梯度的作用下

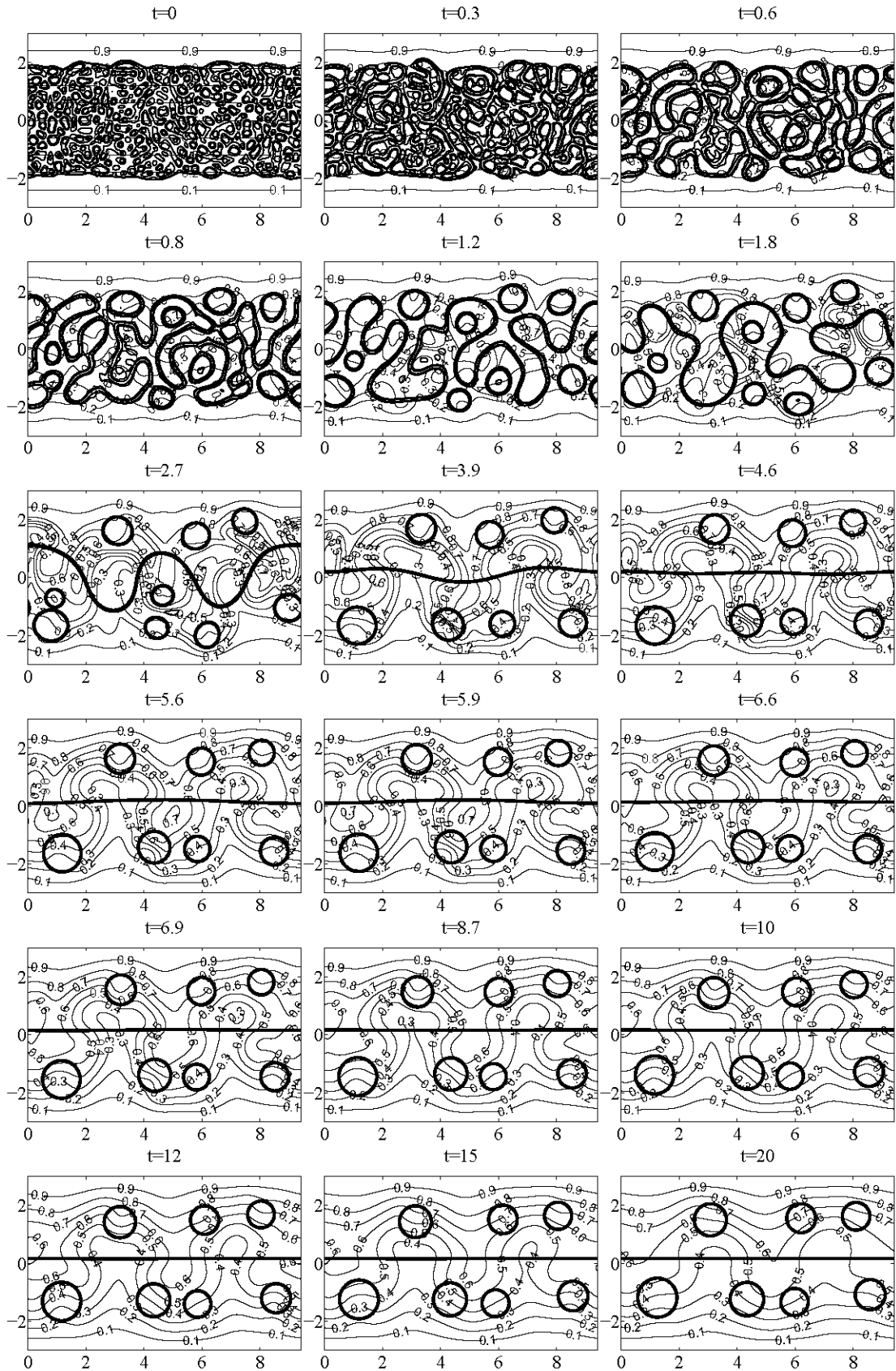


图 2:  $Re = 1, Ma = 80, Ca = 0.04, \eta = 0.04, M = 0.01$ , 各物性比  $\alpha, \lambda, \xi, \gamma$  为 1 的两相分层过程

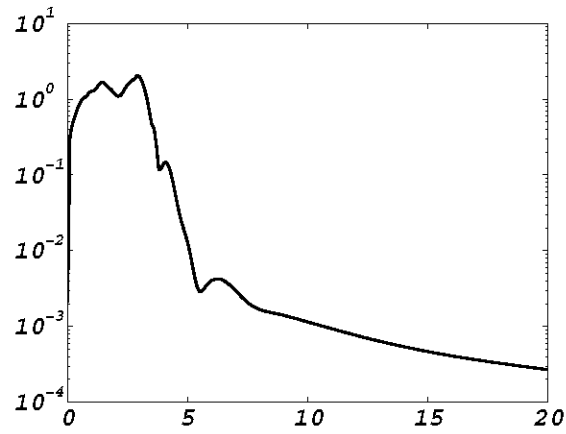


图 3:  $Re = 1, Ma = 80, Ca = 0.04, \eta = 0.04, M = 0.01$ , 各物性比  $\alpha, \lambda, \xi, \gamma$  为 1,  $\phi = 1$  的液体的动能变化

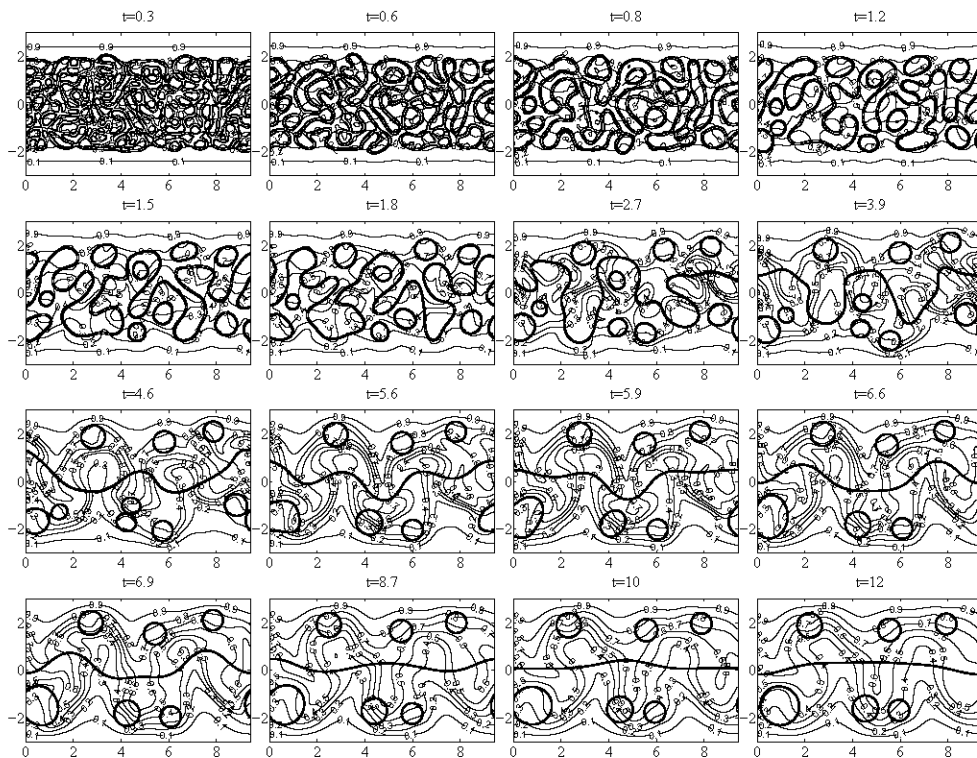


图 4:  $Re = 10$  两相分层过程



图 5:  $Re = 50$  两相分层过程

进行热毛细迁移。  $Ma$  对分层这一现象几乎无影响说明分层这一现象受温度场的影响不大，温度场导致的表面张力差在这一过程中属次级效应，当流场稳定下来后才能体现。

### 3.3 $Ca$ 数的影响

对比图 8 与图 9，  $Ca = 0.01$  的情况界面发展比  $Ca = 0.02$  更快。  $Ca = 0.01$  情况下  $t = 0.6$  时的界面与  $Ca = 0.02$  情况下  $t = 0.8$  时的界面十分相似，这可以认为  $Ca$  数越小界面的震荡频率越高。最后的分层情况两者也较相似，两者中间层界面的演化也较类似，到达平直状态所需的时间也相近，说明  $Ca$  数对分层情况与中间界面的震荡影响不大，中间层的动能耗散不受  $Ca$  数的影响。但观察上下层的液滴大小，  $Ca$  数较小的情况液滴大小差别更大，而  $Ca$  数较大时，各液滴的大小更为接近。

### 3.4 密度比 $\xi$ 的影响

图 10 和图 11 显示了密度比不同时界面的演化过程。最终的分层结果两者区别很大，  $\xi = 0.5$  即上层流体密度大于下层时分层较为均匀，中间层界面在  $y = 0$  略向下方，且上下层液滴的大小也相近，而  $\xi = 2$  即上层流体密度小于下层时，下层形成大量的小液滴，且中间层界面约在  $y = 1$ ，偏离  $y = 0$  处较远。原因可能为下层密度较大时，中间层界面震荡过程中在向下运动的过程中受到更大阻力，振幅较小，没有机会与下方的小液滴接触融合，因此在下方留下大量的小液滴。同时中间层界面趋于稳定的平直状态所需的时间，  $\xi = 0.5$  与  $\xi = 2$  的情况基本相同，中间层界面震荡过程中的能量耗散只与  $Re$  有关。

### 3.5 粘性系数比 $\alpha$ 的影响

图 12 和图 13 显示了粘性系数比  $\alpha$  不同时界面的演化过程。  $\alpha = 2$  的情况需要更多时间来使中间层界面稳定。图 12 和图 13 最显著的区别为  $\alpha = 2$  时下方有一个巨大的液滴。观察这一液滴形成，区别发生在  $t = 0.6 \sim 0.8$  这一段。在  $\alpha = 0.5$  中间靠左部分的界面在融合演化时在上部断裂，融入了中间界面的那层，而  $\alpha = 2$  的情况下界面在下方断裂，成为从中间层脱落下来的液滴，这一液滴在下层与另一液滴融合变得巨大。

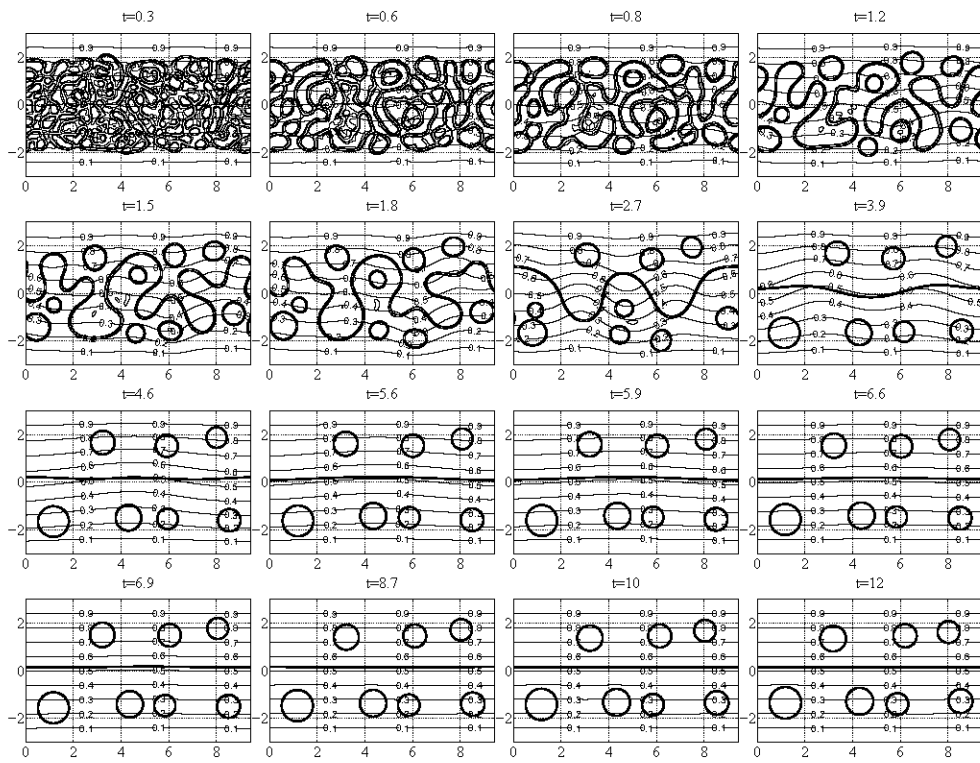


图 6:  $Ma = 1$  两相分层过程

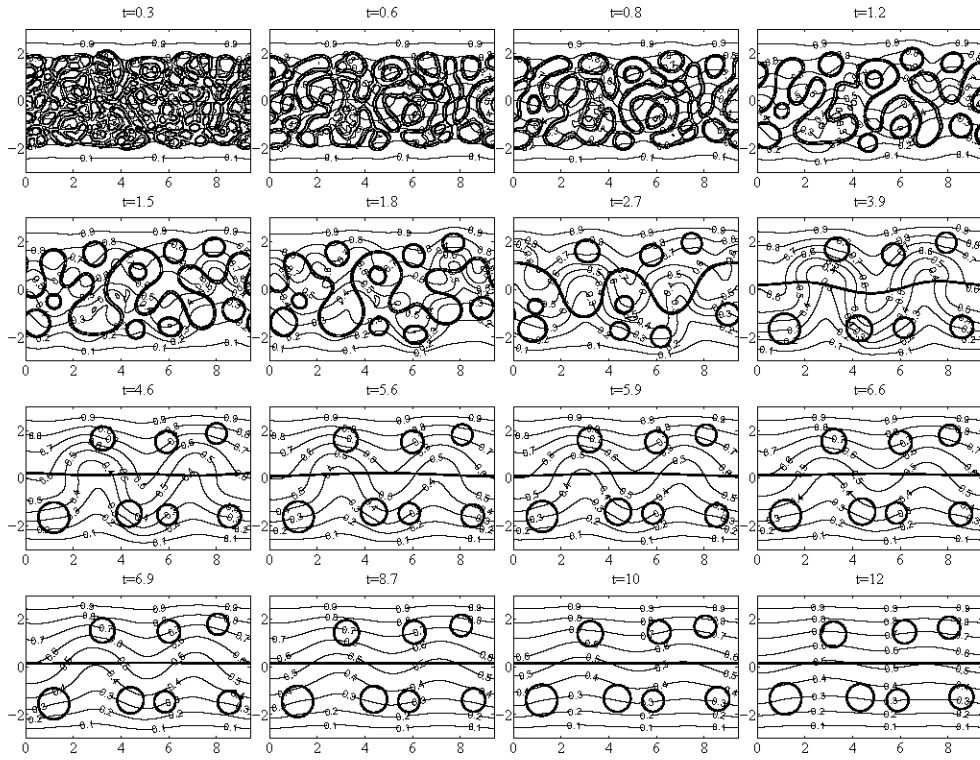


图 7:  $Ma = 10$  两相分层过程



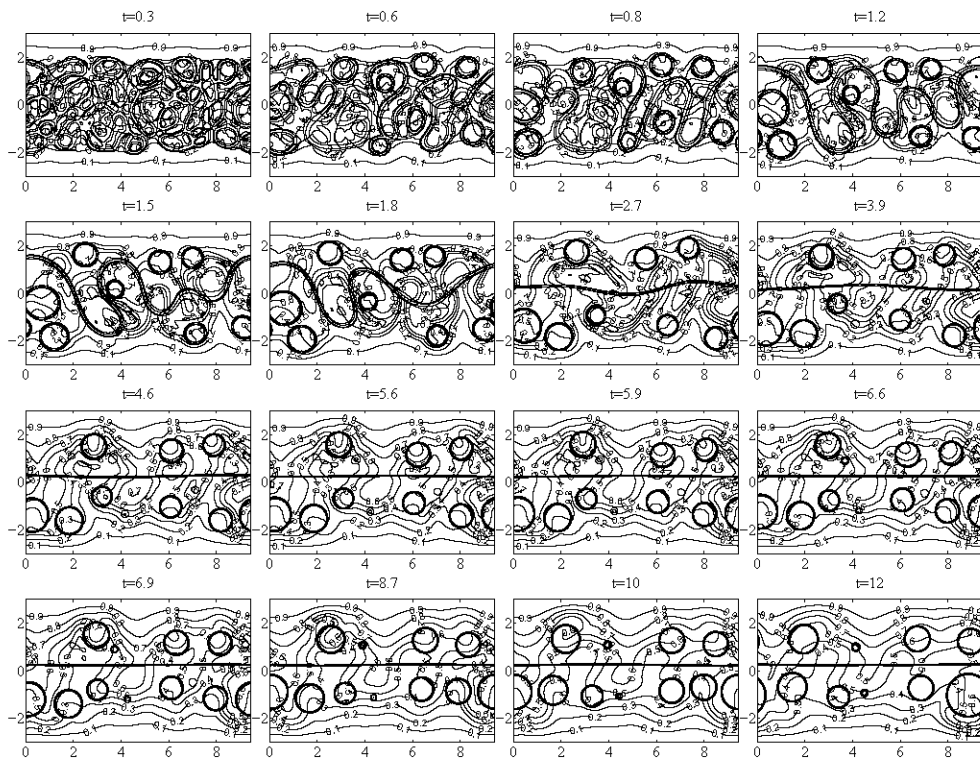


图 8:  $Ca = 0.01$  两相分层过程

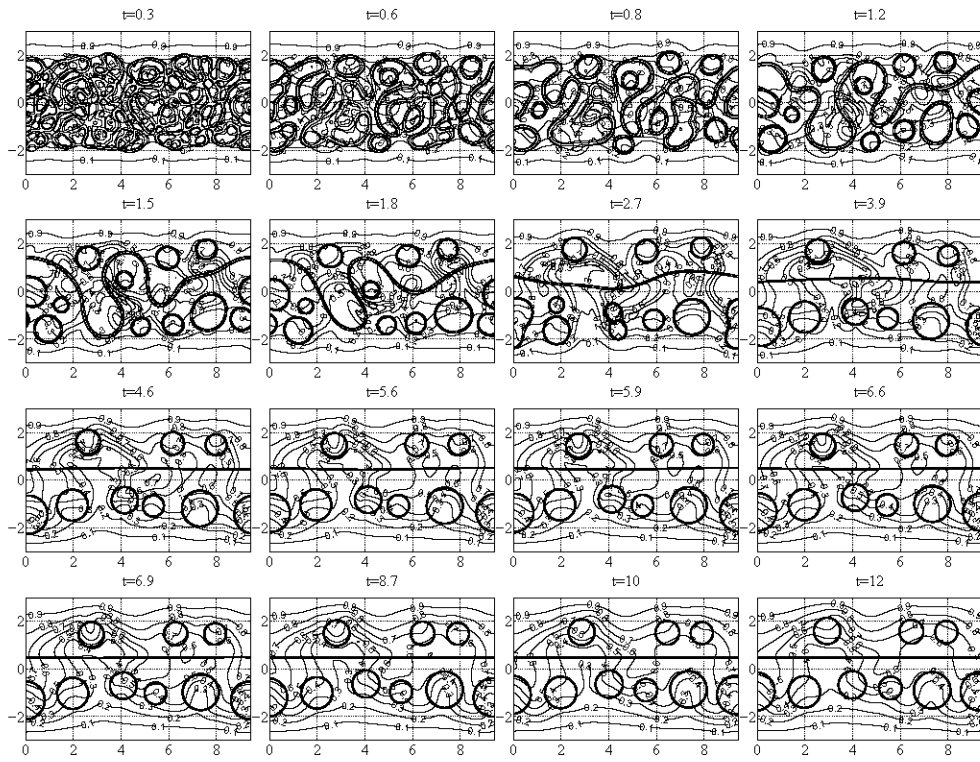


图 9:  $Ca = 0.02$  两相分层过程

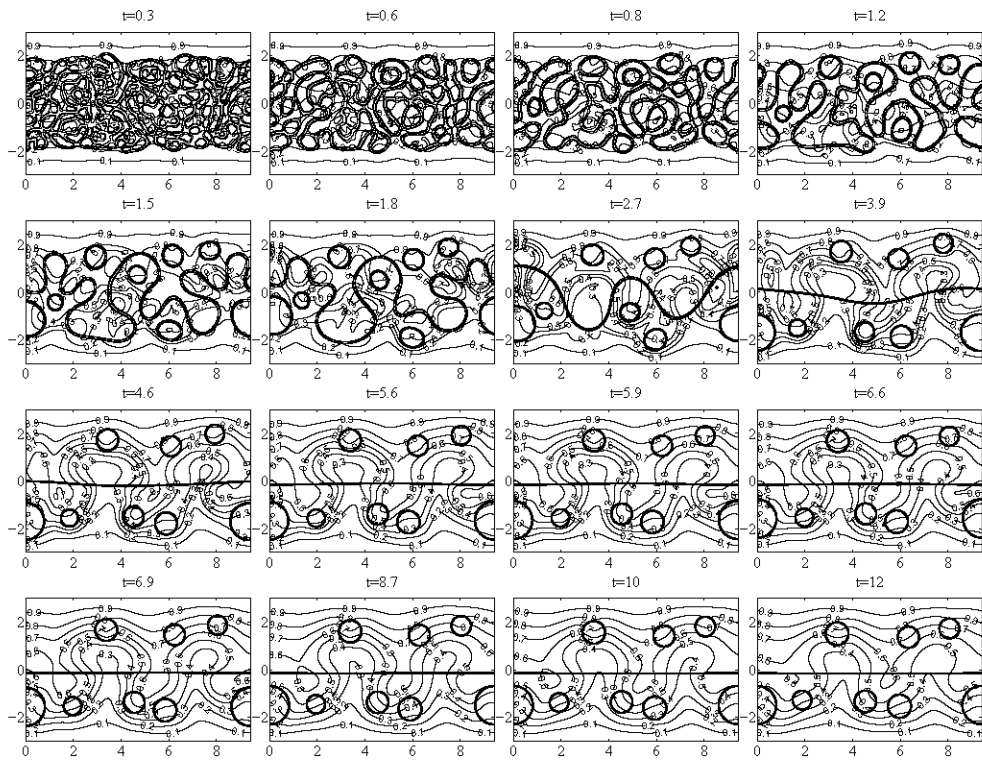


图 10:  $\xi = 0.5$  两相分层过程

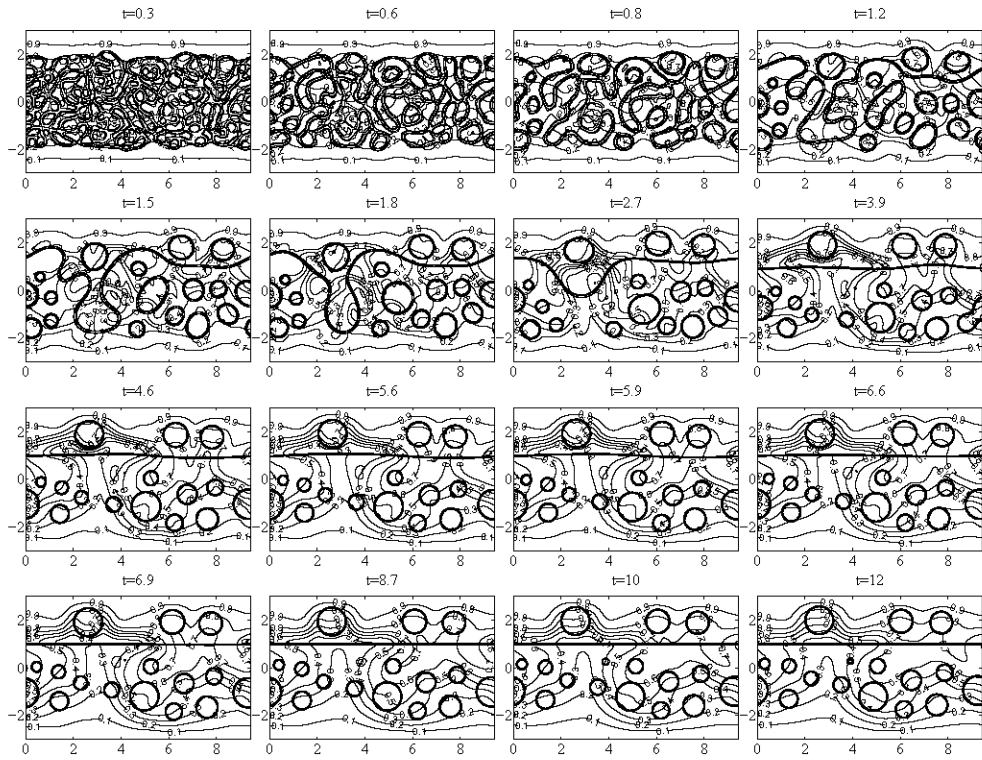


图 11:  $\xi = 2$  两相分层过程

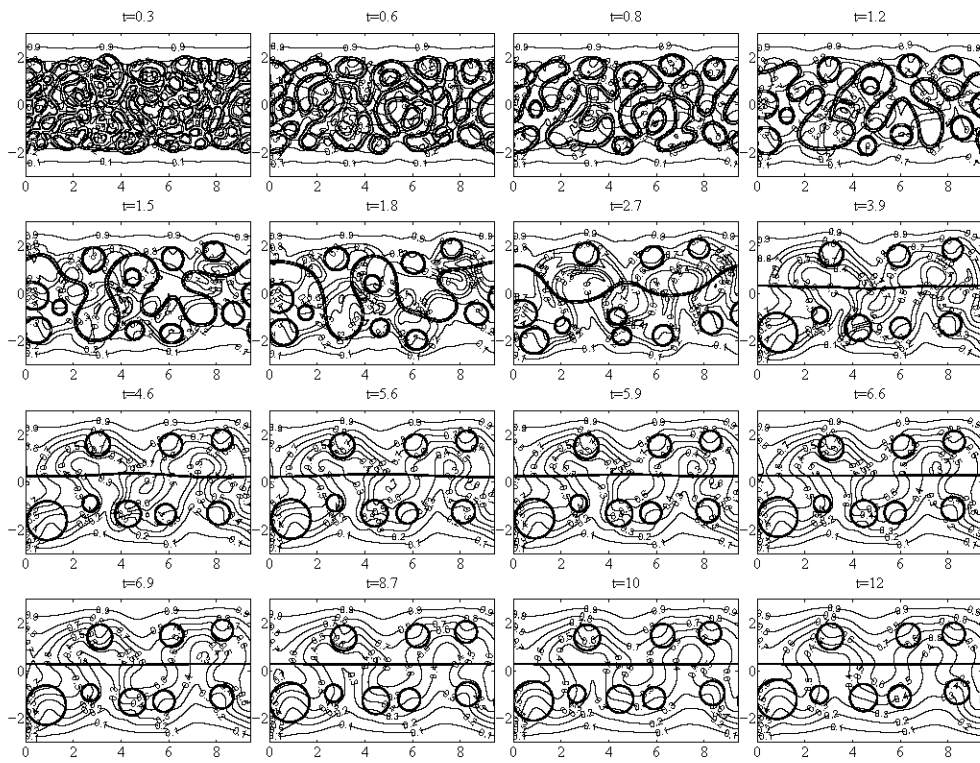


图 12:  $\alpha = 0.5$  两相分层过程

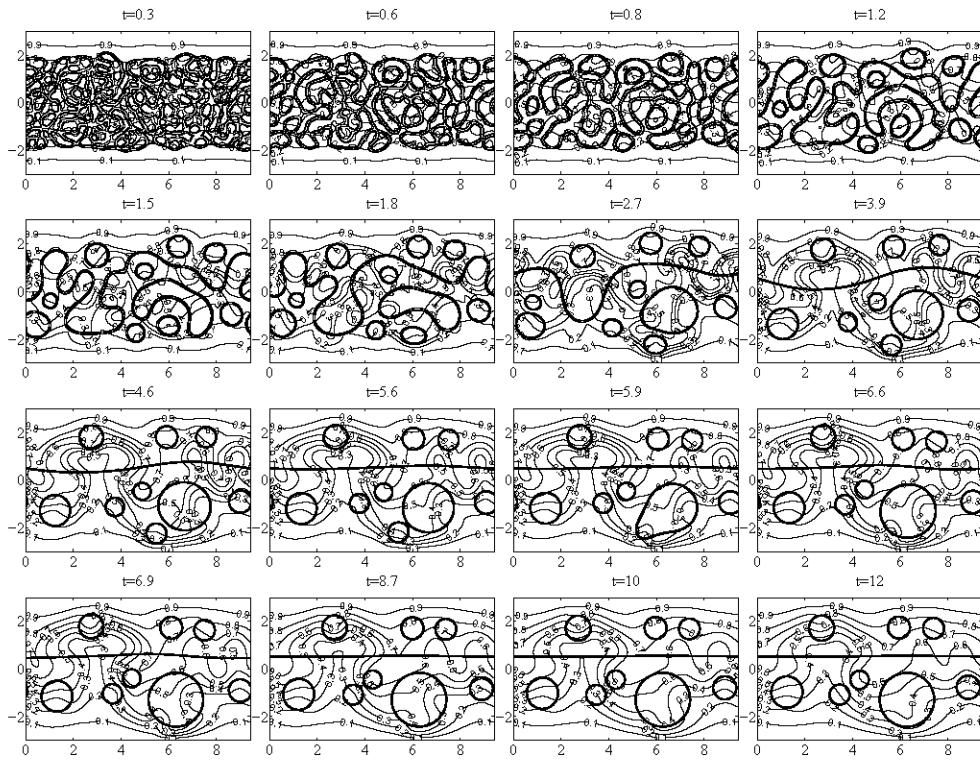


图 13:  $\alpha = 2$  两相分层过程

### 3.6 热传导系数比 $\lambda$ 与比热之比 $\gamma$ 的影响

$\lambda = 0.5$ ,  $\lambda = 2$ ,  $\gamma = 0.5$ ,  $\gamma = 2$  的界面变化情形与前面的图 6、图 7 几乎没有区别。如前文所述, 这些参数主要影响的都是温度场的分布, 而初期的分层直到中间层稳定与两液滴融合震荡的过程类似, 由表面张力大小  $\sigma_0$  主导, 在  $Ca$  数较小时, 温度场的改变对表面张力大小的改变可忽略。热毛细迁移这类由表面张力差主导的现象在这一过程中属于被掩盖的次级效应。温度场的影响到界面稳定后, 上下层的液滴均做热毛细迁移运动时才能体现出来。

## 4 小结

本文使用非等温条件下的 phase field 模型模拟微重力环境下的两相分离问题, 控制方程采用谱方法离散, Chebyshev-Galerkin 方法求解。在模拟初始时刻两相混乱分布到最终两相分层的例子中, 我们对各无量纲参数对分层的影响做了一些分析。  $Re$  数越大, 分层的效果越好, 但中间层界面需要更长的时间才能趋于稳定。  $Ma, \lambda, \gamma$  这些影响温度场分布的无量纲参数对分层过程几乎无影响, 说明分层中热毛细效应被掩盖, 表面张力的大小起了主导作用。当下层密度大于上层时, 分离效果较差, 下层有大量的小液滴, 若要分离最好将密度大的流体放置与高温端。

## 参考文献

- [1] Lancy LL, Otto G, The behavior of immiscible liquid in space, in: AIAA/ASME Paper, (1974)
- [2] Gelles S, Mark A, Microgravity studies in the liquid-phase immiscible system: Aluminum-indium, AIAA Journal, V16, 431-438(1978)
- [3] Ahlborn H, Lohberg K, Aluminium-indium-experiment soluog- a sounding rocket experiment on immiscible alloys, in: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Aerospace Sciences Meeting, 17 th, New Orleans, La, (1979)
- [4] Carberg T, Fredriksson H, The influence of microgravity on the structure of zn-bi immiscible alloys, Metal Trans. V11a, 1665-1676(1982)
- [5] Walter H, Preparation of dispersion alloys: Component separation during cooling and solidification of dispersions of immiscible alloys, 47-64(1984)
- [6] Marangoni C, On the expansion of a drop of liquid floating on the surface of another liquid, Tipographia dei fratelli Fusi, Pavia(1865)
- [7] Young NO, Goldstein JS, Block MJ, The motion of bubbles in a vertical temperature gradient, Journal of Fluid Mechanics, VII, 350-356(1959)
- [8] Subramanian R, Balasubramanian R, The Motion of Bubbles and Drops in Reduced Gravity, Cambridge University Press., Cambridge, UK., (2001)
- [9] Balasubramanian R, Subramanian R, The migration of a drop in a uniform temperature gradient at large marangoni numbers, Physics of Fluids, V12, 733-743(2000)
- [10] Haj-Hariri H, Shi Q, Borhan A, Thermocapillary motion of deformable drops at finite reynolds and marangoni numbers, Physics of Fluids, V9, 845-855(1997)
- [11] Brady P, Lopez J, Confined thermocapillary motion of a three-dimensional deformable drop, Physics of Fluids, V23, 022101(2011)
- [12] Zhao J, Zhang L, Li Z, Qin W, Topological structure evolvment of flow and temperature fields in deformable drop marangoni migration in microgravity, International Journal of Heat and Mass Transfer, V54, 4655-4663(2011)
- [13] Chang L, Yin Z, Hu W, Transient behavior of thermocapillary of drops under the influence of deformation, Scientia Sinica, V41, 960-968(2011)
- [14] Zinchenko A, Rother M, Davis R, A novel boundary-integral algorithm for viscous interaction of deformable drops, Physics of Fluids, V9, 1493-1511(1997)
- [15] Bazhlekov I, Anderson P, Meijer H, Nonsingular boundary integral method for deformable drops in viscous flows, Physics of Fluids, V16, 1064-1081(2004)
- [16] Anderson D, McFadden G, Wheeler A, Diffuse-interface methods in fluid mechanics, Annual Review of Fluid Mechanics, V30, 139-165(1998)
- [17] Rowlinson J, Widom B, Molecular theory of capillarity, Courier Dover Publications, V8(2002)
- [18] Borcia R, Bestehorn M, Phase-field model for marangoni convection in liquid-gas systems with a deformable interface, Physics Review E, V67, 066307(2003)
- [19] Jacqmin D, Calculation of two-phase navier-stokes flows using phase-field modelling, Journal of computational physics, V155, 96-127(1999)
- [20] Shen J, Efficient spectral-galerkin method. ii. direct solvers of second and fourth order equations by using chebyshev polynomials, SIAM Journal on Scientific Computing, V16, 74-87(1995)

[21] Shen J, Tang T, Spectral and high-order methods with applications, Science Press., (2006)

## Numerical simulations of two fluids' stratification under microgravity condition with phase field model

Kaiyuan Lou    Zhaohua Yin

National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science  
No. 15 Beisihuanxilu, Beijing, 100190

**Abstract:** Under ground conditions, two kinds of fluids with different densities will divide into two layers due to gravity, but under microgravity conditions, density is no longer the reason for two fluids' separation, two fluids will separate because of surface tension and thermocapillary stress. In this paper, we simulate the process of mixed two fluids dividing into two layers under microgravity condition, and study about the dimensionless parameters  $Re$ ,  $Ma$ ,  $Ca$  and physical properties ratio  $\xi$ ,  $\alpha$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$  affecting on stratification is taken. Because change of interface's topology is rather complex in the process of stratification, we apply phase field model to determine the interface. The governing equations are solved by the spectral method. Calculations show that  $Ma$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$  such parameters affecting the temperature field almost has no effect on the separation process, the process is mainly affected by the amount of the surface tension. In addition, the result of stratification with large  $Re$  is better than small  $Re$ .

**Keywords:** two fluids' stratification; thermocapillary migration; phase field