

# 混合流体 Rayleigh-Benard 行波对流中的缺陷结构<sup>\*</sup>

宁利中<sup>1)†</sup> 齐昕<sup>1)‡</sup> 周洋<sup>1)</sup> 余荔<sup>1)</sup>

1) 西安理工大学水利水电学院, 西安 710048)

2) 重庆水利电力职业技术学院, 重庆 402160)

(2008 年 5 月 23 日收到, 2008 年 9 月 16 日收到修改稿)

通过流体力学基本方程的数值模拟, 研究了含有缺陷的行波对流的动力学特性. 当分离比  $\Psi = -0.6$  时, 随着相对瑞利数  $r$  逐渐增加, 系统由局部行波对流过渡到含有缺陷的行波对流, 然后缺陷消失过渡到无缺陷的行波对流. 对于不同分离比的研究表明, 缺陷出现的周期随着分离比减小而迅速增加, 随着  $r$  增加而增加. 在负的小分离比时的增加速率大于大分离比时的增加速率. 缺陷存在区间  $\Delta r$  随着分离比绝对值减小很快变小, 并且当  $\Psi = -0.11$  时缺陷消失, 没有发现含有缺陷的行波对流. 当  $r$  大于  $\Delta r$  的上限时, 系统过渡到无缺陷的行波对流. 可是, 当  $r$  小于  $\Delta r$  的下限时, 不同的分离比  $\Psi$  值, 对应不同的行波对流斑图. 这说明分离比明显地影响着各斑图形成及它们之间的转换, 斑图之间的转换是很复杂的.

关键词: Rayleigh-Benard 对流, 缺陷, 混合流体, 行波

PACC: 4754, 4720, 4725Q, 4735

## 1. 引言

Rayleigh-Benard 对流虽在人类生活中广泛存在, 但直到 1900 年 Benard 通过在温度均匀的水平金属板上盛一薄层液体的试验装置, 系统地研究了从底部加热的流体层变化情况, 观察到了流体层中存在有规律的六边形对流胞腔, 才真正揭开了对 Rayleigh-Benard 对流广泛研究的序幕. 之后, 1916 年英国学者 Rayleigh 首先用小扰动理论研究此问题, 发现底部受热的静止纯流体层的稳定性取决于无量纲参数——瑞利数  $R$ , 从而奠定了热对流研究的理论基础.

20 世纪 80 年代后, Rayleigh-Benard 热对流运动的实验研究转向水和其他溶液的混合流体. 对于  $\Psi < 0$  的混合流体对流, 当温度梯度超过某个临界值之后, 系统会出现对流滚动向某个方向传播的行波对流斑图, 这极大地吸引了研究者的兴趣, 并引起了研究者的重视. 实验揭示了许多行波对流斑图<sup>[1-3]</sup>. 数值模拟研究也获得了一定进展<sup>[2-17]</sup>. 具有缺陷的混合流体行波对流斑图就是其中的一种.

Couillet 等<sup>[18]</sup>利用耦合的 Landau-Newell 型方程组获得了时空缺陷连续出现的源 (source) 和汇 (sink) 式的行进波对流斑图. Moses 等<sup>[12]</sup>在实验中观察了对传波 (counter-propagating wave, 简记为 CPW) 源缺陷. Kolodner 等<sup>[20]</sup>在环形腔体的实验中获得了一种具有时空错位缺陷的行波对流, 具有缺陷的局部行波对流<sup>[21]</sup>和空间位置固定的缺陷连续出现的源和汇式的行波对流<sup>[22, 23]</sup>. Kaplan 等<sup>[24]</sup>研究了侧面加热情况下 CPW 源中缺陷的横向移动. Granzow 等<sup>[25]</sup>在研究中发现了一个汇式缺陷的形成. Harada 等<sup>[26]</sup>在实验中发现局部行波对流斑图出现以前缺陷的数量是依赖于相对瑞利数  $r$ . Deane 等<sup>[27]</sup>在模拟中获得了汇式的行波对流斑图. 我们也在矩形腔体数值模拟中研究了一个缺陷位置固定并连续出现的汇式的行波对流<sup>[10]</sup>, 缺陷源水平移动的 CPW<sup>[15]</sup>和中等 Soret 效应的对流系统中具有间歇缺陷的行波对流<sup>[16]</sup>. 从以上所述可以看出, 行波对流中缺陷的结构是丰富的, 研究其特性对于理解行波对流结构是很有意义的. 本文将报告基于流体力学基本方程组的数值模拟获得的分离比  $\Psi = -0.6$  的强 Soret 效应的对流系统中具有缺陷的混合流体行波对流斑图的形成.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 10872164), 教育部留学回国人员科研启动基金、陕西省教育厅科研基金 (批准号: 05JK271) 和西安理工大学科研基金 (批准号: 210532) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: ninglz@xaut.edu.cn

稳定性及分离比对行波对流斑图的转化及稳定区间的影响.

## 2. 流体力学基本方程

### 2.1. 控制方程组

考虑底部加热的两个水平板之间充满混合流体的物理模型. 上部平板的温度保持常数, 当下壁面的温度升高到某个数值时, 在两平板之间会有对流运动发生. 对流运动的斑图随上下板之间的温差变化而变化, 如图 1 所示. 对于这样一个问题, 可用二维流体力学方程组来描述.

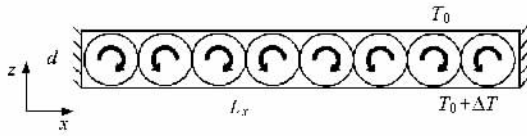


图 1 Rayleigh-Benard 对流示意图

假设坐标原点位于底板与左侧壁的交汇处,  $x$  轴向右为正,  $z$  轴向上为正. 在 Boussinesq 近似假设下, 描述上述问题的流体力学方程组为<sup>[2]</sup>

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla(p/\rho_0)^* + \mathbf{g} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) T + k \nabla^2 T + D \left( \frac{k_T}{C_p} \right) \left( \frac{\partial \mu}{\partial C} \right) \Big|_{rr} \times \left[ \nabla C + \left( \frac{k_T}{T_0} \right) \nabla T \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) C + D \left[ \nabla^2 C + \left( \frac{k_T}{T_0} \right) \nabla^2 T \right], \quad (4)$$

式中  $\mathbf{u}(\mathbf{u}, v, w)$ ,  $T, C, \rho, p, C_p, t, k, \nu, D, \mu$  分别表示速度矢量场、温度场、浓度场、密度、压强、比热、时间、热扩散系数、运动黏性系数、浓度扩散系数、两成分混合物的化学势;  $k_T$  表示与 Soret 效应有关的系数; 重力场  $\mathbf{g}$  平行于  $z$  轴向下,  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_z$  表示  $z$  方向的单位矢量; 下标 0 表示相应物理量的平均值. 假设温度场  $T$  和浓度场  $C$  离开平均值偏差很小, 则质量密度的状态方程可表示为

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0) - \beta(C - C_0)]. \quad (5)$$

热引起的体积膨胀系数  $\alpha$  及浓度变化引起的体积膨胀系数  $\beta$  分别定义为

$$\alpha = - \left( \frac{1}{\rho_0} \right) \frac{\partial(\rho / T, p, C_0)}{\partial T},$$

$$\beta = - \left( \frac{1}{\rho_0} \right) \frac{\partial(\rho / T_0, p, C)}{\partial C}.$$

如果所有的长度用流体层厚度  $d$ 、时间由  $d^2/k$ 、速度由  $k/d$ 、压强由  $\rho_0 k^2/d^2$  无因次化, 则对于混合液体略去方程 (3) 右边第三项, 无因次流体力学基本方程组可表示为

$$\nabla \cdot \delta \mathbf{U} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{U}}{\partial t} = -(\delta \mathbf{U} \cdot \nabla) \delta \mathbf{U} + Pr \nabla^2 \delta \mathbf{U} - \nabla \left( \frac{p}{\rho_0} \right) + (RPr) [\delta T(1 + \Psi) + \delta \zeta] \mathbf{e}_z, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = -(\delta \mathbf{U} \cdot \nabla) \delta T + \nabla^2 \delta T, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \delta \zeta}{\partial t} = -(\delta \mathbf{U} \cdot \nabla) \delta \zeta + Le \nabla^2 \delta \zeta - \Psi \nabla^2 \delta T \quad (9)$$

这里  $R$  为瑞利数,  $Pr$  为普朗特数,  $Le$  为路易斯数,  $\Psi$  为分离比,  $\delta \zeta$  表示浓度流,  $S_T$  为 Soret 系数.

$$R = \frac{\alpha g d^3}{k \nu} \Delta T,$$

$$\Psi = - \frac{\beta}{\alpha} \frac{k_T}{T_0} = - \frac{\beta}{\alpha} S_T C_0 (1 - C_0),$$

$$Pr = \nu/k,$$

$$Le = D/k,$$

$$\delta C = \frac{\beta}{\alpha} \frac{C - C_0}{\Delta T},$$

$$\delta \mathbf{U} = (\mathbf{u} - \mathbf{u}_0) d/k,$$

$$\left( \frac{p}{\rho_0} \right) = \left[ \left( \frac{p}{\rho_0} \right)^* + gz \right] \frac{d^2}{k^2},$$

$$\delta \zeta = \delta C - \Psi \delta T,$$

$$\delta T = (T - T_0) \Delta T,$$

其中  $\Delta T$  为上下壁面的温度差,

$$\gamma_2 = \frac{k_T}{T_0} D.$$

### 2.2. 边界条件与数值方法

为了求解方程组必须给出合理的边界条件. 所有壁面都是固定的, 速度在壁面上为零. 浓度流在壁面上是不可侵透的, 故当  $z = 0, 1$  时,

$$\delta u = \delta w = \frac{\partial \delta \zeta}{\partial z} = 0; \quad (10)$$

当  $x = 0, l_x$  时,

$$\delta u = \delta w = \frac{\partial \delta \zeta}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

式中  $\delta u$  和  $\delta w$  分别表示水平流速和垂向流速.

由于温度在  $z=0, 1$  处是等温的, 在  $x=0, \Gamma$  处是绝热的, 故当  $z=0$  时,

$$\delta T = 0.5; \quad (12)$$

当  $z=1$  时,

$$\delta T = -0.5; \quad (13)$$

当  $x=0, \Gamma$  时,

$$\frac{\partial \delta T}{\partial x} = 0. \quad (14)$$

在数值计算中, 对计算区域进行了离散化, 均匀网格的尺寸为  $\Delta x = \Delta z = 1/20$ . 使用了 Simple 算法求解压力方程. 计算区域长高比  $\Gamma = 12$ . 为了方便, 经常用相对瑞利数  $r$  表示控制参数, 即  $r = R/R_{c0}$ . 这里  $R_{c0}$  是纯流体对流时瑞利数的临界值,  $R_{c0} = 1708$ ,  $R$  是混合流体对流时的瑞利数.

### 3. 混合流体行波对流中缺陷结构的形成及其稳定性

#### 3.1. 行波对流缺陷的形成

对于我们给定的混合流体参数分离比  $\Psi = -0.6$ ,  $Pr = 13.8$ ,  $Le = 0.01$  的情况, 在相对瑞利数  $r$  位于 1.8—1.9 之间时, 系统出现了局部行波对流斑图. 图 2 是  $r = 1.9$  时封闭腔体 1/2 高度处温度场随着时间的变化. 从图 2 可以看出, 在封闭腔体的左端部附近是没有行波对流的传导区域, 行波对流的振幅为零. 在封闭腔体的右端部附近是行波对流区域, 行波从右端部产生向左端部方向传播. 伴随着行波对流滚动在  $x = 5$  附近的消失, 一个新的对流滚动在右端部产生. 这个过程在不断地重复, 使得行波对流区域保持着稳定的腔体长度. 因此, 图 2 是一种稳定的局部行波对流.

从局部行波对流状态连续增大  $r$  值, 当增加到  $r = 2.0$  时, 系统出现了有缺陷的行波对流状态. 在这种有缺陷的行波对流状态, 每隔一段时间都会在封闭腔体的某一固定位置处产生一个缺陷. 图 3 所示为  $r = 2.0$  时腔体的 1/2 高度处温度场随时间变化的时空结构图. 为了理解缺陷的产生过程, 图 4 给出了  $t = 105.0$ —107.4 时间段内流线的变化, 横轴为腔体的长度方向, 纵轴每一个长矩形框中的图像为各个相邻时刻的流线. 从图 4 所圈出的部分可以清楚地看到以下缺陷的形成过程: 开始时腔体中各个滚动均基本保持相等长度的波长, 全部向右传播.  $t = 105.90$  以后,  $x = 6$  附近的滚动开始逐渐被

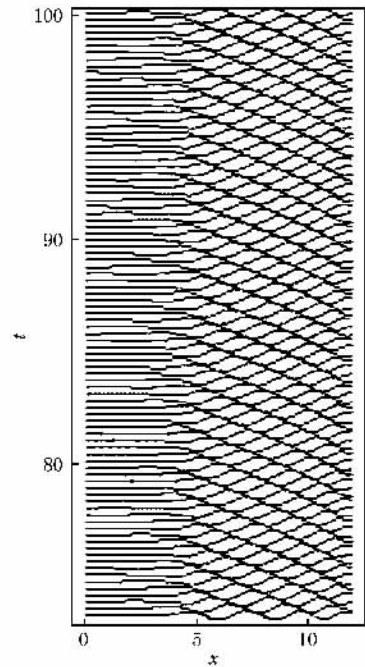


图 2  $r = 1.9$  时的局部行波对流斑图

拉长;  $t = 106.5$  以后, 被拉长的行波滚动的相位发生了  $180^\circ$  的突然变化, 从腔体底部逐渐产生一个小的滚动. 在这个相位发生变化的滚动两侧各有一个行波对流滚动产生. 这三个滚动的波长逐渐变大, 振幅也随之变大, 最终在  $t = 106.8$  时发展成与周围基本一致的滚动, 然后继续与其他的滚动沿原方向传播, 保持行波对流运动的特点. 这说明在对流滚动产生的前后空间平均波数和局部波数(或当地波数)在空间上和时间上都有激烈的变化. 正是空间平均波数和局部波数在时空上的变化与调整导致行波对流滚动的不断产生, 形成了有规律的缺陷<sup>[1]</sup>.

#### 3.2. 含有缺陷的行波对流的稳定性及其特性

进一步增大  $r$ , 在  $r = 2.8, 2.9$  时均观察到了这种有缺陷的行波对流运动. 经过长时间的计算, 它们各自获得了缺陷出现的稳定时间间隔. 图 5 为  $r = 2.8, 2.9$  时腔体的 1/2 高度处温度场随时间变化的时空结构图. 为了进行对比, 截取了基本相等间隔时段的温度场. 由图 5 可以发现, 随着相对瑞利数  $r$  的增大, 出现在相等间隔时段内的缺陷个数在逐渐减小, 说明出现缺陷的周期在逐渐增大. 当  $r$  增大到 3.0 时, 行波对流中不再出现缺陷, 随时间的变化, 行波始终向一个方向传播. 图 6 为  $r = 3.0$  时温度场及浓度场随时间的变化. 因此, 在  $\Psi = -0.6$

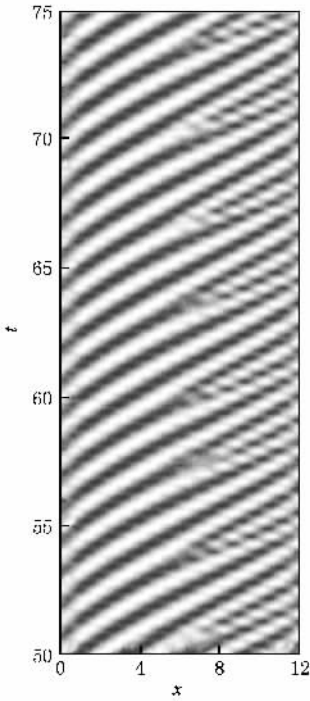


图3  $r = 2.0$  时行波对流时空结构图

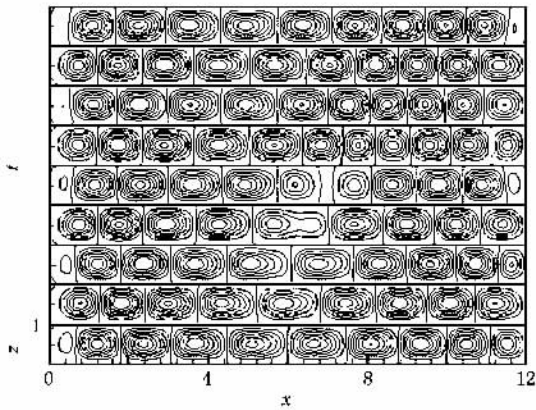


图4  $r = 2.0$  时腔体流线随时间的变化

时,至少在  $\Delta r = 0.9$  的范围存在有缺陷的行波对流.

行波对流的特性通常可以由对流振幅即垂直流速最大值来表征. 有缺陷和无缺陷的行波对流振幅随时间的变化情况也不同. 图 7 和图 8 分别为  $r = 2.9$  和  $r = 3.0$  时对流振幅即垂直流速最大值随时间的变化. 从图 7 可以看出,垂直流速最大值呈现周期性变化,每次呈现最大值时对应的时刻即为出现缺陷的时刻,也就是它的变化周期即为缺陷出现的周期  $T_p$ . 在缺陷出现的每个周期内对流振幅又产生振荡,振荡的次数和  $r$  相关,实际上反映了缺陷出现的每个周期内行波通过的次数. 在  $r = 2.9$  时振荡 8 次,这表示了两次缺陷出现之间,行波也在周

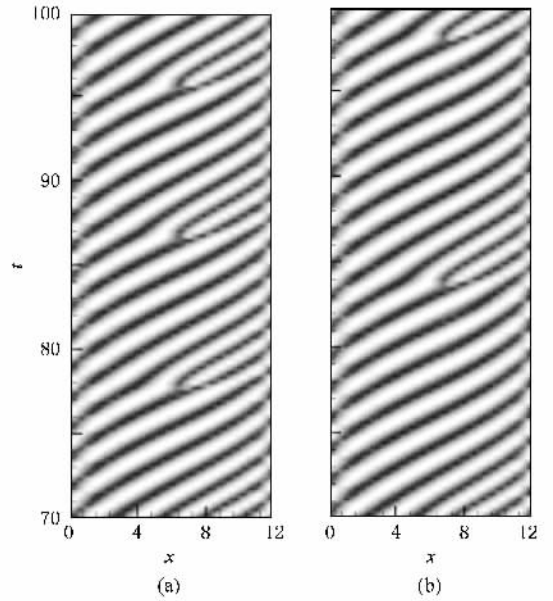


图5  $r = 2.8, 2.9$  时行波对流时空结构图 (a)  $r = 2.8$  (b)  $r = 2.9$

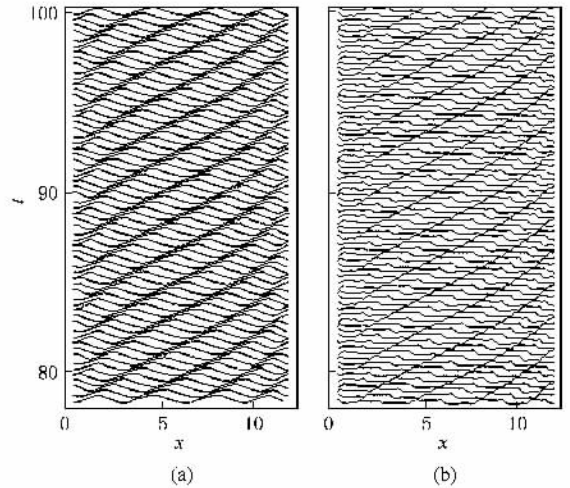
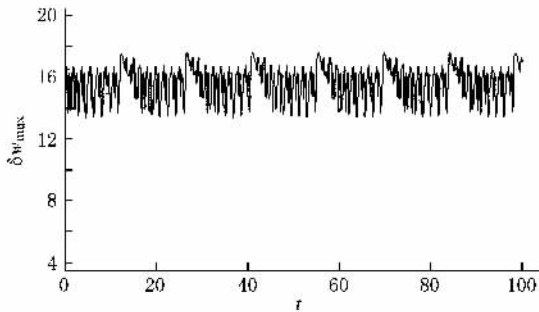
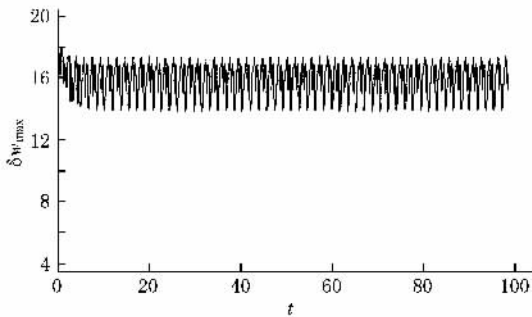


图6  $r = 3.0$  时腔体 1/2 高度处温度场和浓度场随时间的变化 (a) 温度场 (b) 浓度场

期地变化. 因此,在这种情况下系统存在两种周期,即缺陷出现的长时间周期和行波对流的短时间周期. 而当  $r$  增加到 3.0 时,缺陷消失,系统转化成无缺陷行波对流状态. 这时缺陷出现的长时间周期特性也随之消失. 取而代之的是行波对流一直在持续着的短时间周期振荡,如图 8 所示.

### 4. 分离比对含有缺陷行波对流的影响

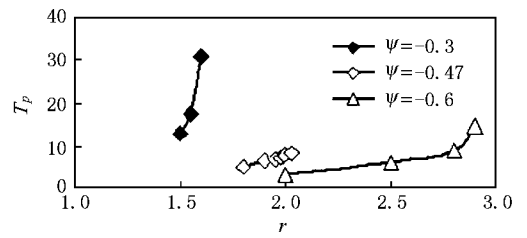
分离比反映了系统的 Soret 效应,也就是温度场

图7  $r = 2.9$  时垂直流速最大值  $\delta w_{\max}$  随时间的变化图8  $r = 3.0$  时垂直流速最大值  $\delta w_{\max}$  随时间的变化

诱导的浓度场情况. 它的大小直接影响对流发生临界点和分叉形态. 因此, 也必然影响行波对流系统及含有缺陷的行波对流的特性.

不同分离比所对应的含有缺陷的行波对流的缺陷发生周期  $T_p$  随着  $r$  的变化如图 9 所示. 当  $\Psi = -0.6$  时, 含有缺陷的行波对流稳定存在区间  $\Delta r = 0.9$ ; 当  $\Psi = -0.47$  时  $\Delta r = 0.23$ ; 当  $\Psi = -0.3$  时,  $\Delta r = 0.10$ . 因此, 当负分离比较大时, 含有缺陷的行波对流存在的区间也较大, 反之则缺陷出现的周期较小. 而随着负分离比的减小, 含有缺陷的行波对流存在的稳定区间也减小, 可是缺陷出现的周期急剧变大. 当分离比减小到  $\Psi = -0.11$  时, 没有发现含有缺陷的行波对流状态. 因此, 在小的负分离比情况下, 行波对流可能不存在缺陷结构.

分离比的大小对沿着分叉曲线上部分支的斑图形成及各斑图之间的转换都有影响. 当分离比  $\Psi = -0.6$  时, 随着  $r$  逐渐增加, 系统由局部行波对流转化成含有缺陷的行波对流. 随着  $r$  进一步增加, 超过了含有缺陷行波对流的存在区间后系统到达无缺陷的行波对流状态. 而当分离比  $\Psi = -0.47$  时, 随着  $r$  逐渐增加, 系统由 CPW 转化成含有缺陷的行波对流. 随着  $r$  进一步增加, 含有缺陷的行波对流失去稳

图9 缺陷出现周期  $T_p$  随  $r$  的变化

定过渡到无缺陷的行波对流状态. 在  $\Psi = -0.30$  时, 随着  $r$  逐渐增加, 含有缺陷的行波对流失去稳定过渡到无缺陷的行波对流状态. 在  $\Psi = -0.11$  时, 含有缺陷的行波对流状态消失. 在我们的计算中, 当含有缺陷的行波对流状态存在时, 随着  $r$  的逐渐增加, 含有缺陷的行波对流失去稳定都过渡到无缺陷的行波对流状态. 可是, 在含有缺陷的行波对流形成之前 ( $r$  小于含有缺陷的行波对流区间的下限) 随着分离比  $\Psi$  值不同, 存在不同的行波对流斑图. 这说明分离比明显地影响着各斑图之间的形成、过渡与转换, 斑图之间的转换是很复杂的.

## 5. 结 论

本文通过流体力学基本方程的数值模拟, 研究了含有缺陷的行波对流的动力学特性. 当分离比  $\Psi = -0.6$  时, 沿着分叉图的上部非线性分支, 随着  $r$  逐渐增加, 系统由局部行波对流过渡到含有缺陷的行波对流. 当  $r$  超过缺陷稳定存在区间的上限时, 缺陷消失过渡到无缺陷的行波对流. 对于不同分离比的研究表明, 缺陷出现的周期随着分离比减小而迅速增加, 随着  $r$  增加而增加. 在负的小分离比时的增加速率大于大分离比时的增加速率. 含有缺陷的行波对流的稳定存在区间  $\Delta r$  随着负的分离比减小很快变小. 当  $\Psi = -0.11$  时, 含有缺陷的行波对流消失, 或者是没有发现含有缺陷的行波对流的稳定存在区间. 在含有缺陷的行波对流形成之前 ( $r$  小于含有缺陷的行波对流区间下限), 随着  $\Psi$  值不同, 存在不同的行波对流斑图. 相反, 随着  $r$  逐渐增加, 当  $r$  超过含有缺陷的行波对流区间的上限时, 含有缺陷的行波对流失去稳定后都过渡到了无缺陷的行波对流. 这说明分离比明显地影响着各斑图之间的形成与转换, 斑图之间的转换是很复杂的.

- [ 1 ] Getling A V 1998 *Rayleigh-Benard Convection* ( London : World Scientific )
- [ 2 ] Ning L Z 2006 *Rayleigh-Benard Convection in a Binary Fluid Mixture with and without Lateral Flow* ( Xi 'an : Northwest A & F University Press )( in Chinese )[ 宁利中 2006 有无通过流动的混合流体 Rayleigh-Benard 对流( 西安 :西北农林科技大学出版社 )]
- [ 3 ] Cross M C , Hohenberg P C 1993 *Rev. Mod. Phys.* **65** 998
- [ 4 ] Yahata H 1991 *Prog. Theor. Phys.* **85** 933
- [ 5 ] Barten W , Lucke M , Kamps M , Schmitz R 1995 *Phys. Rev. E* **51** 5636
- [ 6 ] Barten W , Lucke M , Kamps M , Schmitz R 1995 *Phys. Rev. E* **51** 5662
- [ 7 ] Batiste O , Knobloch E , Mercader I , Net M 2002 *Phys. Rev. E* **65** 016303
- [ 8 ] Batiste O , Knobloch E , Alonso A , Mercader I 2006 *J. Fluid Mech.* **560** 149
- [ 9 ] Jung D , Lucke M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 054502
- [ 10 ] Ning L Z , Harada Y , Yahata H 1997 *Prog. Theor. Phys.* **98** 551
- [ 11 ] Ning L Z , Harada Y , Yahata H 1997 *Prog. Theor. Phys.* **97** 831
- [ 12 ] Ning L Z , Harada Y , Yahata H 1996 *Prog. Theor. Phys.* **96** 669
- [ 13 ] Ning L Z , Harada Y , Yahata H , Li J Z 2001 *Prog. Theor. Phys.* **106** 503
- [ 14 ] Ning L Z , Harada Y , Yahata H , Li J Z 2001 *J. Hydrodyn.* B **13** 65
- [ 15 ] Ning L Z , Qi X , Yuan Z , Shi F 2008 *J. Hydrodyn.* B **20** 567
- [ 16 ] Ning L Z , Qi X , Shi F , Yuan Z 2008 *Chin. Q. Mech.* **29** 1 ( in Chinese )[ 宁利中、齐 昕、石 、袁 2008 力学季刊 **29** 1 ]
- [ 17 ] Ning L Z , Qi X , Harada Y , Yahata H 2006 *J. Hydrodyn.* B **18** 199
- [ 18 ] Couillet P , Elphick C , Gil L , Lega J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 884
- [ 19 ] Moses E , Fineberg J , Steinberg V 1987 *Phys. Rev. A* **35** 2757
- [ 20 ] Kolodner P , Bensimon D , Surko C M 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1723
- [ 21 ] Kolodner P 1992 *Phys. Rev. A* **46** 6452
- [ 22 ] Kolodner P 1994 *Phys. Rev. E* **50** 2731
- [ 23 ] Bensimon D , Kolodner P , Surko C M , Williams H , Croquette V 1990 *J. Fluid Mech.* **217** 441
- [ 24 ] Kaplan E , Steinberg V 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3291
- [ 25 ] Granzow G D , Riecke H 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2451
- [ 26 ] Harada Y , Masuno Y , Sugihara K 1993 *Vistas Astron.* **37** 107
- [ 27 ] Deane A , Knobloch E , Toomre J 1988 *Phys. Rev. A* **37** 1817

# Defect structures of Rayleigh-Benard travelling wave convection in binary fluid mixtures<sup>\*</sup>

Ning Li-Zhong<sup>1)†</sup> Qi Xin<sup>1)2)</sup> Zhou Yang<sup>1)</sup> Yu Li<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Water Resource and Hydro-electric Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China*

<sup>2)</sup> *Chongqing Water Resource and Electric Engineering College, Chongqing 402160, China*

(Received 23 May 2008; revised manuscript received 16 September 2008)

## Abstract

By using a two-dimensional numerical simulation of the fully hydrodynamic equations, the dynamics of the traveling wave convection in binary fluid mixtures with defects was studied. For the separation ratio  $\Psi = -0.6$ , the system changes from localized traveling wave to traveling wave (TW) convection with the defects with increasing reduced Rayleigh number  $r$ . Then, the defects disappear and it changes to TW without defects with further increasing  $r$ . For different separation ratio  $\Psi$ , the periodicity of appearance of defects increases with reducing separation ratio and increasing  $r$ . The increase rate for a small negative separation ratio is larger than that for separation ratios. The range of existence of defects  $\Delta r$  remarkably decreases with the absolute value of  $\Psi$ . At  $\Psi = -0.11$ , the defects are annihilated and the TW with defects is not found. The system turns to the TW without defects from the TW with defects where  $r$  is larger than the upper limit of  $\Delta r$ . However, different values of  $\Psi$  correspond to different TW patterns when  $r$  is less than the lower limit of  $\Delta r$ . Therefore, it is obvious that the  $\Psi$  has influence on the pattern formation and on the transition between the patterns, and the transition between the patterns is also complex.

**Keywords:** Rayleigh-Benard convection, defect, binary fluid mixtures, traveling wave

**PACC:** 4754, 4720, 4725Q, 4735

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10872164), the Scientific Research Starting Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars from Ministry of Education, China, the Scientific Research Foundation of the Shaanxi Education Committee, China (Grant No. 05JK271) and the Scientific Research Foundation of Xi'an University of Technology, China (Grant No. 210532).

<sup>†</sup> E-mail: ninglz@xaut.edu.cn