

分离比对混合流体 Rayleigh-Bénard 对流解的影响*

宁利中[†] 王娜 袁喆 李开继 王卓运

(西安理工大学陕西省西北旱区生态水利工程国家重点实验室, 西安 710048)

(2013年11月15日收到; 2014年2月17日收到修改稿)

混合流体 Rayleigh-Bénard 对流是研究非平衡对流的非线性动力学特性的典型模型之一. 基于流体力学方程组的数值模拟, 首先探讨了矩形腔体中具有强 Soret 效应 (分离比 $\Psi = -0.60$) 的混合流体行波对流的分叉特性及斑图演化, 沿着分叉曲线的上部分支, 随着相对瑞利数的增加, 此系统依次出现了局部行波对流、具有缺陷的行波对流、行波对流、摆动行波对流及定常对流 5 种行波对流解. 然后, 研究了分离比 Ψ 对对流解的影响, 与弱 Soret 效应 ($\Psi = -0.11$) 时的对流解相比较, 强 Soret 效应 ($\Psi = -0.60$) 时出现的对流解更丰富. 由于有强 Soret 效应的对流的复杂性, $\Psi = -0.60$ 时的对流解与 $\Psi = -0.20, -0.4$ 时的对流解不同.

关键词: Soret 效应, Rayleigh-Bénard 对流, 数值模拟, 混合流体

PACS: 44.25.+f, 44.15.+a, 05.70.Ln, 82.40.Bj

DOI: 10.7498/aps.63.104401

1 引言

Rayleigh-Bénard 对流系统是指在一个封闭的腔体内, 如果上壁面保持恒定温度, 加热下壁面, 由于腔体的下部流体被加热膨胀, 且相对于上部温度较低的流体其密度较小, 于是在上升过程中下部流体接触其他部分流体时会消耗下部流体能量, 进而使其温度变低, 密度变大, 当下部温度继续升高, 某些下部流体的温度足够大, 密度足够小, 能够上升到顶部而能量不至于全部耗散, 这时就产生了热流体上升冷流体下降的对流^[1-4].

20 世纪 80 年代以来, 在纯流体对流研究的基础上, 水和其他溶液的混合流体的热对流运动引起了国内外学者的重视. 通常利用流体的分离比 Ψ 表征混合流体, 它体现了流体的非线性特性, 展示了温度场对浓度场的 Soret 效应. Soret 效应是指温度梯度引起的浓度梯度, 即由温度场引起的温度场与浓度场之间的耦合. 与纯流体对流相比, 这种耦合

使得两种流体的混合物对流具有更为丰富多彩的斑图结构. 基于 Soret 效应, 浓度场会影响对流的浮力项, 亦即浓度梯度会反作用于对流运动. 如果没有 Soret 效应, 即 $\Psi = 0$, 传导状态下的温度梯度将不会引起垂直方向的浓度梯度, 而对流本身不会产生新的浓度扰动, 因此对流的浮力项不能被减弱. 所以, 当 $\Psi = 0$ 时, 混合流体对流控制方程描述的是纯流体的对流特性, 而 $\Psi \neq 0$ 时, Soret 效应产生的浓度梯度会引起对流驱动项——浮力项的变化, 也就是外部施加的温度场会持续地通过 Soret 效应反过来对抗对流运动.

当 $\Psi > 0$ 时, 混合流体对流系统产生了类似于纯流体对流 ($\Psi = 0$) 时的分叉特性. 当上下两平板间的温度差超过某个定值后, 此系统就会从传导状态过渡到对流状态, 呈现出超临界分叉, 但其对流产生点的瑞利数 r_{osc} 小于纯流体对流时的临界瑞利数 r_c , 流动斑图全是定常状态, 即随着时间的增加, 行波不向左传播也不向右传播, 而是在原来的位置连续运动. 沿分叉曲线, 定常对流斑图垂直方

* 国家自然科学基金 (批准号: 10872164) 和陕西省重点学科建设专项基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ninglz@xaut.edu.cn

向的最大流速随相对瑞利数 r 的增加而增大.

对于 $\Psi < 0$ 的两无限平板间的乙醇和水的混合物对流系统, 在对流产生点系统的传导状态失去它的稳定性, 呈现出亚临界分叉, 对产生点的临界值 r_{osc} 将大于纯流体时的临界值. 与超临界分叉不同的是, 亚临界分叉中存在着一段不稳定解, 当 $r > r_{osc}$ 时, 系统不会像纯流体一样呈现出一种小振幅对流状态, 而是直接过渡到具有大振幅的非线性行波状态.

在数值模拟研究方面, Barten 等^[5-7] 基于流体力学基本方程组, 利用标志网格 (MAC) 法对混合流体 Rayleigh-Bénard 对流进行数值研究, 计算了一个周期条件下均匀行波场的结构及其动力学特性, 并讨论了在周期边界条件下局部行波场的结构和局部行波的形成过程, 解释了局部行波对流漂移缓慢的原因. Yahata^[8,9] 利用流体力学基本方程组的扰动方程组, 通过比较迦辽金法和 MAC 法的计算结果, 讨论了行波和局部行波的特性, 并模拟了对流发生点附近瞬时反传波的状态. Batiste 等^[10,11] 通过求解流体力学基本方程组, 讨论了矩形腔体中交替的闪烁行波斑图的起源, 并研究了局部行波的特性. Futterer^[12] 利用其新发展的最小 Galerkin 模型, 讨论了 2 : 1 矩形腔体内非线性对流斑图的成长过程中以及速度、温度和浓度之间的相互影响. 另外, Ryskin 等^[13] 模拟了胶状悬浮液 (如铁磁流体) 中的热对流情况.

自 1994 年以来, 我们基于流体力学扰动方程组及流体力学基本方程组, 利用 Simple 算法和 MAC 法对混合流体 Rayleigh-Bénard 对流系统进行了数值模拟, 获得了一些行波 (如局部行波、双局部行波、周期性局部行波、交替的闪烁行波、均匀行波等) 对流斑图, 并观察了小扰动的发展及水平流的影响^[14-25]. 文献^[26, 27] 模拟了局部行波及水平流的影响. 随着计算技术的发展^[28], 在时空混沌和斑图的非线性特性方面已取得一些研究成果^[29,30]. 最近, 关于混合流体 Rayleigh-Bénard 对流的研究取得了新的进展^[31,32]. 可是, 关于沿着非线性分叉分支的行波对流解的时空演化过程及分离比对对流解的影响却几乎没有研究. 文献^[20] 利用固定壁面边界条件对矩形腔体内 $\Psi = -0.11$ 的混合流体进行数值模拟, 但仅仅获得了行波解和微弱的摆动行波解, 文献^[24] 对 $\Psi = -0.2$ 的混合流体进行数值模拟, 获得了几种行波解.

本文研究了矩形腔体中强 Soret 效应 ($\Psi = -0.6$) 情况下沿着非线性分叉分支的行波对流解的时空演化过程. 研究发现, 沿着分叉曲线的上部分支, 随着相对瑞利数的增加, 此系统出现了局部行波对流、具有缺陷的行波对流、行波对流、摆动行波对流及定常对流 5 种行波对流解. 在此基础上, 详细探讨了分离比对对流解的影响.

2 流体力学基本方程组

对于下部加热的两水平板之间充满混合流体的物理模型, 如果上部平板的温度保持恒定, 当下部平板的温度超过某个数值时, 在两水平板之间将产生对流. 假定对流滚动的轴线平行, 对流斑图随上下平板之间的温度差而变化. 对流示意图如图 1 所示, 其中, d 为腔体厚度, L_1 为腔体长度, T_0 为上壁面的平均温度, ΔT 为上下壁面的温度差. 可用二维流体动力学基本方程组描述上述流动问题.

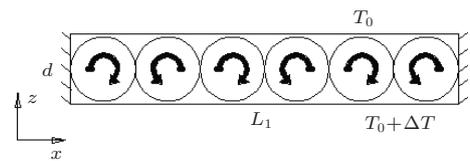


图 1 对流示意图

假设坐标原点位于下部底板与左侧端壁的交汇处, x 轴向右为正, z 轴向上为正. 在布辛涅斯克假设下, 描述上述问题的流体力学基本方程组可表示为^[3]

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \tag{1}$$

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{U} \cdot \nabla) T + \kappa \nabla^2 T + D \left(\frac{k_T}{c_p} \right) \times \left(\frac{\partial \mu}{\partial C} \right) \Big|_{p,T} \left[\nabla C + \left(\frac{k_T}{T_0} \right) \nabla T \right], \tag{3}$$

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

这里 $\mathbf{U}(u, 0, w)$ 为速度矢量场, u 为速度的水平分量, w 为速度的垂直分量; T 为温度场; C 为浓度场;

p 为压强; ρ 为密度; c_p 为比定压热容; t 为时间; ν 为运动黏性系数; κ 为热扩散系数; D 为浓度扩散系数; k_T 为与 Soret 效应有关的系数; μ 为双流体混合物的化学势; \mathbf{g} 为重力场, 其方向平行于 z 轴向下, $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$, 其中 \mathbf{e}_z 为 z 方向的单位矢量; 下标为 0 的量是对应物理量的平均值. 假设温度场 T 和浓度场 C 平均偏差很小, 质量密度的状态方程可表示为

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

式中, α 和 β 分别为热产生的体积膨胀系数和浓度变化产生的体积膨胀系数,

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

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

如果所有的长度尺度、时间、速度和压强分别用流体层厚度 d , d^2/κ , κ/d , $\rho_0\kappa^2/d^2$ 无因次化, 则对于混合流体可略去方程 (3) 右边第三项, 无因次流体力学基本方程组可表示为

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

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

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

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

这里,

$$\delta \mathbf{U} = (\mathbf{U} - \mathbf{U}_0) \frac{d}{\kappa};$$

R 为瑞利数,

$$R = \frac{\alpha g d^3}{\kappa \nu} \Delta T;$$

Ψ 为分离比,

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

其中 S_T 为 Soret 系数; Pr 为普朗特数, $Pr = \nu/\kappa$; Le 为路易斯数, $Le = \kappa/D$;

$$\delta T = (T - T_0)/\Delta T;$$

$$p = [p^* + \rho_0 g z] \frac{d^2}{\rho_0 \kappa^2};$$

$\delta \zeta$ 为浓度流,

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

其中

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

为了求解方程组必须给出相应的边界条件. 由于所有壁面都是固定的, 壁面上速度为零, 在壁面上浓度流是不可穿透的, 故当 $x = 0, \Gamma$ 时,

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

当 $z = 0, 1$ 时,

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

式中, $\delta u, \delta w$ 分别为水平流速、垂向流速.

由于在 $x = 0, \Gamma$ 处壁面是绝热的, 而在 $z = 0, 1$ 处壁面是等温的, 故当 $x = 0, \Gamma$ 时,

$$\frac{\partial \delta T}{\partial x} = 0, \quad (12)$$

当 $z = 0$ 时,

$$\delta T = 0.5, \quad (13)$$

当 $z = 1$ 时,

$$\delta T = -0.5. \quad (14)$$

在数值计算中, 利用有限容积法对计算区域进行离散化, 采用交错网格系统, 均匀网格的尺寸为 $\Delta x = \Delta z = 0.05$, 腔体长高比 Γ 为 12. 应用 Simple 算法求解具有流体流动、热传输及浓度传输耦合的流体力学基本方程组, 时间步长 $\Delta t = 0.01(d^2/\kappa)$, 混合流体的物性参数 $\Psi = -0.6$, $Pr = 13.8$, $Le = 0.01$.

3 数值模拟结果

3.1 分叉特性

通常用对流运动时腔体内最大垂直流速表征混合流体 Rayleigh-Bénard 对流的对流强度, 最大垂直流速 δw_{\max} 与相对瑞利数 r 的关系曲线称为对流分叉曲线. $r = R/r_c$, 其中, r_c 为纯流体对流时的临界瑞利数, $r_c = 1708$; R 为混合流体对流时的瑞利数. 在小扰动情况下, 基于扰动方程组的数值模拟并根据扰动成长或衰减情况, 获得了当 $\Psi = -0.6$, $Pr = 13.8$, $Le = 0.01$ 时对流发生点的临界瑞利数为^[3] $r_{\text{osc}} = 2.44$.

本文从一个在空间上呈高斯分布且具有很小振幅的初值开始计算. 通过变化相对瑞利数 r 发现, 当 $r = 1.820, 1.854$ 时, 腔体内最大垂直流速随时间的增长逐渐减为零, 行波最终消失. 图 2 给出了 $r = 1.854$ 时腔体内最大垂直流速 δw_{\max} 随时间 t 的变化. 从图 2 可以看出, 随着时间 t 的增加, 最大垂直流速 δw_{\max} 呈减小趋势, 当 $t = 260$ 时, 最大垂直流速 δw_{\max} 突然减小到零, 腔体内对流运动消失, 不再存在行波分支, 返回传导状态. 由此可知, $r = 1.820, 1.854$ 小于对流分叉曲线的鞍结分叉点的 r 值. 如图 3 所示, 当 $r = 1.855$ 时, 经过一段时间过渡后, 腔体内的最大垂直流速 δw_{\max} 随时间 t 的增加不再逐渐增大也不再逐渐减小, 而是稳定在 $6.72\text{--}8.37$ 之间上下振荡. 这说明 $r = 1.855$ 大于对流分叉曲线的鞍结分叉点的 r 值. 因此, 取鞍结分叉点的 r 为 1.855 . 根据对流发生点和对流分叉曲线鞍结分叉点的瑞利数可以断定对流分叉曲线属于一种亚临界分叉. 该亚临界分叉中存在着一段不稳定解, 即对流发生点与对流分叉曲线鞍结分叉点之间对流分叉曲线的下部分支 (图 4 中的虚线段), 鞍结分叉点以上是对流分叉曲线的上部非线性分支, 如图 4 所示.

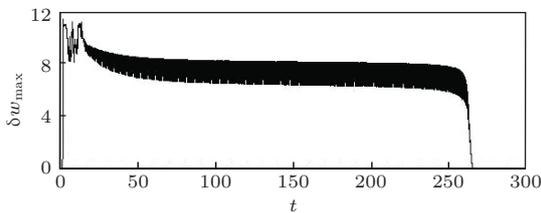


图 2 $r = 1.854$ 时, 垂直最大流速 δw_{\max} 随时间 t 的变化

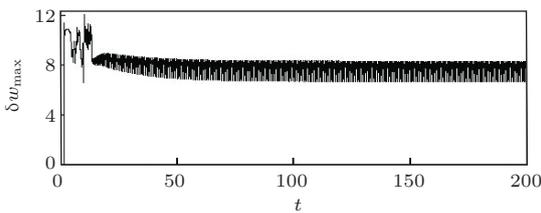


图 3 $r = 1.855$ 时, 垂直最大流速 δw_{\max} 随时间 t 的变化

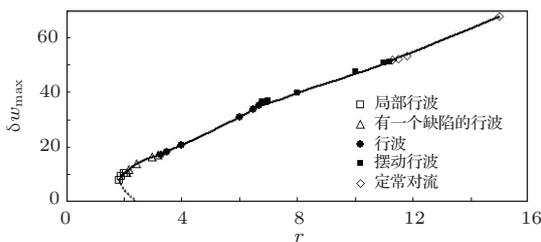


图 4 混合流体 Rayleigh-Bénard 对流的分叉曲线

沿着对流分叉曲线鞍结分叉点以上的上部非线性分支, 通过增加相对瑞利数 r , 我们发现 $\Psi = -0.6$ 时相继出现 5 种对流斑图.

第一种 当 $r \in [1.855, 2.091]$ 时, 随着时间的增加, 腔体内的特性参数均稳定在某一范围内上下振荡, 这时腔体内出现了一种特殊的局部行波对流现象, 即对流仅稳定地发生在腔体的局部区域, 并按一定的传播速度向某一方向运动. 图 5(a) 给出了 $r = 1.9$ 时腔体内产生稳定的局部行波, 可以看出该参数下产生的局部行波对流仅控制了腔体的左侧, 约占整个腔体空间的一半, 行波向腔体的右侧传播, 在右侧区域对流振幅减小到零, 处于传导状态.

第二种 当 $r \in (2.091, 3.2]$ 时, 腔体内出现了具有缺陷的行波对流, 即在某个时刻腔体内行波的某两个滚动合成一个滚动或某一个滚动分裂成两个. 图 5(b) 给出了 $r = 3$ 时, 腔体内出现具有缺陷的行波对流, 从 $t = 30\text{--}60$ 时间间隔内的对流斑图可以看出, 行波由腔体的左侧向腔体右侧传播, 缺陷出现的位置大致稳定在 $x = 5.5$ 处, 沿时间增加的方向约间隔 $\Delta t = 5$ 出现一次缺陷.

第三种 当 $r \in (3.2, 6.7]$ 时, 腔体内出现了均匀行波, 即行波对流滚动充满了整个腔体, 行波由腔体的右侧向左侧传播, 或由腔体的左侧向右侧传播. 图 5(c) 为当 $r = 4, t = 10\text{--}40$ 时, 腔体内出现的均匀行波, 该行波充满整个腔体, 由腔体右侧向左侧传播, 传播很有规律.

第四种 当 $r \in (6.7, 11.2]$ 时, 腔体内产生了摆动行波, 行波对流滚动充满整个腔体, 时而向右传播, 时而向左传播, 交替变化. 图 5(d) 给出了 $r = 10, t = 90\text{--}120$ 时腔体内出现的摆动行波, 可以看出摆动行波左右摆动一个周期的时间约为 10.

第五种 当 $r > 11.2$ 时, 随着时间的增加, 腔体内的特性参数不再振荡, 而是趋于定值. 此时腔体内出现定常对流, 即对流滚动随时间不再向左或向右传播, 而是在原来的位置连续运动. 图 5(e) 给出了 $r = 11.8$ 时腔体内出现的定常对流. 从图 5(e) 可以看出, 腔体内出现了 8 个完整的滚动.

3.2 分离比对对流演化的影响

表 1 列出了不同分离比 Ψ 下对流解的区间. 由表 1 可知: 当 Ψ 从 -0.11 变到 -0.6 时, 对流发生点的临界瑞利数由 $r_{\text{osc}} = 1.162$ 增加到 $r_{\text{osc}} = 2.44$,

对流分叉曲线上部分支的对流鞍结分叉点由 $r = 1.145$ 增加到 $r = 1.855$; 在鞍结分叉点以上附近, 当 $\Psi = -0.11$ 时系统是行波解, 当 $\Psi \leq -0.2$ 时系统是局部行波解.

对于 $\Psi = -0.11$, 沿着对流鞍结分叉点向上的对流分叉曲线上部分支, 随着 r 的增加, 系统由行波解先转化成摆动行波解, 当 r 超过 1.30 后, 系统再由摆动行波解转化成定常对流解, 系统没有出现局部行波解、有缺陷的行波解及对传波解. 当 $\Psi = -0.20, -0.40$ 时, 沿着对流鞍结分叉点向上的对流分叉曲线上部分支, 随着 r 的增加, 系统依次出现局部行波解、有缺陷的行波解、对传波解、行波解、摆动行波解及定常对流解. 当 $\Psi = -0.20$ 时摆动行波解的存在区间是 $r = 1.59-1.87$; 当 $\Psi = -0.40$ 时摆动行波解的存在区间增加得很快, 为 $r = 3.8-10$. 因此, 当分离比从 $\Psi = -0.20$ 变到 $\Psi = -0.40$ 时, 过渡到定常对流解的临界瑞利数从

1.87 增加到 10, 而当 $\Psi = -0.60$ 时, 定常对流解的临界瑞利数为 11.2. 这说明当分离比从 $\Psi = -0.20$ 变到 $\Psi = -0.40$ 时, 定常对流解的临界瑞利数有一个突然的增加, 而当 Ψ 大于 -0.20 或小于 -0.40 时定常对流解的临界瑞利数变化缓慢. 当 $\Psi = -0.60$ 时, 沿着对流鞍结分叉点向上的对流分叉曲线上部分支, 随着 r 的增加, 系统依次出现局部行波解、有缺陷的行波解、行波解、摆动行波解及定常对流解, 行波解出现的顺序与 $\Psi = -0.20, -0.40$ 时的情形相同, 但中间缺少了对传波解. 这说明对 $\Psi = -0.11$ 的混合流体进行数值模拟仅仅获得了均匀行波解和微弱的摆动行波解. 当分离比的相反数超过 0.20 时, 强 Soret 效应使得系统的非线性增强, 导致系统出现了丰富多彩的对流行波解. 又由于非线性系统的复杂性, 使得 $\Psi = -0.60$ 时系统缺少了对传波解.

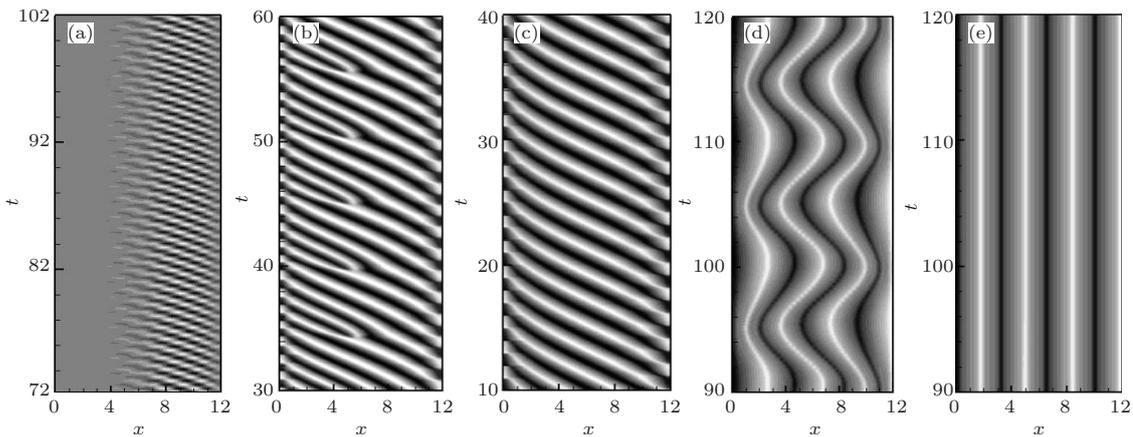


图5 r 不同时, 腔体内的对流斑图 (a) $r = 1.90$; (b) $r = 3.0$; (c) $r = 4.0$; (d) $r = 10.0$; (e) $r = 11.8$

表1 不同分离比所对应流解的区间

Ψ	r_{osc}	局部行波	有缺陷的行波	对传波	行波	摆动行波	定常对流
-0.6	2.44	1.855—2.091	2.091—3.2	—	3.2—6.7	6.7—11.2	≥ 11.2
-0.4	1.65	1.519—1.604	1.604—1.8	1.8—2.1	2.1—3.8	3.8—10.0	≥ 10.0
-0.2	1.29	1.279—1.282	1.282—1.299	1.299—1.34	1.34—1.59	1.59—1.87	≥ 1.87
-0.11	1.162	—	—	—	1.145—1.26	1.26—1.30	≥ 1.30

4 结 论

通过流体力学方程组的数值模拟, 本文探讨了矩形腔体中有强 Soret 效应 ($\Psi = -0.60$) 的混合流体的分叉特性及斑图演化. 对于 $\Psi = -0.60$ 的强

Soret 效应, 沿着分叉曲线的上部分支, 随着相对瑞利数的增加, 系统依次出现了 5 种行波对流解. 进一步详细分析了分离比对对流解的影响, 与具有弱 Soret 效应的混合流体的分叉曲线上部分支的行波对流斑图相比较, 发现具有强 Soret 效应的混合流体的分叉曲线上部非线性分支出现的行波对流

解更为丰富. 在强 Soret 效应范围内, 由于非线性问题的复杂性, 不同分离比条件下得到的对流解不同.

参考文献

- [1] Chandrasekhar S 1961 *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability* (Oxford: Clarendon Press) pp126–146
- [2] Getling A V 1998 *Rayleigh-Bénard Convection* (London: World Scientific) pp98–112
- [3] Ning L Z 2006 *Rayleigh-Bénard Convection in a Binary Fluid Mixture with and without Lateral Flow* (Xi'an: Northwest A & F University Press) pp112–134
- [4] Cross M C, Hohenberg P C 1993 *Rev. Mod. Phys.* **65** 998
- [5] Barten W, Lucke M, Kamps M 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2621
- [6] Barten W, Lucke M, Kamps M, Schmitz R 1995 *Phys. Rev. E* **51** 5636
- [7] Barten W, Lucke M, Kamps M, Schmitz R 1995 *Phys. Rev. E* **51** 5662
- [8] Yahata H 1991 *Prog. Theor. Phys.* **85** 933
- [9] Yahata H 1989 *Prog. Theor. Phys. (Suppl.)* **99** 493
- [10] Batiste O, Knobloch E, Alonso A, Mercader I 2006 *J. Fluid Mech.* **560** 149
- [11] Batiste O, Knobloch E, Mercader I, Net M 2001 *Phys. Rev. E* **65** 016303
- [12] Fütterer C 2003 *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **16** 467
- [13] Ryskin A, Müller H W, Pleiner H 2003 *Phys. Rev. E* **67** 046302
- [14] Ning L Z, Zhou Y, Wang S Y, Li G D, Zhang S Y, Zhou Q 2010 *Chin. J. Hydrodyn.* **25** 299 (in Chinese) [宁利中, 周洋, 王思怡, 李国栋, 张淑芸, 周倩 2010 水动力学研究与进展 **25** 299]
- [15] Ning L Z, Qi X, Yu L, Zhou Y, Wang S Y, Li G D 2010 *J. Basic Sci. Eng.* **18** 281 (in Chinese) [宁利中, 齐昕, 余荔, 周洋, 王思怡, 李国栋 2010 应用基础和工程科学学报 **18** 281]
- [16] Ning L Z, Harada Y, Yahata H 1996 *Prog. Theor. Phys.* **96** 669
- [17] Ning L Z, Harada Y, Yahata H 1997 *Prog. Theor. Phys.* **97** 831
- [18] Ning L Z, Harada Y, Yahata H 1997 *Prog. Theor. Phys.* **98** 551
- [19] Ning L Z, Harada Y, Yahata H, Li J Z 2001 *Prog. Theor. Phys.* **106** 503
- [20] Ning L Z, Harada Y, Yahata H, Li J Z 2001 *J. Hydrodyn.* **13** 65
- [21] Ning L Z, Qi X, Harada Y, Yahata H 2006 *J. Hydrodyn.* **18** 199
- [22] Ning L Z, Qi X, Zhou Y, Yu L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2528 (in Chinese) [宁利中, 齐昕, 周洋, 余荔 2009 物理学报 **58** 2528]
- [23] Ning L Z, Harada Y, Yahata H, Li J Z 2000 *J. Hydrodyn.* **12** 20
- [24] Ning L Z, Yu L, Yuan Z, Zhou Y 2009 *Sci. China G* **39** 746 (in Chinese) [宁利中, 余荔, 袁喆, 周洋 2009 中国科学 G **39** 746]
- [25] Ning L Z, Qi X, Yuan Z, Shi F 2008 *J. Hydrodyn.* **20** 567
- [26] Jung D, Lucke M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 054502
- [27] Buchel P, Lucke M 2000 *Phys. Rev. E* **61** 3793
- [28] Shen K, Zhang X 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2702 (in Chinese) [沈柯, 张旭 2002 物理学报 **51** 2702]
- [29] Zhang X, Shen K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2116 (in Chinese) [张旭, 沈柯 2001 物理学报 **50** 2116]
- [30] Ni J, Liu H 2002 *Physics* **31** 461 (in Chinese) [倪军, 刘华 2002 物理 **31** 461]
- [31] Taraut A V, Smorodin B L, Lucke M 2012 *New J. Phys.* **14** 093055
- [32] Smorodin B L, Lucke M 2010 *Phys. Rev. E* **82** 016310

Influence of separation ratio on Rayleigh-Bénard convection solutions in a binary fluid mixture*

Ning Li-Zhong[†] Wang Na Yuan Zhe Li Kai-Ji Wang Zhuo-Yun

(State Key Laboratory of Eco-Hydraulic Engineering in Shaanxi, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 15 November 2013; revised manuscript received 17 February 2014)

Abstract

The Rayleigh-Bénard convection in a binary fluid mixture is one of typical models for studying the nonlinear dynamics of nonequilibrium convection. In this paper, using the numerical simulations of the two-dimensional full equations of hydrodynamics, we study the bifurcation and evolution of patterns in the traveling wave convection in binary fluid mixtures with strong Soret effect (separation ratio $\Psi = -0.60$) in a rectangular cell. The system exhibits 5 types of traveling wave convection solutions with the increasing of reduced Rayleigh number r along the upper branch of the bifurcation curve. They are localized traveling wave convection, traveling wave convection with defects, traveling wave convection, undulation traveling wave convection, and stationary overturning convection. Second, the influence of separation ratio on convection solutions is investigated. By comparing the convection solutions with strong Soret effect ($\Psi = -0.60$) with those of weakly Soret effect ($\Psi = -0.11$), we find that those with strong Soret effect are richer. Because of the complexity in convection with strong Soret effect, the convection solutions at $\Psi = -0.60$ are different from those at $\Psi = -0.20, -0.4$.

Keywords: Soret effect, Rayleigh-Bénard convection, numerical simulation, binary fluid mixture

PACS: 44.25.+f, 44.15.+a, 05.70.Ln, 82.40.Bj

DOI: [10.7498/aps.63.104401](https://doi.org/10.7498/aps.63.104401)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10872164) and the Special Foundation of Priority Academic Discipline of Shaanxi Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: ninglz@xaut.edu.cn