Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动中局部行波的周期性

胡彪¹, 宁利中^{1*}, 宁碧波², 田伟利³

1. 西安理工大学西北旱区生态水利工程国家重点实验室培育基地, 西安 710048;

2. 嘉兴学院建筑工程学院, 嘉兴 314001;

3. 上海大学建筑系, 上海 200444

* 联系人, E-mail: ninglz@xaut.edu.cn

2016-12-22 收稿, 2017-05-08 修回, 2017-05-09 接受, 2017-09-20 网络版发表

国家自然科学基金(10872164)和陕西省重点学科建设专项(00X901)资助

摘要 通过采用二维流体力学基本方程组对 Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动中局部行波的周期性进行研究, 发现局部行波的稳定周期是受水平来流雷诺数和相对瑞利数影响的. 取普朗特数 $Pr=6.99$, 相对瑞利数 $r=5$, 水平来流雷诺数 $Re=6$ 时, 发现了局部行波具有稳定周期性. 对 $Pr=6.99$ 的局部行波的稳定周期进行研究, 结果表明: 局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数增大而减小, 随相对瑞利数的增大而减小; 相对瑞利数 r 越小, 局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数的增长率越大. 对 $Pr=0.72$, 0.0272 两种流体的局部行波的稳定周期进行分析, 取相对瑞利数 $r=8$ 时, 与普朗特数 $Pr=6.99$ 局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数变化不同; 对于普朗特数 $Pr=0.72$, 0.0272 , 局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数增大而增大, $Pr=0.72$ 的增长率比 $Pr=0.0272$ 大.

关键词 Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动, 稳定周期, 相对瑞利数, 水平来流雷诺数, 普朗特数

Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动是一种很有趣的系统, 引起了科学工作者的极大兴趣. 它是指两平板间的流体在上下平板形成的温度差和同时施加的水平来流作用下发生运动. 因而, 该系统中流体的运动受到温度差和水平来流的影响, 一般用相对瑞利数来表示温度差大小和用水平来流雷诺数表示水平来流强度; 同时它还受其物性参数的影响, 通常有普朗特数. 在研究相对瑞利数影响流体运动方面, 学者们做了大量的研究工作^[1~7]. 杨荣等人^[8]采用具有 QUICK 方案的有限差分法对底部加热的低 Prandtl 数水平流体层自然对流换热进行了数值计算, 研究了对流换热中存在的振荡和分歧问题. Ohlsen 等人^[9]通过研究温度差对对流斑图的影响, 发现了从行波对流向定常对流的过渡过程中存在摆动行波对流. Hurle 和 Jakeman^[10]通过理论研究给出了对流临界点

附近的临界瑞利数的近似计算公式. 在研究水平来流雷诺数影响流体运动方面, Buchel 和 Lucke^[11,12]研究了有无水平流动作用下混合流体的局部扰动和水平流动对混合流体的影响. Gupta^[13]对 Poiseuille 流的电流变流体的动力学稳定性进行了研究. Barletta 等人^[14]研究了在温度差作用下的平面 Poiseuille 流中的热不稳定性. 本课题组^[15,16]通过数值模拟获得了水平来流作用下形成的周期性局部行波. 在研究物性参数影响流体运动方面, 开始时学者们主要采用水作为流体进行研究, 后来汞和空气作为流体也被广泛采用. 流体运动受到许多因素的影响, 学者们对流体运动进行了大量研究. 但是, 在水平来流雷诺数和相对瑞利数对流体运动特性影响方面的研究还比较少.

本文通过数值模拟研究了水平来流雷诺数和相对瑞利数对局部行波的稳定周期的影响, 并分析了

引用格式: 胡彪, 宁利中, 宁碧波, 等. Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动中局部行波的周期性. 科学通报, 2017, 62: 4278–4284

Hu B, Ning L Z, Ning B B, et al. Periodicity of localized traveling waves in Poiseuille-Rayleigh-Benard flow (in Chinese). Chin Sci Bull, 2017, 62: 4278–4284, doi: 10.1360/N972016-01447

不同普朗特数条件下局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数的变化。

1 数学物理模型

1.1 流体力学基本方程组

在两平板之间加入流体, 然后再在两平板间形成温度差, 在温度差超过某临界值后流体将产生运动。假设以腔体下平板和左端壁面的交汇处为原点, x 轴向右为正, z 轴向上为正, 由于温度差比较小, 因此该系统满足boussinesq假设条件, 所以描述这一问题的流体力学基本方程可表示为

$$\nabla U = 0, \nabla U = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U = -\nabla \frac{p}{\rho_0} + \nu \nabla^2 U - \alpha(T - T_0)g, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (U \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T, \quad (3)$$

式中, $U(u, 0, w)$ 为速度矢量场, p 为压力, ν 为运动黏

性系数, t 为时间, κ 为热扩散系数, $\kappa = \frac{\lambda}{\rho_0 C_p}$, λ 为热

传导系数, C_p 为比热; $g = -ge_z$, g 为重力加速度, e_z 表示 z 轴单位矢量, 平行于 z 轴向上。 T 为温度场, ρ 为密度, 下标为0表示热传导状态下相应物理量的平均值。

$\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho(T, p)}{\partial T}$ 为体积膨胀系数。

本文研究的对流运动系统是腔体内的流体在温度差和水平来流的相互作用下发生运动。因此, 该运动受到瑞利数和水平来流雷诺数两个控制参数的影响, 其中瑞利数 $Ra = \frac{\alpha g d^3}{\kappa \nu} \Delta T$, 一般采用相对瑞利

数 $r = Ra/Ra_c$ ($Ra_c = 1708$) 来作为控制参数; 水平来流雷诺数 $Re = \frac{u_{\max} d}{\nu}$ 用来表征水平来流的强度, 其中 $u_{\max}$

为水平来流最大值; 流体的物性参数用 Prandtl

$Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ 数来表征。为了说明方便, 腔体尺寸为 $X = x/d$, $Z = z/d$, d 为计算区域的高度。

1.2 边界条件和初始条件

腔体上下平板是固定的, 流速在壁面上为0, 故有, 在 $Z=0.1$ 时, $u=w=0$ 。式中 u 和 w 分别表示水平流速和垂直流速。

由于在上下板形成温度差对腔体进行加热, 所以上平板温度恒定, 给予下平板一个温度。

在 $Z=0$ 时, $T=T_d$,

在 $Z=1$ 时, $T=T_u$ 。

温度差 $\Delta T = T_d - T_u$, T_d 表示下平板温度, T_u 表示上平板温度。

由于腔体具有水平来流, 因此在 $X=0$ 时, 左端部进口设置流速

$$u = 4u_{\max} \frac{z}{d} \left(1 - \frac{z}{d}\right), w = 0.$$

在 $X=0$ 时, 左端部进口的温度为: $T=T_0 + \Delta T \times (0.5 - Z)$ 。

在 $X=\Gamma$ 时, 右端部出口为: $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0, w = 0$,

式中, $\Gamma = L_x/d$, L_x 为腔体长度。

流速初始条件为 $u=w=0$, 初始温度取平均值(一般 $T=293.15^\circ\text{C}$)。

1.3 数值计算方法

采用Simple算法对(1)~(3)式进行求解, 腔体的长高比 $\Gamma=12$, 为了检验网格的划分, 选取 $Pr=6.99$ 的流体, 在相对瑞利数 $r=5$ 的情况下, 对网格采用 $d/20$ 和 $d/30$ 网格划分法进行均匀划分, 通过对 $d/20$ 和 $d/30$ 两种划分网格条件下进行数值模拟, 得出了 $d/20$ 和 $d/30$ 两种网格划分的努塞尔数 Nu 分别为 43.212654 和 43.120373, 对两者结果进行误差分析可得 0.21%。两种网格的努塞尔数值相差较小, 于是采用 $d/20$ 的网格划分法对腔体作均匀划分。时间步长采用 $\Delta t=0.01$ s, 物性参数为 $Pr=6.99, 0.72, 0.0272$ 。

2 局部行波的稳定周期的动力学特性

对Poiseuille-Rayleigh-Benard流动的稳定性已有研究进行了分析^[17,18], 文献[17]的成果可以用作流动稳定性的判断。Poiseuille-Rayleigh-Benard流动可以出现均匀行波和局部行波斑图, 本文讨论局部行波的周期性问题。对 $Pr=6.99$ 流体的最大垂直流速随时间的成长过程进行研究, 如图1所示。取相对瑞利数 $r=7$, 水平来流雷诺数分别取 $Re=6, 7, 8$ 可以获得局部行波对流斑图。通过数值模拟来研究水平来流雷诺数对局部行波的稳定周期的影响。从图1可以看出, 在时间 $t < 100$ s 的范围内最大垂直流速随时间迅速增大; 在 $100 \text{ s} < t < 300 \text{ s}$ 的时间段内最大垂直流速随时间

图1 在 $r=7$ 不同水平来流雷诺数的最大垂直流速随时间的变化
Figure 1 Variation of maximum vertical velocity of different horizontal flow Reynolds number with time at $r=7$

进行不稳定的震荡变化;最终,最大垂直流速随时间变化达到稳定,在 $t>300$ s以后最大垂直流速随时间呈稳定的周期性的震荡.进入了稳定的周期性变化阶段,对于不同的水平来流雷诺数的最大垂直流速随时间在相同的时间内发生震荡的次数是不同的.其震荡次数越多,所对应的稳定无量纲周期 T_p 越短,其中 $T_p=T/T_0$, $T_0=d^2/\kappa$. $Re=6, 7, 8$ 所对应的周期分别为 $T_p=0.04, 0.036, 0.034$. 因而可知,局部行波的稳定周期随着水平来流雷诺数的增大而减小.

在相对瑞利数 $r=7$,水平来流雷诺数 $Re=7$,通过数值模拟获得了流函数结构图,如图2所示,取不同时刻的流函数结构图组合在一起研究流函数的时空变化过程.图中横坐标方向为腔体长度,纵坐标方向为时间,时间以 $\Delta t=5$ s向上增大.从流函数结构图可以看出,在腔体左端进口处的一段范围内,流函数的流线呈水平分布,在腔体右端区域内,流线为周期性变化的曲线型流线,腔体中水平流线和曲线型流线交界处是不变化的,流线随着时间呈周期性变化.腔体右端区域内,在水平来流和热作用的耦合作用下形成行波对流,行波在水平来流作用下发生移动,其移动方向见图2中带箭头的线所示.流函数结构图在热作用和水平来流作用下发生时空变化,在稳定的周期性变化阶段内,流函数结构图随时间是呈周期性的变化,在 $t=500$ s时流函数结构图和 $t=525$ s时的基本相同,可知大约25 s($T_p=0.036$)流函数结构图经过一个变化周期,这和相对瑞利数 $r=7$,水平来流雷诺数 $Re=7$ 的最大垂直流速随时间进行稳定周期变化经历时长相同.

对相对瑞利数对局部行波稳定周期的影响进行

图2 $r=7, Re=7$ 时流函数结构图随时间的变化
Figure 2 Variation of stream-function diagram with time at $r=7, Re=7$

研究,在水平来流雷诺数 $Re=7$,相对瑞利数分别取 $r=5, 7, 10$,在数值模拟的结果下来观察最大垂直流速随时间的变化过程.如图3所示,在时间 $t<150$ s的范围内,最大垂直流速随时间是迅速增大的,当时间在 $150<t<200$ s的区间内,最大垂直流速不再随时间快速增大,而是随时间在小范围内进行不稳定震荡,接着在 $t>200$ s以后,最大垂直流速随时间的变化达到稳定从而进行周期性的变化.在稳定周期性的变化阶段内经历相同的时间,不同相对瑞利数的最大垂直流速随时间震荡的次数是不一样的, $r=5, 7, 10$ 的稳定周期分别为 $T_p=0.04, 0.036, 0.032$. 因而可知,稳定周期随相对瑞利数增大而减小.

在水平来流和热作用的共同作用下,系统的动力学特性受水平来流雷诺数和相对瑞利数两个控制参数的共同影响.因而,局部行波的稳定周期也受两个控制参数的影响.表1给出了相对瑞利数 $r=5, 7, 10$

图3 在 $Re=7$ 不同相对瑞利数的最大垂直流速随时间变化
Figure 3 Variation of maximum vertical velocity of different reduced Rayleigh number with time at $Re=7$

3种情况下,不同水平来流雷诺数的局部行波的稳定周期 T_p 和频率 f . 3种相对瑞利数的局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数的变化如图4所示, $r=5$, $r=7$, $r=10$ 的稳定周期都随水平来流雷诺数的增大而减小. 相对瑞利数增大曲线的斜率越小,可得相对瑞利数越小,稳定周期随水平来流雷诺数变化得越快.

采用线性理论的模态分析的流动不稳定的频率计算公式^[17]对相对瑞利数分别为 $r=5$, 7, 10条件下,不同水平来流雷诺数所对应的线性不稳定时的频率 w 计算结果如表1所示. 将频率 w 和频率 f 进行比较可知本文的非线性局部行波的频率和线性理论的不稳定模态分析结果是不同的. 因此,本文的局部行波是一种新的非线性行波,它是通过数值模拟首次获得的一种新的对流斑图.

图4 稳定周期随水平来流雷诺数的变化
Figure 4 Variation of stable period with horizontal flow Reynolds number

3 普朗特数对局部行波周期性的影响

普朗特数 $Pr=6.99$, 0.72 , 0.0272 , 相对瑞利数 $r=8$, 取不同的水平来流雷诺数进行数值模拟可以得到局部行波斑图,对局部行波的稳定周期进行研究,可获得不同水平来流雷诺数对应的局部行波的稳定周期 T_p ,如表2所示. 对不同普朗特数条件下局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数变化的过程进行分析,如图5所示,在普朗特数 $Pr=6.99$,局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数的增大而减小;在普朗特数 $Pr=0.72$, 0.0272 ,局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数的增大而增大. 普朗特数 $Pr=0.72$ 的局部行波的稳定周期随水平来流雷诺数变化的斜率大于 $Pr=0.0272$,从而可知 $Pr=0.72$ 的局部行波周期随水平来流雷诺数的增长率大于 $Pr=0.0272$.

通过计算获得了 $Pr=6.99$, 0.72 , 0.0272 流体的不同水平来流雷诺数的频率 f 和线性频率 w . 将两者进行比较,会发现不同普朗特数情况下两者是不一样的,从而可知该系统的局部行波斑图具有新的性质,它是一种新的对流斑图.

在普朗特数 $Pr=6.99$,水平来流雷诺数 $Re=7.5$ 时,选取相对瑞利数 $r=6$, 8 , 9 , 10 进行数值模拟,可获得努塞尔数 Nu 随相对瑞利数 r 变化情况,如图6所示. 从图6中可以看出 Nu 随 r 的增大而增大;采用幂函数对 Nu 和 r 之间进行曲线拟合,可得两者的解析式为: $Nu=0.8037 r^{1.7954}$.

表1 不同水平来流雷诺数和相对瑞利数作用下的稳定周期

Table 1 Stable period of different horizontal flow Reynolds number and reduced Rayleigh number

相对瑞利数 r	雷诺数 Re	周期 T_p	频率 f	线性频率 w
5	4	0.072	13.89	73.1
	5	0.057	17.54	91.37
	6	0.049	20.41	109.65
	7	0.04	25	127.92
7	5	0.052	19.23	91.37
	6	0.04	25	109.65
	7	0.036	27.78	127.92
	8	0.034	29.41	146.2
10	7	0.032	31.25	127.92
	8	0.029	34.48	146.2
	9	0.026	38.46	164.47
	10	0.023	43.48	182.75

图 5 不同普朗特数条件下稳定周期随水平来流雷诺数变化
Figure 5 Variation of stable period with horizontal flow Reynolds number under different Prandtl number

图 6 努塞尔数 \$Nu\$ 随相对瑞利数 \$r\$ 的变化
Figure 6 Variation of Nusselt number with the reduced Rayleigh number

图 7 不同普朗特数 \$Pr\$ 和雷诺数 \$Re\$ 条件下努塞尔数 \$Nu\$ 随相对瑞利数 \$r\$ 的变化
Figure 7 Variation of Nusselt number with the reduced Rayleigh number at different Prandtl number \$Pr\$ and different Reynolds number \$Re\$

研究 $Pr=6.99$, $Re=7.5$, $Pr=0.72$, $Re=20$ 和 $Pr=0.0272$, $Re=150$ 条件下努塞尔数 Nu 随相对瑞利数 r 的变化, 如图 7 所示. 从图 7 中可以看出不同 Pr 条件下, 努塞尔数 Nu 都是随相对瑞利数 r 的增大而增大的; 且可以看出不同 Pr 条件下 Nu 随 r 变化的曲线斜率为 $Pr=6.99 < Pr=0.72 < Pr=0.0272$, 从而可知 Nu 随 r 变化的增长率随 Pr 的增大而减小.

4 结论

通过数值模拟对腔体外加水平来流情况下形成的局部行波的稳定周期进行了研究, 获得了在相对瑞利数 $r=7$, 水平来流雷诺数分别取 $Re=6, 7, 8$ 的局部行波的周期分别为 $T_p=0.04, 0.036, 0.034$, 从而可知局

表 2 不同普朗特数条件下不同水平来流雷诺数的稳定周期

Table 2 Stable period of different horizontal flow Reynolds number at different Prandtl number

普朗特数 Pr	雷诺数 Re	周期 T_p	频率 f	线性频率 w
6.99	6	0.037	27.03	109.65
	7	0.034	29.41	127.92
	8	0.032	31.25	146.2
	9	0.029	34.49	164.47
0.72	25	0.2	5	41.86
	28	0.4	2.5	46.88
	29	1.4	0.71	48.56
	30	5	0.2	50.23
0.0272	100	0.54	1.85	5.12
	125	1.88	0.53	6.41
	175	4.17	0.24	8.97
	225	6.25	0.16	11.53

部行波周期随水平来流雷诺数的增大而减小; 在水平来流雷诺数 $Re=7$, 相对瑞利数分别取 $r=5, 7, 10$ 的局部行波的周期分别为 $T_p=0.04, 0.036, 0.032$, 局部行波的周期随相对瑞利数的增大而减小; $r=5, r=7, r=10$ 的局部行波稳定周期都随水平来流雷诺数的增大而减小, 相对瑞利数增大曲线的斜率越小, 可得相对瑞利数越小、稳定周期随水平来流雷诺数变化得越快。

普朗特数 $Pr=6.99, 0.72, 0.0272$, 相对瑞利数 $r=8$, 研究不同的水平来流雷诺的局部行波稳定周期, 发现在普朗特数 $Pr=6.99$, 局部行波的周期随水平来流雷诺数的增大而减小; 在普朗特数 $Pr=0.72, 0.0272$, 局部行波的周期随水平来流雷诺数的增大而增大; 同时可得到, $Pr=0.72$ 的局部行波周期随水平来流雷诺数的增长率大于 $Pr=0.0272$ 。

参考文献

- 1 Getling A V. Rayleigh-Benard Convection. Singapore: World Scientific, 1998. 1–230
- 2 Cross M C, Hohenberg P C. Pattern formation outside of equilibrium. Rev Mod Phys, 1993, 65: 998–1011
- 3 Moses E, Steinberg V. Competing patterns in a convective binary mixture. Phys Rev Lett, 1986, 57: 2018–2021
- 4 Ning L Z, Wang Y Q, Yuan Z, et al. Two types of patterns of localized traveling wave convection fluid mixtures with different structures (in Chinese). Chin Sci Bull, 2016, 61: 872–880 [宁利中, 王永起, 袁喆, 等. 两种不同结构的混合流体局部行波对流斑图. 科学通报. 2016, 61: 872–880]
- 5 Ning L Z, Wang N, Yuan Z, et al. Influence of separation ratio on Rayleigh-Benard convection solutions in a binary fluid mixture (in Chinese). Acta Phys Sin, 2014, 63: 104401 [宁利中, 王娜, 袁喆, 等. 分离比对混合流体 Rayleigh-Benard 对流解的影响. 物理学报, 2014, 63: 104401]
- 6 Ning L Z, Qi X, Zhou Y, et al. Defect structures of Rayleigh-Benard traveling wave convection in binard fluid mixtures (in Chinese). Acta Phys Sin, 2009, 58: 2528–2534 [宁利中, 齐昕, 周洋, 等. 混合流体 Rayleigh-Benard 行波对流中的缺陷结构. 物理学报, 2009, 58: 2528–2534]
- 7 Ning L Z, Yu L, Yuan Z, et al. Evolution of traveling wave patterns along upper branch of bifurcation diagram in binary fluid convection (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2009, 39: 746–751 [宁利中, 余荔, 袁喆, 等. 沿混合流体对流分叉曲线上部分支行波对流斑图的演化. 中国科学: 物理 力学 天文学, 2009, 39: 746–751]
- 8 Yang M, Cui X Y, Tao W Q, et al. Bifurcation and oscillation of natural convection in a horizontal layer of low prandtl number fluid (in Chinese). J Eng Thermophys, 2000, 21: 461–465 [杨莱, 崔晓钰, 陶文铨, 等. 低 Prandtl 数水平流体层自然对流的振荡和分歧. 工程热物理学报, 2000, 21: 461–465]
- 9 Ohlsen D R, Yamamoto S Y, Surko C M, et al. Transition from traveling wave to stationary convection in fluid mixtures. Phys Rev Lett, 1990, 65: 1431–1434
- 10 Hurler D T J, Jakeman E. Soret-driven thermosolutal convection. J Fluid Mech, 1971, 47: 667–687
- 11 Buchel P, Lucke M. Localized perturbations in binary fluid convection with and without through flow. Phys Rev E, 2001, 63: 175–181
- 12 Buchel P, Lucke M. Influence of through flow on binary fluid convection. Phys Rev E, 2000, 61: 3793–3810
- 13 Gupta G K. Hydrodynamic stability of the plane Poiseuille flow of an electrorheological fluid. Int J Non-Line Mech, 1999, 34: 589–602
- 14 Barletta A, Celli M, Meld D A. On the onset of dissipation thermal instability for the Poiseuille flow of a highly viscous fluid in a horizontal channel. J Fluid Mech, 2011, 681: 499–514
- 15 Ning L Z, Qi X, Harada Y, et al. A periodically localized traveling wave state of binary fluid convection with horizontal flows. J Hydrodyn Ser B, 2006, 18: 199–205
- 16 Ning L Z, Zhou Y, Wang S Y, et al. Localized traveling wave convection in Poiseuille-Rayleigh-Benard Flows (in Chinese). Chin J Hydrodyn, 2010, 25: 299–306 [宁利中, 周洋, 王思怡, 等. Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动中的局部行波对流. 水动力学研究与进展, 2010, 25: 299–306]
- 17 Carriere P, Monkewitz P A. Convective versus absolute instability in mixed Rayleigh-Benard-Poiseuille convection. J Fluid Mech, 1999, 384: 243–262
- 18 Gage K S, Reid W H. The stability of thermally stratified plane poiseuill flow. J Fluid Mech, 1968, 33: 21–32

Summary for “Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动中局部行波的周期性”

Periodicity of localized traveling waves in Poiseuille-Rayleigh-Benard flow

HU Biao¹, NING LiZhong^{1*}, NING BiBo & TIAN WeiLi³¹ State Key Laboratory Base of Eco-hydraulic Engineering in Arid Area, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;² College of Civil Engineering and Architecture, Jiaxing University, Jiaxing 314001, China;³ Department of Architecture, Shanghai University, Shanghai 200444, China

* Corresponding author, E-mail: ninglz@xaut.edu.cn

In the cold winter, there is a singular phenomenon on the surface of the lake, and people can see that the bubble will continuously bubble out from the surface of the lake. Scientists have studied this phenomenon, and found that the convective motion is caused by the temperature difference between the surface and the bottom of the lake. The convective motion is very common and also of importance to our lives. As the results of the British scholar Rayleigh and French scholar Benard have a significant impact on the study of convective movement, the researchers use the Rayleigh-Benard to name the convective motion. Scholars have conducted a lot of research on the Rayleigh-Benard convection, with which the mechanism of the occurrence and development of the Rayleigh-Benard convection not only can be understood, but also can be provided to help our life. The experimental theory of the Rayleigh-Benard convection is very simple. Firstly, a liquid is added between two thin metal plates; secondly, the temperature of the upper plate is kept constant with the lower plate heated, thereby the temperature difference formed between two plates used to heat the liquid; finally, the liquid is heated till it exceeds a critical value, which can be formed on the Rayleigh-Benard convection. With the development of computer technology, the researchers use the computer software to carry out the numerical simulation of the fully two-dimensional dynamics equations to the Rayleigh-Benard convection, with rich research results obtained. By changing the shape of the cavity, exerting different boundary conditions and heating methods, and applying different experimental materials, the researchers have studied the convection motion and obtained the growth characteristics, the change process and the physical characteristics of the pattern.

The two-dimensional numerical simulation of the fully hydrodynamic equations is used to study periodicity of localized traveling wave in Poiseuille-Rayleigh-Benard flow, and it is found that the stable period of localized traveling wave is influenced by the horizontal flow Reynolds number and the reduced Rayleigh number. For Prandtl number $Pr=6.99$, the reduced Rayleigh number $r=5$, and the horizontal flow Reynolds number $Re=6$, with the periodicity of localized traveling wave found. By studying the stable period of localized traveling wave at $Pr=6.99$, the result indicates that the stable period of localized traveling wave reduces with increasing Re and increasing r , and that its increase rate for a small reduced Rayleigh number is greater than that for a larger reduced Rayleigh number. For the reduced Rayleigh number $r=8$, the stable period of localized traveling wave is analyzed at $Pr=0.72$, 0.0272 , which is different with the variation of the stable period of localized traveling wave with the horizontal flow Reynolds number when the Prandtl number $Pr=6.99$. The stable period increases with increasing Re for $Pr=0.72$, 0.0272 , with the increasing rate of $Pr=0.72$ being larger than $Pr=0.0272$.

Poiseuille-Rayleigh-Benard flow, stable period, relative Rayleigh number, horizontal flow Reynolds number, Prandtl number

doi: 10.1360/N972016-01447