

文章编号: 1000-0887(2003) 03\_0245\_08

# 磁场对具有压力梯度的低频振荡自然 对流的影响\*

G. C. 夏玛, M. 简妮, M. 察尼特拉

(基础科学院 数学科学院, 坎大瑞, 亚格拉\_28202, 印度)

(钱伟长推荐)

**摘要:** 研究了磁场对具有非常压力梯度的振荡自然对流的影响。假设流体是在两平行板内流动。由于在航天材料中的重要性, 重点研究在微重力作用下由于  $g_0$  振荡器诱发的低频振荡自然对流。得到了在非正常磁场下的振荡流体的一般解。还给出了一些特殊的振荡流和对作用磁场的响应。发现振荡流的性质依赖于频率、驱动浮力的振幅、温度梯度、磁场、壁面的导电情况。当没有磁场时, 浮力在驱动流体振荡中起主导作用, 并且速度的大小还受温度梯度的影响。为了控制振荡流, 可以应用外磁场。还发现: 当壁面是导体时, 速度的减小与作用磁场的平方成反比; 当壁面是绝缘体时, 速度的减小与作用磁场成反比。一些详细的计算结果反映了真实的状态。

**关键词:** 对流;  $g_0$  振荡加速器; 浮力; 磁场; 压力梯度

**中图分类号:** O482.51 **文献标识码:** A

## 引 言

本文中, 我们将用计算的方法研究具有压力梯度的磁场对低频振荡自然对流的影响。磁阻效应与微重力共同作用下, 从微重力角度上考察, 可以进一步减少自然对流, 这一现象引起了大家的兴趣。磁场对由于  $g_0$  振荡器诱发的各种频率的振荡对流的影响在实践中是非常重要的。振荡浮力有一个或多个 Fourier 谐振分量。 $g_0$  振荡加速器本质上是局部和概率分布的, 因此它具有不规则的振动。频率的大小与残余重力向量的空间定位在确定融化物的对流性质起着关键的作用。磁场对土壤中的阻尼对流的影响依赖于这样一个处理系统, 在这个处理系统中, 当电导流体流过磁场时, 流场和磁场的相互作用的结果产生一个反 Lorentz 力。土壤中的磁阻尼和定常流动有关的。至今为止, 对于在微重力中由于  $g_0$  振荡器诱发的振动自然对流, 频率和振幅的影响以及它们与外磁场的关系几乎一无所知。许多关于土壤中的磁阻尼的文献只与定常流动有关。一些重要的关于磁效应和自然对流的文献将在下面阐述。

Bejan(1985)<sup>[1]</sup>对自然对流进行了有效的量纲分析, 得到了一些有用的结果; Spainer 和 Oldham(1987)<sup>[2]</sup>应用热边界层方程研究了该问题; Keith(1989)<sup>[3]</sup>定性分析了在低波数情况下, 对流速度在空间的变化对波数\_频率谱有很大的影响; Merkin 和 Mahmood(1990)<sup>[4]</sup>研究了平板粘

\* 收稿日期: 2001\_09\_04; 修订日期: 2002\_07\_18

基金项目: 新德里 CSIR 资助项目(25(0098)/97/EMR\_II)。

本文原文为英文, 由何吉欢译。

性流体的强制对流的热边界层; Manoha(1991)<sup>[5]</sup>在空中用 32 个传感器, 直接测量了波数\_频率谱。虽然 Mahmood 的实验布置非常精密, 由于环境噪音, 他的测量局限于低波数。Herbert 和 Leehey(1992)<sup>[6]</sup>通过可控边界层风洞实验, 估算出了更宽更广的频数\_频率谱; Casademunt 等(1993)<sup>[7]</sup>对  $g_{\alpha}$  振荡器的影响进行了数值和定量分析; Panton 和 Robert(1994)<sup>[8]</sup>通过风洞得到的壁压数据的交差谱转换技术, 得到了波数\_频率谱; Abraham 和 Keith(1995)<sup>[9]</sup>在静声水槽里直接测量了湍流壁压波动的波数\_频率谱; Wright 等(1996)<sup>[10]</sup>研究了含多空质竖板的自由对流边界层流动; Sharma 等(1998)<sup>[11]</sup>研究了溶质的迁移是如何影响非零流量的。他们还考虑了分层溶质的情况; Li(1996)<sup>[12]</sup>考虑了两平行板间的振荡自然对流和它在非定常磁场情况下的特性; 在固定波数下, Keith 和 Abraham(1997)<sup>[13]</sup>测量了波数\_频率谱; Raptis(1998)<sup>[14]</sup>考虑了存在幅射并且平板是移动时的微极流体运动模型, Acharya(1999)<sup>[15]</sup>研究了在热辐射、浮力和热吸收情况下, 半无限长加速面的水\_磁边界层流动; Chamkha(2000)<sup>[16]</sup>对定常半无限长加速可渗透面的水\_磁边界层流动进行了数学研究, 他考虑了热辐射、热浮力和热产生或吸收的影响。Kim(2000)<sup>[17]</sup>研究了非定常磁场下, 在多空质无限长移动竖板边缘的二维不可压缩粘性电导层流。

本文将研究这样的磁场效应, 其磁场效应可控制由于非定常  $g_{\alpha}$  振荡器和非定常压力梯度诱发的振荡自由对流。我们将给出在非定常磁场下, 由于  $g_{\alpha}$  振荡器诱发的低频流的基本特性。考虑由于非定常磁场诱发的 Lorentz 力下, 由于  $g_{\alpha}$  振荡器诱发的驱动力的效应, 我们计算得到了流场特性。流场特性与下列参数有关: 受动力的频率和振幅、作用磁场、温度梯度和壁面导电情况。本研究对于了解在磁场作用下的控制振荡自由对流, 以及发展更复杂的实际模型都是很有指导作用的。

## 1 数学模型和控制方程

图 1 表示了由于  $g_{\alpha}$  振荡器诱发的振荡对流。假设在  $x$  和  $z$  方向平板是无穷长的, 但具有不同的温度。  $T_0$  是流体的初始温度。由于在两平板间存在温度梯度, 流体将被驱动。本模型将考虑完全发展型流体的流动。既然在低 Prandtl 数时, 温度场是引起扩散的主要因素, 而自由对流效应可以忽略, 因此  $g_{\alpha}$  振荡器将产生一个振荡的速度场。当我们把磁场作用于流场时, 振荡将衰减。为了分析该模型, 我们用 Maxwell 方程描述电磁场, 用 Navier-Stokes 方程描述流场。我们假设流体的速度是  $u$ , 而其他分量忽略不记。

$$-\frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (1)$$

$$-\nabla \cdot H = \sigma E, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \beta_T (T - T_0) \sum_{i=1}^n g_{0i} \exp[j\omega_i t] - \frac{\sigma}{\rho} (E_z + B_0 u) u, \quad (3)$$

这里  $E$  是电场,  $B$  是磁感应,  $H$  是磁场强度,  $u$  是速度,  $T$  是温度,  $\sigma$  是电导,  $\rho$  是密度,  $\nu$  是运动粘度,  $\beta_T$  是热膨胀系数,  $g_{0i}$  是  $g_{\alpha}$  振荡器的振幅,  $B_0$  是作用磁场, 并且有  $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = e^{-\alpha}$ 。下标  $x, y, z$  表示相应分量。  $g_{\alpha}$  振荡器的加速度由确定频率和振幅的 Fourier 谐波组成:

$$g(t) = \sum_{i=1}^n g_{0i} \exp[j\omega_i t], \quad (4)$$

这里  $j = \sqrt{-1}$ ,  $g_{0i}$  和  $\omega_i$  分别是  $g_{\alpha}$  振荡器的第  $i$  阶分量的振幅和频率。在太空处理系统中, 磁

Reynold 数  $Re_m$  是很小的, 因此它可表成

$$B_x \approx B_0 Re_m, \quad (5)$$

这里  $B_0$  外磁场,  $B_x$  是诱发的磁场。

与作用磁场比较,  $B_x$  可以忽略, 这样总磁场可表示为

$$B = B\hat{x} + B\hat{y} \approx B_0\hat{y} + B_0 Re_m \hat{x} \approx B_0\hat{y}. \quad (6)$$

这表明对流不影响磁场。

方程(1) 是非定常的电\_磁关系式, 我们已经研究过定常的情况。在振荡流中, 非定常电场是由于作用磁场和非定常振荡流场交叉作用而产生的。在低频系统中, 磁场随时间变化比较小, 因此可以忽略。不失一般性, 方程(1) 可写成无量纲形式:

$$\frac{dE}{dY} = \left( \frac{\omega L}{u_0} \right) \frac{B_x}{B_0} \approx \left( \frac{\omega L}{u_0} \right) Re_m. \quad (7)$$

考虑到与时间相关的  $g_-$  振荡器的谐振分量:  $\varphi$  和  $g_i(t) = g_{0i} \exp[j\omega_i t]$ , 我们即可以求解方程(3)。选择下面的速度、电场和时间的无量纲因子:

$$U_0 = \frac{1 + g_0 \beta_T (T_2 - T_0) L^2}{\nu}, \quad E_0 = \frac{1 + g_0 \beta_T (T_2 - T_0) B_0 L^2}{\nu}, \quad \tau_0 = \frac{L^2}{\nu},$$

这里  $L$  是长度尺度。于是方程(3) 可写成无量纲形式:

$$\frac{dU_i}{dY^2} - \beta_i^2 U_i = H_a^2 E_i - (1 + g_i \theta), \quad (8)$$

这里  $Y = y/L$ ,  $g_i = g_{0i}/g_0$ ,  $H_a = LB_0 \sqrt{\sigma/\rho}$ ,  $\theta = (T - T_0)/(T_2 - T_0)$ ,  $\beta_i = \sqrt{H_a^2 + j\Omega_i}$ ,  $\Omega_i = \omega L^2/\nu^2$ 。

由于是低 Prandtal 数, 在微重力下, 热传导是扩散的, 温度场可表示为

$$\theta = (1 - rr) Y + rr, \quad (9)$$

这里  $rr = (T_1 - T_0)/(T_2 - T_0)$ 。

边界条件可表示为

$$\Theta = rr \quad (\text{在 } Y = 0 \text{ 时}) \quad \text{和} \quad \Theta = 1 \quad (\text{在 } Y = 1 \text{ 时})$$

应用壁面上的无滑移条件, 由方程(8) 我们可求得速度分量:

$$U_i = \frac{1}{\beta_i^2} \left[ (H_a^2 E_i - (1 + g_i)) \frac{\sinh(\beta_i Y)}{\sinh(\beta_i)} - H_a^2 E_i + (1 + g_i) rr + (1 + g_i)(1 - rr) Y + (H_a^2 E_i - (1 + g_i) rr) \frac{\sinh(\beta_i(1 - Y))}{\sinh(\beta_i)} \right]. \quad (10)$$

这样与  $g_-$  振荡器相关的总速度是所有速度分量之和:

$$U = \sum_{i=1} \frac{\exp[j\omega_i t]}{\beta_i^2} \left[ (H_a^2 E_i - (1 + g_i)) \frac{\sinh(\beta_i Y)}{\sinh(\beta_i)} - H_a^2 E_i + (1 + g_i) rr + (1 + g_i)(1 - rr) Y + (H_a^2 E_i - (1 + g_i) rr) \frac{\sinh(\beta_i(1 - Y))}{\sinh(\beta_i)} \right]. \quad (11)$$

## 2 一些特殊情况

(a) 在  $\Omega = 0$  和  $H_a = 0$  条件下的非振荡自然对流

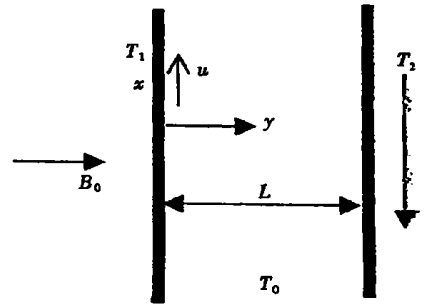


图 1 磁阻尼振荡自由对流问题

当方程(1)中不含磁场时, 只受土壤常重力场作用的纯自然对流的解可由方程(11)得到。置  $\Omega_i = 0$  和  $H_a = 0$ , 得

$$\lim_{\beta_i \rightarrow 0} U = (r_T - 1) \frac{Y^3}{6} - r_T \frac{Y^2}{2} + (2r_T + 1) \frac{Y}{6}, \quad (12)$$

这一结果与 Bejan(1993)的一致。

(b) 在  $\Omega_i = 0$  和  $H_a \neq 0$  条件下的非振荡自然对流的磁阻尼

在此情况下, 由方程(10)我们可得

$$U_i = \frac{1}{H_a^2} \left[ H_a^2 E_i \frac{\sinh(H_a Y)}{\sinh(H_a)} - H_a^2 E + r_T + (1 - r_T) Y + (H_a^2 E - r_T) \frac{\sinh(H_a(1 - Y))}{\sinh(H_a)} \right], \quad (13)$$

这一方程显示当有磁场作用时, 速度是下降的。

(c) 在  $\Omega_i \neq 0$  和  $H_a = 0$  条件下的纯  $g$ -振荡器诱发流和频率效应

在公式(11)中, 考虑非定常磁场, 我们得速度分量  $U_i$ :

$$U_i = \sum_{i=1} (1 + g_i) \frac{\exp[j\Omega_i t]}{j\Omega_i} \left[ (r_T + (1 - r_T) Y - \frac{\sinh(\sqrt{j\Omega_i} Y) + r_T \sinh(\sqrt{j\Omega_i} (1 - Y))}{\sinh(\sqrt{j\Omega_i})} \right]. \quad (14)$$

方程(14)表明, 当频率增大时, 振幅减小, 虽然时间相关的性质取决于振荡器的驱动力。

(d) 在  $\Omega_i \neq 0$  和  $H_a \neq 0$  条件下的振荡自由对流的磁阻尼效应

当壁面是绝缘的, 这样在系统中没有电流:  $I_i = 0$ 。于是我们可以得到下面的电场分量:

$$E_i = \frac{(1 + g_i)(1 + r_T)}{2} \frac{2 \cosh \beta_i - \sinh \beta_i - 2}{2 H_a^2 (\cosh \beta_i - 1) + j \Omega_i \beta_i \sinh \beta_i}. \quad (15)$$

表 1 无磁场作用, 仅由单一浮力引起的振荡自由对流速度分布

Y	Imag ( U ( Y, t ) )					
	t = 0	t = 0.2	t = 0.4	t = 0.6	t = 0.8	t = 1.0
0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.2	- 0.038	0.028	0.055	0.007	- 0.051	- 0.038
0.4	- 0.061	0.036	0.083	0.015	- 0.074	- 0.061
0.6	- 0.061	0.036	0.083	0.015	- 0.074	- 0.061
0.8	- 0.038	0.028	0.055	0.007	- 0.051	- 0.038
1	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

如果壁面是可导的, 总电流可流出系统, 因此电场为零, 即  $E = 0$ 。在这种情况下, 速度可给定为

$$U_i = \sum_{i=1} (1 + g_i) \frac{\exp[j\Omega_i t]}{\beta_i^2} \left[ r_T + (1 - r_T) Y - \frac{\sinh(\beta_i Y) + r_T \sinh(\beta_i (1 - Y))}{\sinh(\beta_i)} \right], \quad (16)$$

### 3 数值结果和讨论

表 1 给出了在没有外磁场只受单一浮力作用下的自由对流分布, 表中的速度是在  $\Omega = 1, g_i =$

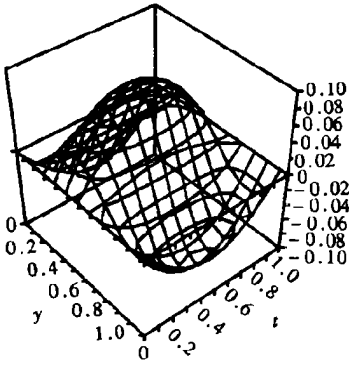


图2 无磁场作用仅由单一浮力引起的振荡自由对流速度分布

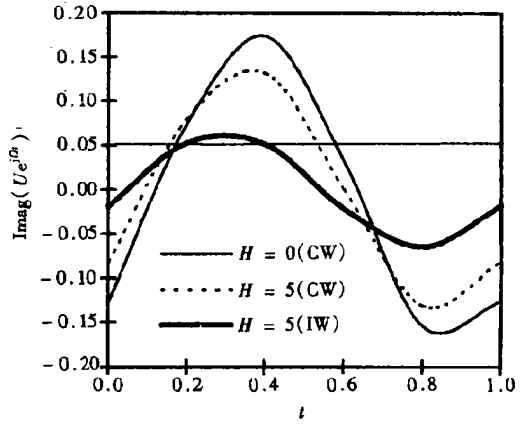


图3 流场中部一个周期的谐波变化

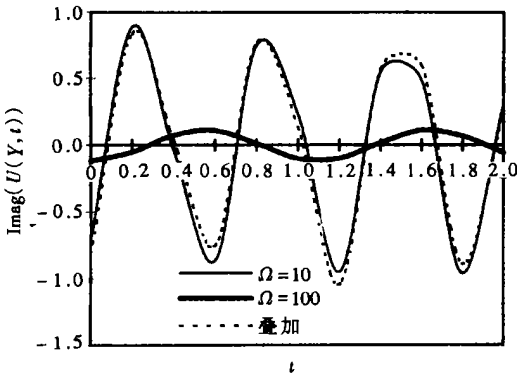


图4 频率和振幅为恒值时,两个驱动力产生的振荡流场

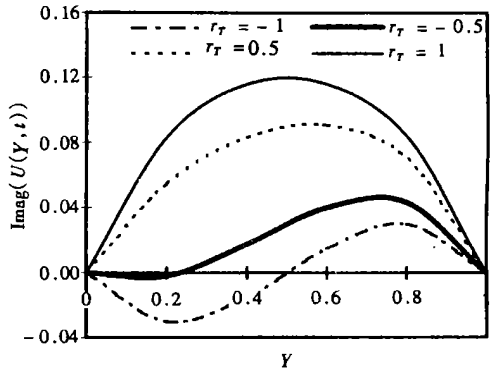


图5  $t = 0.25$  时,随温度和压力梯度变化的流动横截面分布

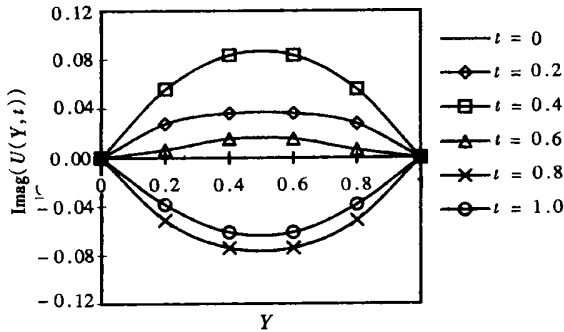


图6 频率不变时,两个振荡器分量在不同时间  $t$  诱发的流场

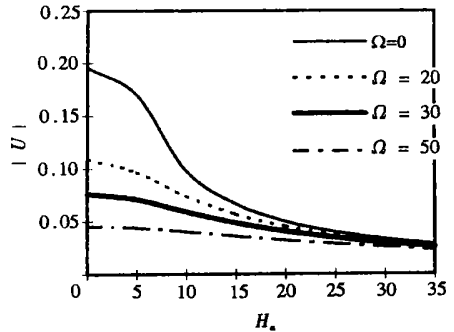


图7  $g = 1, r_T = 1$  时,流速随作用磁场强度而减小的情况

1,  $H_a = 10, r_T = 1$  的情况下计算得到的。我们可以看到由于壁面上的无滑移条件,在壁面( $Y$

= 0, Y = 1) 上速度为零, 但其它部位速度随时间和空间变化非常剧烈. 其流场的最大变化  
 表 2 频率和振幅为恒值时, 两个驱动力产生的振荡流场

t	Imag ( U( Y, t) )		
	$\Omega = 10$	$\Omega = 100$	叠加
0	- 0. 704	- 0. 116	- 0. 820
0. 2	0. 890	- 0. 050	0. 841
0. 4	- 0. 037	0. 075	0. 039
0. 6	- 0. 859	0. 111	- 0. 748
0. 8	0. 752	0. 015	0. 767
1	0. 233	- 0. 099	0. 135
1. 2	- 0. 947	- 0. 096	- 1. 042
1. 4	0. 554	0. 021	0. 575
1. 6	0. 485	0. 113	0. 598
1. 8	- 0. 958	0. 071	- 0. 887
2	0. 312	- 0. 054	0. 258

表 3 t = 0. 25 时, 随温度梯度和压力梯度变化的横截面流速分布

Y	Imag ( U( Y, t) )			
	$r_T = - 1$	$r_T = - 0. 5$	$r_T = 0. 5$	$r_T = 1$
0	0. 000	0. 000	0. 000	0. 000
0. 2	- 0. 030 1	0. 001 9	0. 054 7	0. 083 0
0. 4	- 0. 014 9	0. 017 8	0. 083 0	0. 115 7
0. 6	0. 014 9	0. 040 1	0. 090 5	0. 115 7
0. 8	0. 030 1	0. 043 4	0. 069 8	0. 083 0
1	0. 000	0. 000	0. 000	0. 000

出现在中部 ( Y = 0. 5), 见图 2. 我们计算了在中部( Y = 0. 5) 一个振动周期内谐波的变化. 我们发现流场和  $g_-$  振荡器具有相同的频率, 但相差一个相位, 速度随频率的增加而减小, 见图 3. 当  $\Omega = 100, g = 1, H_a = 10, r_T = 1$  时, 由  $g_-$  振荡器的两个分量诱发的流场计算表明: 对流的主要效应来自于  $g_-$  振荡器的低频部分, 而高频部分只是扰动小量. 当频率增加而保持恒定振幅时, 这一现象将更加明显, 见图 6. 我们考虑在没有磁场作用下, 只受频率和振幅都为恒值时的两个驱动作用, 当  $\Omega_2 = 10, \Omega_1 = 100, g_2 = 10, g_1 = 10$  时, 表 2 表示了流场的变化情况. 我们发现流体的复合振动与  $g_-$  振荡器的高频振动基本一致, 低频部分在很长的周期内只影响局部的变化. 其最大速度不是  $g_-$  振荡器的两个分量的简单相加( 虽然它们具有相加性); 参考图 4. 表 3 给出了当  $t = 0. 25$  和各种不同的  $r_T$  时的速度分布情况, 该表显示  $r_T$  对流型有很大的影响. 当  $r_T = - 1$  时, 速度变化很小和相位移动最小, 同时流动方向从冷壁到热壁的变化显示在中间的速度变为零. 当  $r_T = 1$  时, 即当两壁面具有相同的温度, 但与流入的流体温度不一致时, 流速是抛物型的, 并且在任何时候任何地方上的速度都不为零, 参考图 5. 表 4 给出了当  $y = 0. 5, r_T = 1, \Omega = 0, 20, 30$  和  $50$  时, 速度随  $H_a$  减小的情况. 该表显示振荡流可以完全被衰减, 只要有足够大的磁场作用. 另外  $g_-$  振荡器的低频流比高频流更容

易影响磁阻尼。当  $H_a = 35$  时, 曲线几乎收敛于到与水平轴平行的一条线上(图 7), 这表明频率变得与不断增强的磁场无关。

表 4 流速随作用磁场增大而减小情况

$H_a$	Imag ( $U(Y, t)$ )			
	$\Omega = 0$	$\Omega = 20$	$\Omega = 30$	$\Omega = 50$
0	0.195 7	0.109 3	0.076 1	0.045 4
5	0.169 7	0.096 8	0.070 9	0.044 2
10	0.098 7	0.074 0	0.059 4	0.040 5
15	0.066 6	0.056 7	0.048 8	0.036 2
20	0.050 0	0.045 2	0.040 8	0.032 3
25	0.040 0	0.037 4	0.034 7	0.028 9
30	0.033 3	0.031 7	0.030 0	0.026 0
35	0.028 6	0.027 5	0.026 4	0.023 5

[参 考 文 献]

[1] Bejan A. The method of scale analysis: Natural convection in porous media[A]. In: S Kakac, W Aung R Viskana Eds. Natural Convection: Fundamentals and Applications [C]. Hemisphere, Washington D C: Pergamon Press Ltd, 1985, 548—572.

[2] Spainer T, Oldham K B. An Atlas of Functions [M]. Hemisphere of Washington D C, 1987.

[3] Keith W L. Spectral measurements of pressure fluctuations on riblets [J]. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, 1989, 27: 1822—1824.

[4] Merkin J H, Mahmood T. On the free convection boundary layer on a vertical plate with prescribed surface heat flux [J]. Journal of Engineering Mathematics, 1990, 24: 95—107.

[5] Manoha E. Wall pressure wave number frequency spectrum beneath a turbulent boundary layer measured with transducers calibrated with an acoustical method [A]. [J]. In: Proceedings of the ASME Symposium on Flow Noise Modeling Measurement and Control [C]. Noise Control and Acoustics, 1991, 11: 21—35.

[6] Herbert K, Leehey P. Wall pressure spectrum in a flat plate turbulent boundary layer and down stream of a turbulent boundary layer manipulator [A]. [J]. In: Proceedings of the ASME Symposium on Flow Induced Vibration and Control [C]. Noise Center, Acoustics, 1992, 11(29): 55—68.

[7] Casademunt J, Zhang W, Venals J, et al. Numerical modeling on characterization and quantification [J]. AIAA J, 1993, 31(11): 20—27.

[8] Panton R L, Robert G. The wave number phase velocity representation for the turbulent wall pressure spectrum [J]. ASME, J Fluid Engineering, 1994, 116: 477—483.

[9] Abraham B M, Keith W L. Analysis of the wall pressure field from a numerical simulation of turbulent channel flow [A]. [J]. In: Proceedings of the ASME Symposium on Flow Noise Modeling Measurements and Control [C]. Noise Cotrol and Acoustics, 1995, 19(29): 55—65.

[10] Wright S D, Ingham D B. On natural convection from a vertical plate with a prescribed surface heat flux in porous media [J]. Transport in Porous Media, 1996, 22: 181—193.

[11] Sharma G C, Jain M, Saral R N. The effects of non\_zero bulk flow and non\_mixing on diffusion with variable transfer of the solute [J]. Internat J Appl Sci Comput, 1998, 4: 201—210.

[12] Li B Q. The effect of magnetic fields on low frequency oscillating natural convection [J]. Internat J

- Engrg Sci, 1996, **34**(15): 1369—1383.
- [13] Keith W L, Abraham B M. Effects of Convection and decay of turbulent on the wall pressure wave number\_frequency spectrum[J]. ASME J Fluid Engrg, 1997, **119**(21): 50—55.
- [14] Raptis A. Flow of micro polar fluid past a continuously moving plate by the presence of radiation[J]. International Journal of Heat Mass Transfer, 1998, **41**: 2865—2866.
- [15] Acharya M, Singh L P, Dash G C. Heat and mass transfer over an accelerating surface with heat source in presence of suction and blowing[J]. Internat J Engrg Sci, 1999, **37**(32): 189—211.
- [16] Chamkha A J. Thermal radiation and buoyancy effects on hydro\_magnetic flow over an accelerating permeable surface with heat source or sink[J]. Internat J Engrg Sci, 2000, **38**: 1699—1712.
- [17] Kim Y J. Unsteady MHD convective heat transfer past a semi\_infinite vertical porous moving plate with variable suction[J]. Internat J Engrg Sci, 2000, **38**(20): 833—845.

## The Effect of Magnetic Fields on Low Frequency Oscillating Natural Convection With Pressure Gradient

G. C. Sharma, Madhu Jain, Mahesh Chandra

(School of Mathematical Sciences, Institute of Basic Science, Khandari, Agra\_282002, India)

**Abstract:** The oscillating natural convection in the presence of transverse magnetic field with time depending pressure gradient is studied. The analysis of the problem is carried out by assuming that the fluid is flowing in a parallel plate configuration. The emphasis is on low frequency oscillating convective flows induced by  $g\_jitter$  associated with micro gravity because of their importance to the space processing materials. A general solution for an oscillating flow in the presence of transverse magnetic field is carried out. Some special cases of the oscillating flow and its response to an applied magnetic field are performed. It was observed that the behavior of oscillating free convective flows depends on frequency, amplitude of the driving buoyancy forces, temperature gradient, magnetic field and the electric conditions of the channel walls. In the absence of magnetic field, buoyancy force plays a predominant role in driving the oscillatory flow pattern, and velocity magnitude is also affected by temperature gradients. To suppress the oscillating flow external magnetic field can be used. It is also found that the reduction of the velocity is inversely proportional to the square of the applied magnetic field with conducting wall but directly proportional to the inverse of the magnetic field with insulating wall. Detailed calculations and computational results are also carried out to depict the real situation.

**Key words:** convection;  $g\_jitter$  acceleration; buoyancy force; magnetic field; pressure gradient