

# 确定分布的展向 Lorentz 力调制下的 槽道湍流涡结构\*

吴文堂<sup>1)</sup> 洪延姬<sup>1)†</sup> 范宝春<sup>2)</sup>

1)(装备学院, 激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416)

2)(南京理工大学, 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

(2013年9月3日收到; 2013年11月20日收到修改稿)

采用直接数值模拟方法, 对槽道湍流中确定分布的 Lorentz 力的流动控制与减阻问题进行研究. 讨论了 Lorentz 力作用于槽道湍流后, 流场的特性和涡结构的特性, 并对此类 Lorentz 力对槽道湍流的控制与减阻机理进行了讨论. 研究发现: 1) Lorentz 力诱导的层流流场壁面附近存在梯度极大的展向速度剪切层, 该剪切层容易形成流向涡结构; 2) 在给定合适参数的确定分布的 Lorentz 力作用下, 湍流流场仅剩周期分布的准流向涡; 3) 与未控制流场相比, 控制后的流场中, 准流向涡的抬升高度大大降低, 从而减小猝发强度, 使壁面阻力下降.

**关键词:** 槽道湍流, 直接数值模拟, 壁面减阻, Lorentz 力

**PACS:** 47.27.Rc, 47.27.nd, 47.27.ek, 47.27.De

**DOI:** 10.7498/aps.63.054702

## 1 引言

近年来, 随着社会的发展, 能耗不断增多, 节能环保问题受到世界范围内的关注. 研究表明, 各类运输工具中, 因克服边界阻力而损耗的能量在总能耗中占有很大比例<sup>[1,2]</sup>. 因此, 减小边界阻力, 将有助于节约能源. 此外, 高效减阻可以提高推进效率、减少燃料损耗、减轻运动物体的能耗和提高运动的稳定性, 基于减阻的流动控制技术还可用于消噪减震、流体混合、液体雾化、污水治理以及湍流燃烧等领域, 故具有广泛的工程应用价值. 湍流边界层产生的阻力与其拟序结构相关, 如果能够控制湍流边界层, 改变其拟序结构, 则可减小壁面阻力. 为此, 科研工作者们研究了各种以减阻为目的的壁湍流控制法<sup>[3-5]</sup>.

电磁场在导电流体中产生的直接作用于流体质点的电磁 (Lorentz) 力, 可以有效控制流动. Berger, Lee, Du 和 Satake 等<sup>[6-9]</sup> 的数值计算表明,

如下式所示的展向振荡 Lorentz 力, 能够减少壁面阻力:

$$f_z = A e^{-y/\Delta} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right), \quad (1)$$

其中  $f_z$  为展向振荡 Lorentz 力,  $A$  是振幅,  $T$  是周期,  $\Delta$  是 Lorentz 力的穿透厚度. Pang 等<sup>[10]</sup> 对此进行了实验验证和研究, 结果表明, 适当条件下, 减阻率可达 40%. 梅栋杰等也对振荡 Lorentz 力减阻进行了实验和数值研究<sup>[11-18]</sup>, 研究结果表明, 展向振荡电磁力能够使近壁区域的宏观流场产生周期性振荡, 并影响了壁湍流的条带结构, 使其在展向上发生倾斜, 从而使壁面阻力减小.

利用电磁激励板, 还可在流体中形成行波 Lorentz 力, 下式为展向行波 Lorentz 力:

$$f_z = A e^{-y/\Delta} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_z}z - \frac{2\pi}{T}t\right) \quad (2)$$

和流向行波 Lorentz 力:

$$f_z = A e^{-y/\Delta} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_x}x - \frac{2\pi}{T}t\right), \quad (3)$$

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11172140) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hongyanji@vip.sina.com

$\lambda_x$  和  $\lambda_z$  分别表示流向和展向波长. Du 等<sup>[19]</sup> 对展向行波 Lorentz 力的流动控制问题进行了数值研究. 结果发现, 在展向行波 Lorentz 力作用下, 近壁流场产生新的流向涡, 可以抑制湍流, 使近壁条带加宽或基本消失, 从而实现减阻. 随后, Xu 和 Choi 等<sup>[20]</sup> 通过实验对此加以证实. 而黄乐萍等<sup>[21-23]</sup> 则对流向行波 Lorentz 力的湍流控制和减阻进行了数值研究. 结果表明, 存在最佳波数  $k_x$ , 其湍流控制和减阻效果最好.

以上研究均表明, 当参数合适时, 以振荡或行波形式, 随时间不断变化的展向 Lorentz 力可以有效抑制壁湍流, 但其抑制机理至今仍未阐述清楚.

为了在更深层面揭示展向 Lorentz 力抑制湍流的机理, 本文以具有确定空间分布(不随时间变化, 不受流动影响的)的展向 Lorentz 力为流场控制量, 讨论其湍流抑制问题, 从而使问题更加集中, 更加简化. 该 Lorentz 力在层流中诱导的流场是一个可以明确描述的, 反映 Lorentz 力作用特性的定常流场. 本文将 Lorentz 力对湍流的抑制过程视作诱导流场对湍流流场的调制过程, 或视作确定流场对随机流场的调制过程, 进而开展此类问题的讨论. 计算结果表明, 控制后的流场仍具有流向涡和条带, 这反映了湍流拟序结构的遗存, 但此流场结构是基本确定的, 周期有序的, 与 Lorentz 力的周期分布密切相联. 本文详细分析和讨论了流场控制后, 单个流向涡和条带的结构特征和相互关系.

## 2 数值方法

### 2.1 计算方法与建模

无量纲形式的不可压缩流体的 N-S 方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 u + f, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot u = 0, \quad (5)$$

式中,  $u$  为速度矢量,  $p$  为压强与密度的比,  $Re$  为雷诺数,  $f$  为体积力.  $f$  表达式为

$$f = (0, 0, f_z), \quad (6)$$

$$f_z = A e^{-y/\Delta} \sin\left(\frac{2\pi}{L_x} k_x x\right). \quad (7)$$

此为展向 Lorentz 力, 不随时间变化, 仅在流向呈正弦分布.  $A$  是振幅,  $k_x = L_x/\lambda_x$  为波数, 其中  $\lambda_x$  为波长,  $L_x$  为槽道的流向长度.  $\Delta$  是 Lorentz 力的渗透系数.

上述方程可用 Fourier-Chebyshev 谱方法求解. 考虑到壁湍流在流向 ( $x$ ) 和展向 ( $z$ ) 的周期特性, 流向和展向采用 Fourier 变换和周期性边界条件, 法向则采用 Chebyshev 变换和无滑移壁面条件. 方程 (4) 左侧的时间项, 采用三阶精度的半隐式后差格式处理; 方程 (4) 右边的线性项和压力项利用影响矩阵法和 Chebyshev-tau 方法联立求解, 以消除流场出现的残余散度; 方程 (4) 左边第二项, 即非线性项, 采用 3/2 规则消除混淆误差.

图 1 为计算空间示意图. 来流沿着  $x$  方向, 从左向右流动. 在底部壁面装有电磁激励板, 启动后可在流场内产生确定空间分布的展向 Lorentz 力. 计算域尺寸为  $4\pi/3 \times 2 \times 2\pi/3$  (约  $754 \times 360 \times 377$  壁面单位, 流向  $\times$  法向  $\times$  展向). 流向和展向均采用均匀网格, 法向为非均匀网格, 近壁处最小  $\Delta y^+ = 0.2 \times (\sim 6 \times 10^{-2} \eta)$ , 槽道中心处最大  $\Delta y^+ = 8.6 \times (\sim 2.4 \eta)$ , 其中,  $\eta$  为 Kolmogorov 耗散尺度, 即最小空间分辨率. 计算过程中, 流向流量保持不变, 截面平均速度为  $U_z = 2/3$ , 相应的雷诺数为  $Re_z = 2667$ .

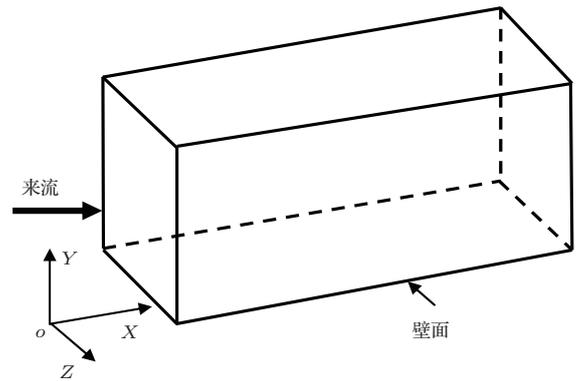


图 1 计算空间示意图

### 2.2 程序验证

为了验证程序的正确性, 本文先计算无控制情形 ( $Re_\tau = 180$ ), 并将计算结果与 Kim 等的数据进行比较. 结果表明, 本文得到的平均速度剖面符合经典的壁面率, 速度、涡量的脉动量与 Lee<sup>[7]</sup> 的结果符合. 随后, 在相同的雷诺数  $Re_\tau = 150$ , 计算域  $14 \times 2 \times 5.6$  和控制参数条件下 ( $A = 1.0, T^+ = 50, \Delta = 0.02, \lambda_z = 5.6$ ), 重复 Du 等<sup>[8]</sup> 的工作. 图 2 为脉动速度和涡量的均方根分布图, 其中, 图 2 (a) 和 (c) 是 Du 等的计算结果, 图 2 (b) 和 (d) 是本文的计算结果, 二者符合很好.

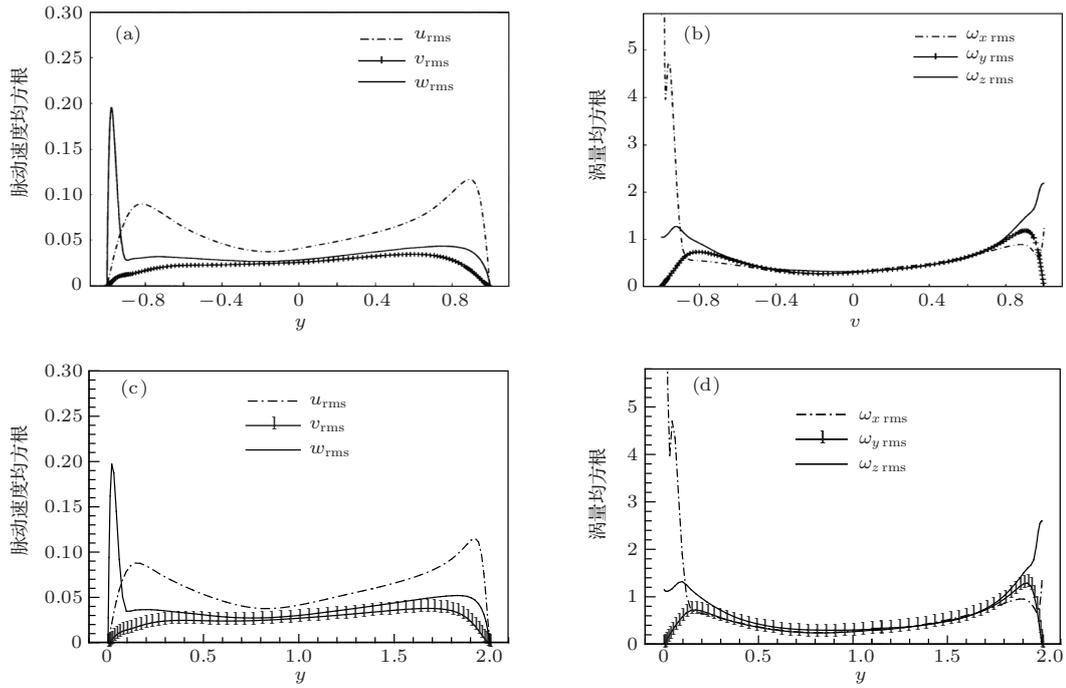


图2 脉动速度均方根与涡量均方根分布 ( $A = 1.0, T^+ = 50, \Delta = 0.02, \lambda_z = 5.6$ ) (a) 和 (b) Du 等 [8] 的计算结果; (c) 和 (d) 本文的计算结果

### 3 结果讨论

#### 3.1 Lorentz力参数对流动控制的影响

由方程 (6) 和 (7) 描述的展向 Lorentz 力, 其主要控制参数为振幅  $A$  和波数  $k_x$ .  $A$  确定力的大小,  $k_x$  确定力的空间分布, 它们对流场控制效果具有直接的影响. 以减阻为目标的流动控制, 常以减阻大小来评定流场的控制效果, 为此引进平均壁面减阻率, 定义为

$$Dr = \frac{f_{\text{drag}} - f'_{\text{drag}}}{f_{\text{drag}}} \times 100\%, \quad (8)$$

式中,  $f'_{\text{drag}}$  表示控制后壁面平均摩擦应力,  $f_{\text{drag}}$  表示控制前壁面平均摩擦应力.

##### 3.1.1 振幅 $A$ 不变, 波数 $k_x$ 对壁面阻力的影响

在  $t = 200$  时, 向流场加入振幅  $A = 1$ , 波数  $k_x$  分别为 0, 1, 3, 5, 10, 20 时的 Lorentz 力, 其壁面阻力的时间变化曲线如图 3(a) 所示. Lorentz 力作用前, 流场处在湍流状态, 壁面阻力较大. 加入 Lorentz 力后, 阻力迅速变化, 不同波数对阻力有不同的影响. 波数  $k_x = 1$  时, 阻力略有增加. 波数  $k_x = 3$  时, 减阻效果最好. 图 3(b) 为平均壁面减阻率随波数的变化曲线. 平均壁面减阻率随波数  $k_x$

增大, 先减小, 然后增加, 在  $k_x = 3$  时取得最佳减阻效果, 随后又逐渐减小.

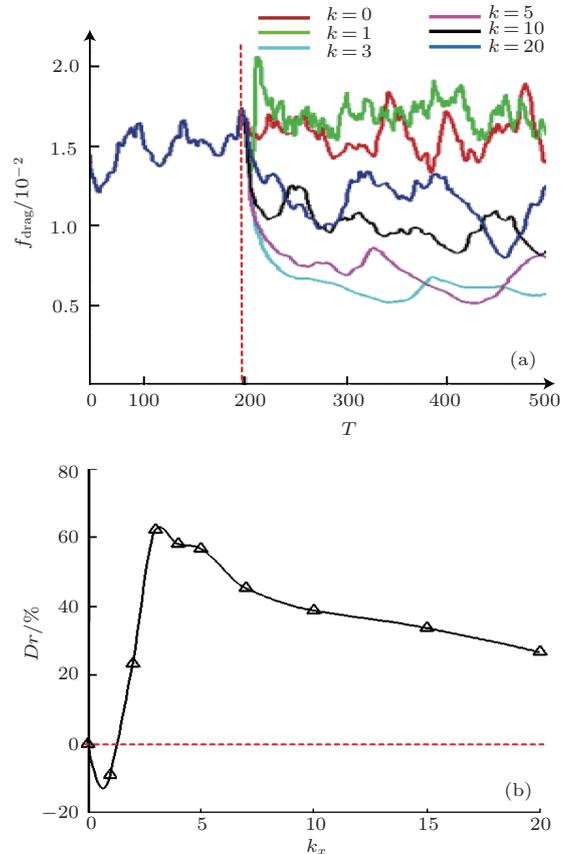


图3 (网刊彩色) 不同流向波数  $k_x$  条件下阻力实时曲线及其平均壁面减阻率曲线

### 3.1.2 波数 $k_x$ 不变, 强度 $A$ 对壁面阻力的影响

在  $t = 200$  时, 向流场加入波数  $k_x = 3$ , 振幅  $A$  分别为 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 3, 5 时的 Lorentz 力. 其壁面阻力的时间变化曲线如图 4(a) 所示. 加入 Lorentz 力后, 阻力迅速变化, 不同的振幅对阻力有不同的影响. 振幅  $A = 0.1$  时, 阻力略有减小. 振幅  $A = 1$  时减阻效果最好. 图 4(b) 为平均壁面减阻率随振幅  $A$  的变化曲线. 平均壁面减阻率随振幅  $A$  的增大而增加, 在  $A = 1$  时减阻效果最好, 随后开始减小, 并在  $A = 1.6$  附近成为负值, 其后开始增阻.

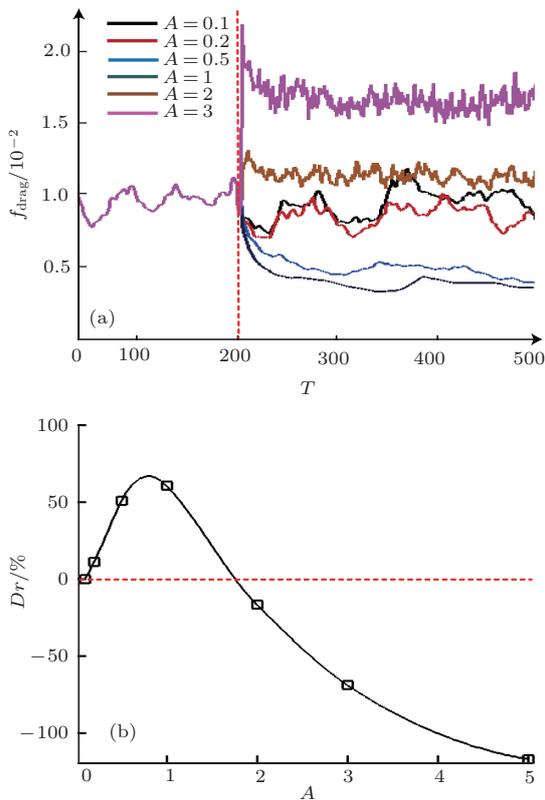


图 4 (网刊彩色) 不同振幅  $A$  条件下阻力实时曲线及其平均减阻率曲线

### 3.2 Lorentz 力对湍流的控制

壁湍流具有的, 以周期性条带和流向涡为结构特征的流场称为固有流场, 而 Lorentz 力作用于层流边界层所形成的流场称为诱导流场. Lorentz 力作用于壁湍流的过程可视为诱导流场对固有流场的调制过程, 调制结果使二者各自发生变化, 叠加成新的被控制的流场. 当 Lorentz 力的相关参数选择合适时, 湍流可以被有效控制, 此时, 壁面阻力下降. 本文选取减阻效果较好的控制参数, 即  $A = 1.0$ ,  $k_x = 3$  和  $\Delta = 0.02$ , 讨论确定空间分布的展向 Lorentz 力对壁湍流的控制及控制后的流场特征.

#### 3.2.1 Lorentz 力诱导的流场

由方程 (6) 和 (7) 描述的展向 Lorentz 力, 在流场空间具有不随时间变化的不受流动影响的确定分布, 其大小在  $x$  方向作正弦变化, 沿  $y$  方向呈指数衰减, 如图 5(a) 所示.

静止流场在该力的作用下, 最终成为二维 ( $x$  和  $y$  方向) 定常流动, 图 5(b) 为展向速度分布云图. 其中, 蓝色代表展向速度为负, 即  $w < 0$ , 红色代表展向速度为正, 即  $w > 0$ . 正/负展向速度区域周期性的相间排布, 在  $x$  方向的变化特征完全决定于 Lorentz 力的周期特性.

对于流动系统, Lorentz 力诱导的展向速度的分布, 因  $x$  方向的流动而发生变化. 图 5(c) 为层流中, Lorentz 力诱导的展向速度分布云图. 与图 5(b) 相比, 展向速度分布图明显向下游倾斜, 不再具有对称性, 但仍具有与 Lorentz 力相关的周期性变化特性. 展向速度分布图的倾斜使得诸如  $\lambda_x/2$  或  $\lambda_x$  附近出现展向速度的剪切层, 从而容易导致流向涡量的生成, 前者生成的流向涡量为正,

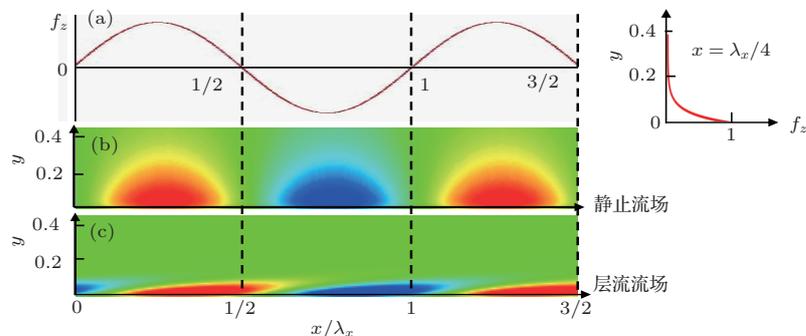


图 5 (网刊彩色) Lorentz 力分布及其诱导的流场的展向速度分布云图 (a) 左是 Lorentz 力在  $x$  方向上的分布, 右是其在  $y$  方向上的分布; (b) 是在 Lorentz 力诱导的静止流场的展向速度分布云图; (c) 是在 Lorentz 力诱导的层流流场的展向速度分布云图 (云图中蓝色代表展向速度为负, 红色为正)

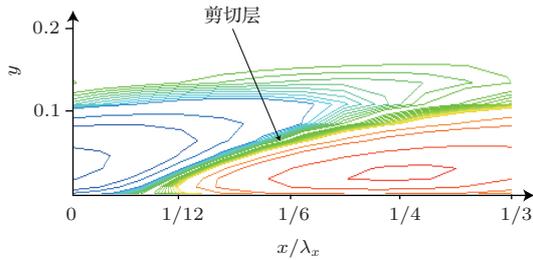


图6 Lorentz力在流向上各位置诱导的展向速度等值线分布

后者为负. 图6为局部区域的展向速度的等值线图, 该图清晰的描述了壁面附近生成的向下游倾斜的梯度极大的展向速度剪切层. 该剪切层沿 $x$ 方向以流向涡量正/负号相间的方式周期排列. 在扰动作

用下, 由于剪切层的不稳定, 容易形成流向涡结构.

### 3.2.2 湍流的固有流场

近壁湍流拟序结构的基本要素是条带和流向涡. 图7(a)是根据计算结果绘制的 $y^+ = 11$ 处的条带分布图, 其中, 蓝色为低速条带, 即 $u < 0$ , 红色为高速条带, 即 $u > 0$ , 它们在展向交替分布. 图7(b)为 $0 < y^+ < 180$ 空间内, 流向涡的分布图, 主要由准流向涡和马蹄涡构成. 图7(c)显示了条带和涡的相互关系, 背景图为条带, 右侧图中实线为马蹄涡涡腿的等值线. 由该图7(d)可见, 马蹄涡横跨低速条带, 条带内侧( $z$ 较小的一侧)为正流向涡, 外侧( $z$ 较大的一侧)为负流向涡.

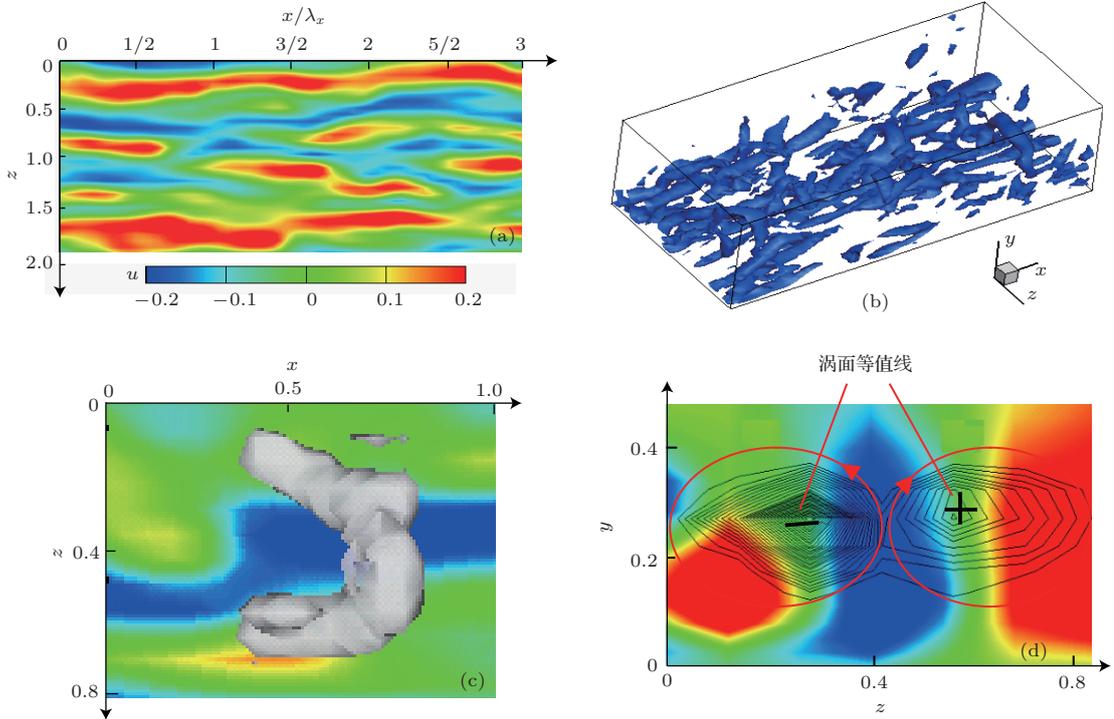


图7 (网刊彩色) 湍流近壁区域条带以及涡结构

### 3.2.3 湍流的调制

在Lorentz力诱导的流场作用下, 近壁流场不断发生变化. 图8为诱导流场和固有流场相互作用过程中,  $y^+ = 11$ 处的展向速度和条带以及近壁空间的流向涡结构的变化图. 图8(a), (b), (c)是展向速度变化图, 红色代表速度为正, 蓝色为负. 起始时刻, 展向速度分布是不规则, 紊乱的, 反映了湍流固有流场的随机特性. 加入Lorentz力后, 展向速度的分布逐渐呈现红、蓝交替的特征, 与诱导流场几乎一致, 其变化周期也与Lorentz力的变化周期一致. 图8(d), (e), (f)是条带变化图, 蓝色代

表低速条带, 红色代表高速条带. 起始时刻, 高/低速条带在展向交替分布, 条带有较多的弯曲, 长短不一, 具有壁湍流拟序结构的基本特征. Lorentz力作用后, 条带为规则的波浪形状, 其周期与Lorentz力的变化周期一致, 此外, 高/低速条带在展向交替分布. 图8(g), (h), (i)为 $y^+ = 0-109$ 区域的流向涡分布图. 起始时刻, 壁面附近存在许多无明显规则的准流向涡和马蹄涡. Lorentz力作用后, 流向涡的数量明显减少, 其中马蹄涡几乎消失, 而准流向涡则有规则的整齐分布.

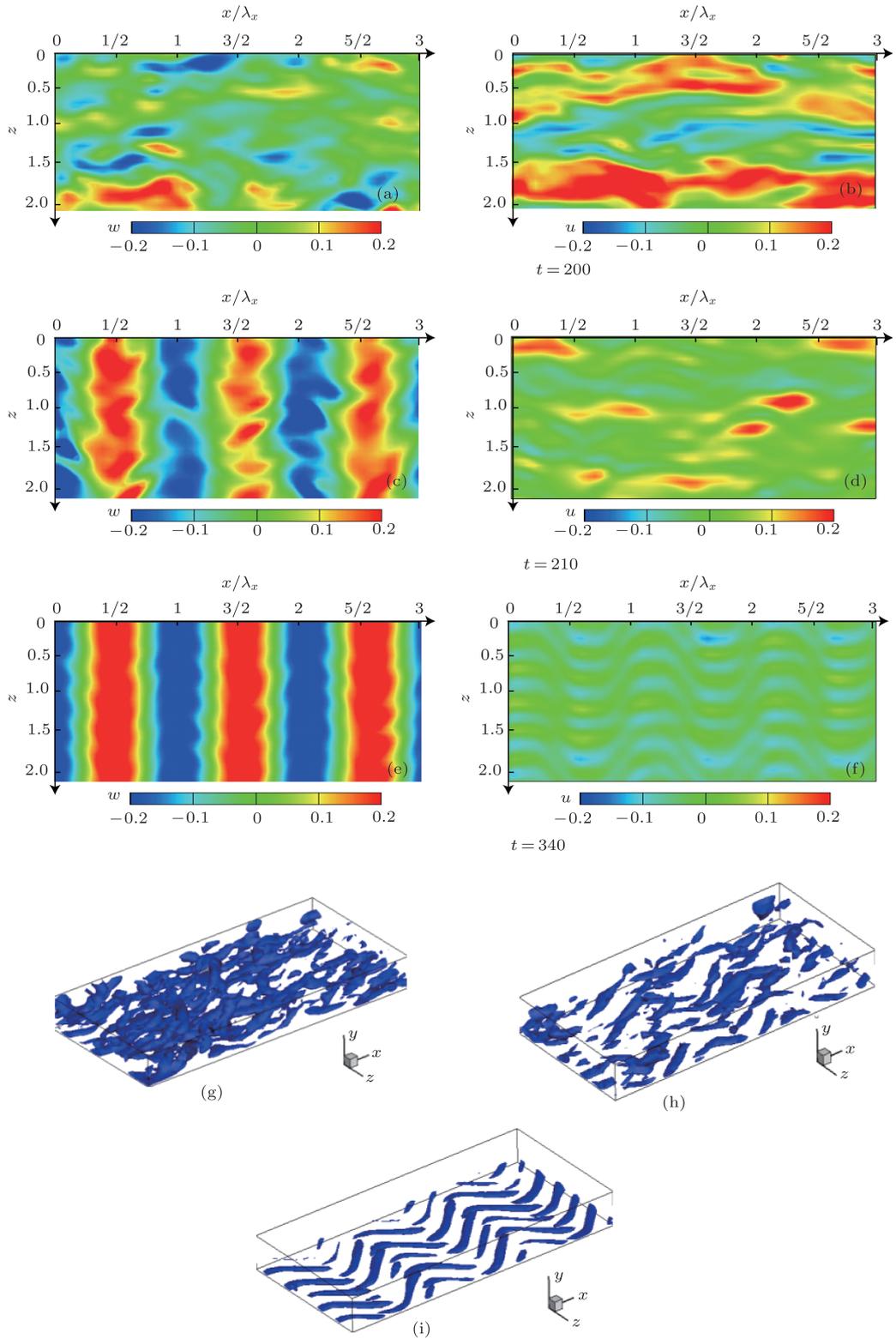


图8 (网刊彩色) 调制过程中流场的展向速度、条带以及涡结构分布

### 3.3 调制后的流场的涡结构特征

图9(a)是Lorentz力沿 $x$ 的分布图. 图9(b)是Lorentz力控制流场后, 流向涡分布图, 图中红色为正涡, 蓝色为负涡. 此时, 流动几乎是准定常的,

空间分布主要特征基本不随时间而发生变化, 流场中仅剩准流向涡, 其形状几乎一致, 正流向涡向内侧( $-z$ 方向)倾斜, 负流向涡向外侧( $+z$ 方向)倾斜, 倾斜角一致. 正流向涡以 $0.5\lambda_x$ 为周期, 出

现在  $0 < x < 0.5\lambda_x$  等区间, 负流向涡则出现在  $0.5\lambda_x < x < \lambda_x$  等区间. 同区间内, 临近涡的间距相同. 这样的周期变化特征也完全决定于 Lorentz 力的周期特性.

图 9(c) 是 Lorentz 力控制后,  $y^+ = 11$  处的条带分布图. 蓝色为低速条带, 黄色为高速条带, 它们几乎为规则的正弦曲线, 与 Lorentz 力分布曲线的位差为  $-\pi/4$ . 图中实线是流向涡向  $y^+ = 11$  处截面投影的等值线, 用来描述流场控制后, 流向涡与条带的关系. 流向涡跨越低速度条带, 几乎覆盖在低速度条带上方. 如某负流向涡, 起于低速条带内侧 ( $0.5\lambda_x$  附近), 然后不断的抬升, 在跨越低速度条带后, 止于另一侧的上方 ( $\lambda_x$  附近). 此处, 低速条带已被抬升到最高处, 故附近存在流向脉动速度的剪切层, 流向涡将在该剪切层附近猝发和破碎, 最终消失. 消失前, 该涡与下部的展向脉动速度剪切层作用, 卷起该剪切层下部  $w > 0$  的流体, 从而在壁面附近生成新的正流向涡. 该正流向涡从低速条带外侧跨越低速条带向下游发展. 流向涡贴近壁面的部分, (即靠近涡尾的部分), 相当于马蹄涡的涡腿, 它决定了高/低速条带的空间分布. 对于上面论述的一对前后出现的负/正准流向涡, 负涡尾部在低速条带外侧 ( $z$  较大的一侧), 而正涡尾部在条带内侧 ( $z$  较小的一侧), 这与马蹄涡两条涡腿相对与条带的位置一致.

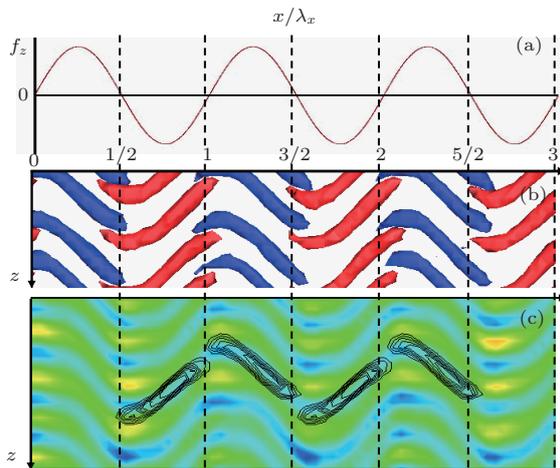


图 9 (网刊彩色) 调制后的流场的涡结构分布

图 10(a) 为 Lorentz 力控制后, 单个正流向涡的三维立体图, 它是根据计算区间所有正流向涡的平均值绘制的. 该涡的流向长度  $L_1^+ = 165$ , 斜跨宽度  $L_2^+ = 105$ , 抬升高度  $L_3^+ = 15$ , 倾斜角  $\theta_1 \approx 32.5^\circ$ , 仰角  $\theta_2 \approx 5.2^\circ$ . 由图看出, 流向涡大

致分为三部分, 最左端微微向内侧弯曲的部分为尾部, 它与流向涡的生成有关; 中间部分, 流向涡逐步抬升, 得到充分发展, 是流向涡的主体; 最右端为头部, 此时, 流向涡已上升到最高点, 由于此后发生的猝发破碎, 该流向涡最终消失. 图 10(b) 为湍流流场中, 任一准流向涡的图像, 其抬升高度  $L_3'^+ = 57$ , 远高于流场控制后的流向涡. 经典文献研究表明<sup>[25]</sup>, 湍流的阻力与湍流流场中涡结构的猝发有关, 涡结构的抬升高度越高, 猝发强度越大, 因此阻力也越大. 确定空间分布的 Lorentz 力控制后的湍流流场, 其准流向涡的高度大大降低, 也因此降低了流场的猝发强度, 导致阻力下降.

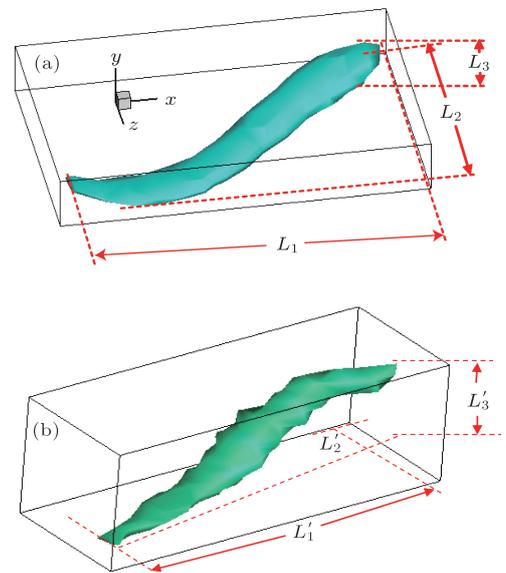


图 10 控制前后流场中的单个涡结构

## 4 结 论

本文利用 Fourier-Chebyshev 谱方法, 研究槽道湍流的确定分布的 Lorentz 力控制和减阻. 结果表明, 控制参数为  $A = 1.0$ ,  $k_x = 3$ ,  $\Delta = 0.02$  时, 确定空间分布的 Lorentz 力可以有效控制雷诺数为  $Re_z = 2667$  的槽道湍流, 并使壁面阻力下降. 通过 Lorentz 力诱导流场对湍流流场的调制以及调制后的流场涡结构的研究发现以下三个规律:

1. 确定分布的 Lorentz 力诱导的层流流场为定常, 诱导流场壁面附近存在梯度极大的展向速度剪切层. 该剪切层沿  $x$  方向以流向涡量正/负号相间的方式周期排列. 在扰动作用下, 由于剪切层的不稳定, 容易形成流向涡结构.
2. 在给定合适参数的确定分布的 Lorentz 力

作用下, 湍流流场仅剩准流向涡, 这些准流向涡形状几乎一致, 正流向涡向内侧 ( $-z$  方向) 倾斜, 负流向涡向外侧 ( $+z$  方向) 倾斜, 倾斜角一致. 控制后的准流向涡由涡头、涡身、涡尾三部分组成, 均跨越条带, 新涡的产生是由旧涡涡头诱导剪切层产生的.

3. 相对于湍流中的准流向涡结构, 控制后的准流向涡结构规律分布, 抬升高度大大降低, 因此降低了流场的猝发强度, 导致阻力下降.

## 参考文献

- [1] Kim J 2011 *Phil. Trans. R. Soc. A* **369** 1396
- [2] Hasegawa H, Kasagi N 2011 *J. Fluid Mech.* **683** 57
- [3] Deng B Q, Xu C X 2012 *J. Fluid Mech.* **710** 234
- [4] Ma J, Jin W Y, Yi M, Li Y L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6786 (in Chinese)[马军, 靳伍银, 易鸣, 李延龙 2008 物理学报 **57** 6786]
- [5] David G, Torsten S, Chan Y S 2012 *Phys. Fluids* **24** 077102
- [6] Berger T W, Kim J, Lee C, Lim J 2000 *Phys. Fluids* **12** 631
- [7] Lee C, Kim J 2002 *Phys. Fluids* **14** 2523
- [8] Du Y, Symeonidis V, Karniadakis G E 2002 *J. Fluid Mech.* **457** 1
- [9] Satake S, Kasagi N 1996 *Int. J. Heat Fluid Flow* **17** 343
- [10] Pang J, Choi K S 2004 *Phys. Fluids* **16** 35
- [11] Mei D J, Fan B C, Huang L P, Dong G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6786 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 黄乐萍, 董刚 2010 物理学报 **59** 6786]
- [12] Mei D J, Fan B C, Chen Y H, Ye J F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8335 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 叶经方 2010 物理学报 **59** 8335]
- [13] Mei D J, Fan B C, Chen Y H, Ye J F 2011 *Acta Mech. Sin.* **43** 653 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 叶经方 2011 力学学报 **43** 653]
- [14] Zou L Y, Bai J S, Li B Y, Tan D W, Li P, Liu C L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1034
- [15] Lin J Z, Li Jun, Zhang W F 2005 *Chin. Phys.* **14** 2529
- [16] Yang Z X, Cui G X, Xu C X, Zhang Z S, Shao L 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 054702
- [17] Zhang H Q, Lu H, Wang B, Wang X L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 084703
- [18] Huang L P, Fan B C, Mei D J 2012 *Theor. Appl. Mech. Lett.* **2** 012005
- [19] Du Y, Karniadakis G E 2000 *Science* **288** 1230
- [20] Xu P, Choi K S 2007 *Flow Control and MEMS* (Springer, Berlin) p259
- [21] Huang L P, Fan B C, Dong G 2011 *Acta Mech. Sin.* **43** 277 (in Chinese)[黄乐萍, 范宝春, 董刚 2011 力学学报 **43** 277]
- [22] Guo C F, Fan B C 2013 *J. Ship Mech.* **17** 336 (in Chinese)[郭春风, 范宝春 2013 船舶力学 **17** 336]
- [23] Huang L P, Fan B C, Dong G 2010 *Phys. Fluids* **22** 015103
- [24] Kravchenko A G, Choi H, Moin P 1993 *Phys. Fluids* **5** 3307
- [25] Kravchenko A G, Choi H, Moin P 1993 *Phys. Fluids* **5** 3307

# Vortex structures in turbulent channel flow modulated by a steadily distributed spanwise Lorentz force\*

Wu Wen-Tang<sup>1)</sup> Hong Yan-Ji<sup>1)†</sup> Fan Bao-Chun<sup>2)</sup>

1) (National Key Laboratory of Laser Propulsion and Application, Academy of Equipment, Beijing 101416, China)

2) (National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

( Received 3 September 2013; revised manuscript received 20 November 2013 )

## Abstract

Turbulence control and drag reduction in a channel flow by using a steadily distributed spanwise Lorentz force are investigated numerically via a direct numerical simulation (DNS). The characteristics of controlled flow fields and vortex structures are described. Meanwhile, the mechanisms of turbulence suppression and drag reduction by the Lorentz force are also discussed. Calculated results indicate that: (1) The shear layers with a large gradient of spanwise velocity are created in the laminar boundary layer induced by the spanwise Lorentz force, where the streamwise vortices are easily generated by perturbations. (2) Under the action of the distributed Lorentz force with proper control parameters, only periodically well-organized streamwise vortices are observed in the near-wall region of the turbulent channel flow. (3) After controlling, the averaged lift height of inclined streamwise vortices is reduced significantly as compared with the uncontrolled turbulence flow, resulting in the reduction of the burst strength and subsequent drag reduction on the wall.

**Keywords:** turbulent channel flow, direct numerical simulation (DNS), drag reduction, Lorentz force

**PACS:** 47.27.Rc, 47.27.nd, 47.27.ek, 47.27.De

**DOI:** [10.7498/aps.63.054702](https://doi.org/10.7498/aps.63.054702)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11172140).

† Corresponding author. E-mail: [hongyanji@vip.sina.com](mailto:hongyanji@vip.sina.com)