

文章编号: 1000-0887(2005) 04-0379-07

湍流边界层外区扰动激发近壁区 相干结构的一种机制*

张东明, 罗纪生, 周 恒

(天津大学 力学系, 天津 300072)

(我刊编委罗纪生、周恒来稿)

摘要: 应用直接数值模拟的方法, 研究了湍流边界层近壁区由于外区扰动的作用而导致相干结构产生的问题。结果表明: 在湍流边界层近壁区的上边界存在的速度扰动, 可以在近壁区内激发出相干结构, 从而完善了单个相干结构的理论模型。

关键词: 湍流边界层; 相干结构; 激发

中图分类号: O357.5 文献标识码: A

引 言

湍流边界层近壁区内相干结构的生成机理一直是人们关心、研究的问题。Tsujiimoto 和 Miyake 的工作^[1]表明, 近壁区内的湍流特征, 主要由区内的相干结构的生成和演化所确定, 而不取决于小尺度湍流。但需在 $y^+ > 60$ 处有来自外区的某种激励, 否则近壁区将退化为层流。因而从机理上研究外区如何对近壁区产生激励, 就是完整描述湍流近壁区相干结构生成的另一个关键。在本文中我们将研究这一问题。文献[2]中所提相干结构模型虽有其合理性, 但仍不能完全解释相干结构的产生, 因为它要求有一个初始扰动。如不能说明初始扰动从何而来, 则仍不能说有了相干结构产生的完整模型。由于我们研究的是近壁区的问题, 扰动应该是从外区来的。在相干结构的实验研究中发现, 相干结构演化后期, 会有喷发过程。这时近壁区会有流体喷向外区。同时, 外区流体会向下并向前流入近壁区, 称为扫掠。根据这一观察结果, 我们提出了一个计算模型, 即假定在计算区域的入口处附近上边界的一个区域内, 在一段时间内有一股流体向下并向前流入计算区域, 研究在计算区域中是否会有类似于相干结构导致的流场生成。扰动流速的大小则取为实验所得该处湍流强度的均方根值。

1 数值计算方法

基本方程是 Navier-Stokes 方程和连续方程

* 收稿日期: 2003_09_26; 修订日期: 2004_11_30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19732005); 南开大学天津大学刘徽应用数学中心资助项目

作者简介: 张东明(1965—), 男, 天津人, 博士;

周恒(1929—), 男, 福建人, 教授, 中科院院士(联系人, Tel: + 86_22_27890533; E_mail: hzhoul@tju.edu.cn)。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad \text{及} \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

其中 \mathbf{u} 是速度, p 为压力, Re 是 Reynolds 数, ∇ 是 Hamilton 算子, ∇^2 是 Laplace 算子。

由于我们把相干结构看成是一种扰动, 所以用扰动方程更适宜。我们将速度和压力分解为:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}, \quad p = P + p, \quad (2)$$

其中 \mathbf{U} 是基本流速度, \mathbf{u} 是扰动速度, P 是基本流压力, p 是扰动压力。把(2)式代入(1)式并减去基本流满足的定常 N-S 方程即得扰动方程

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}; \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

基本流速度 \mathbf{U} 为已知。原则上应由解定常 N-S 方程而得, 但也可用某一近似解。我们采用的是一种近似解, 其求法在文献[3]中有详述, 此处不再重复。由于我们研究的区域非常靠近壁面, 仅限于约 100 个粘性长度内, 此处小尺度湍流很弱, 这可由文献[4]中的图得到证实。在该图中除了相干结构尺度的涡以外, 无明显小涡。因此我们在计算中采用了准层流假设。

方程(3)的求解方法见文献[2]。在我们的方法中, 所有变量在展向 z 的方向都用 Fourier 展开, 这隐含着展向是周期性的假设。但如果计算区域在展向取得足够宽, 相干结构只占总宽度的一半左右, 则由周期性带来的隐含的相干结构间的相互作用很小。这已为文献[2]中的计算所证实。

2 计算区域及边界条件

雷诺数 $Re = U_\infty \delta_b / \nu = 50\,000$, 特征速度为外流速度 U_∞ , 特征长度为计算区域入口处压缩后的 Blasius 剖面的名义厚度 δ_b , 见文献[2]。

所选的计算区域, 流向方向为 $0 \leq x \leq 33$, 法向方向 $0 \leq y \leq 0.88$ (100 个粘性长度), 展向方向为 $-1.9151 \leq z \leq 1.9151$, 以上是以 δ_b 无量纲化的。扰动速度 u, v, w 的初值都为零。

边界条件 入口速度及压力条件: $x = 0$ 时, $u = v = w = 0, p = 0$; 出口速度及压力条件: $x = 33$ 时, $u = v = w = 0, \partial p / \partial x = 0$; 平板壁面速度及压力条件: $y = 0$ 时, $u = v = w = 0, \partial p / \partial y = 0$; y 向外缘边界速度及压力条件: $y = 0.88$ 时, $\partial p / \partial y = 0, u, v, w$ 除入口处一局部区域外都为 0, 在此局部区域内, 取 $u = 0.02, v = -0.02, w = 0$ 。经过一段时间 ($T_S = 10$) 后, 局部区域内撤去速度扰动(在此时间内, 扰动作用区固定不动), 整个上边界换成文献[2]中所述的边界条件 $\partial \mathbf{u} / \partial y + \alpha \mathbf{u} = 0$ 。这相当于外区对近壁区有一个局部的速度扰动, 其作用时间有限。随后, 扰动即自由演化, 因而在上沿以外按指数衰减。

这样的速度扰动, 模拟一股外区流体从前上方在扰动区域内流入近壁区。根据实验结果^[5], 在 $y^+ = 100$ 处, 流向的扰动速度均方根值略大于 0.05, 法向的扰动速度均方根值略大于 0.03。

我们的目的是考察来自外区的这种扰动是否真能在近壁区内激发出类似于相干结构的流场。

在流向、法向及展向上网格均采用等间距的均匀网格, 网格数为 $50 \times 100 \times 32$, 时间步长 $\Delta t = 0.02$ 。相干结构的幅值 A 定义为: $A = \sqrt{|u_{\max}|^2 + |v_{\max}|^2 + |w_{\max}|^2}$ 。

3 计算结果

显然, 相干结构可以是关于 z 方向对称的, 也可以是非对称的。然而, 非对称的情况远比

对称的情况占优势^[2], 1980年以前流行的对称发卡涡模型, 后来发现是由于当时的实验技术无法提供单个相干结构完整图像而平均化过程产生的误导。直接数值模拟用于湍流的研究后发现, 大多数的相干结构是由两个非对称的具有不同涡量的蠕虫似的涡组成^[2]。因此, 本文中我们将重点研究非对称的情况。

我们曾算过多种例子, 但由于篇幅所限, 此处仅举一个典型例子。取外边界扰动作用时间 $T_s = 10$, 图1中阴影部分为我们所加速度扰动的区域, 其范围为 $0 \leq x \leq 5.9$, z 方向宽度为 1.2, 区域与 x 方向夹角为 40° 。



图1 所加扰动区域示意图

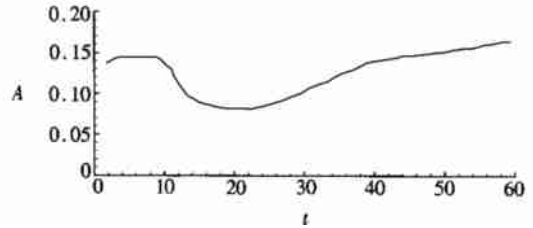


图2 非对称相干结构的幅值 A 随时间 t 的演化

图2是由直接数值模拟(DNS)所得非对称单个相干结构的幅值 A 随时间的演化情况, 由此我们可以看出当边界层外区扰动作用时, A 一直是增长的。外区扰动作用之后, A 有一些减小, 但后来又增长起来, 甚至超过了外区扰动作用时的值。这里应是某种不稳定性导致的结果, 如文献[1]中建议的那样。

图3分别给出不同时刻, 不同流向位置的 $y-z$ 平面速度矢量图。从图中可以看出, 流场中出现的涡对的确不是对称和纯流向的, 大小也不相等。 $t = 20$ 时, 涡还只在计算区的上边界附近。但随着时间推移而向下游传播时, 涡的强度逐渐增强, 涡心下移, 能达到近壁区下半部分。

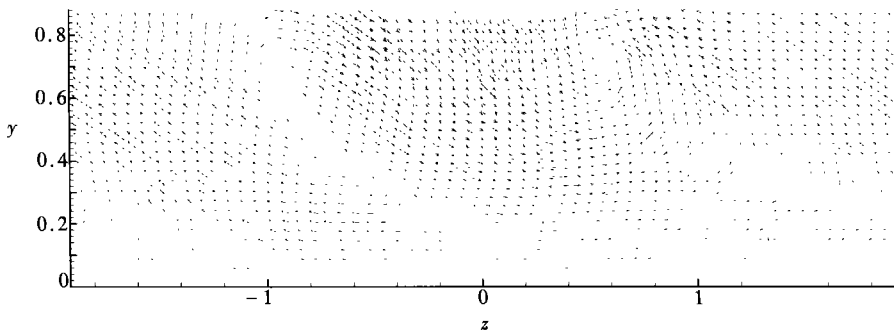
图4分别给出不同时刻涡量 ω 的流向分量 ω_x 的等值面图。从图中可知, ω_x 的等值面随着向下游移动中, 由上边界逐渐移向平板壁面, 而且不是对称的。

由此可见, 在不对称扰动作用下所激发出来的非对称涡或相干结构, 与单个相干结构的不对称共振三波模型初值情况的涡结构类似^[2]。

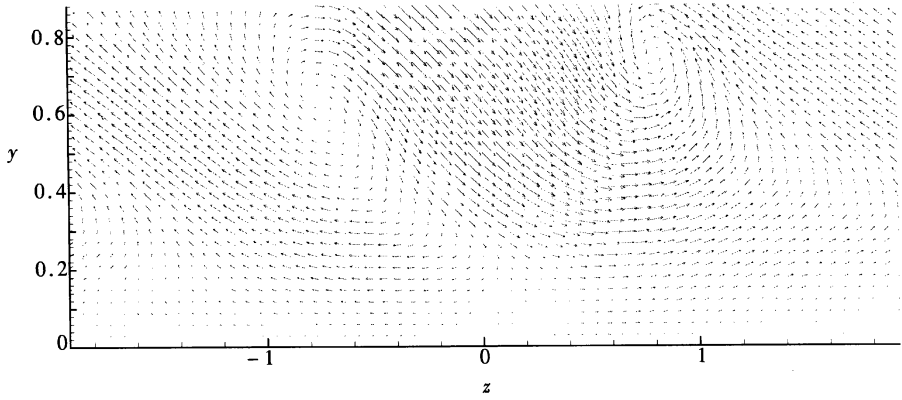
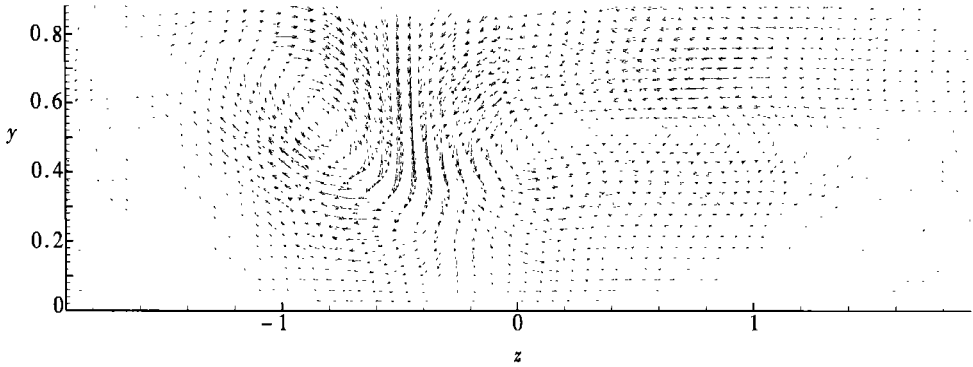
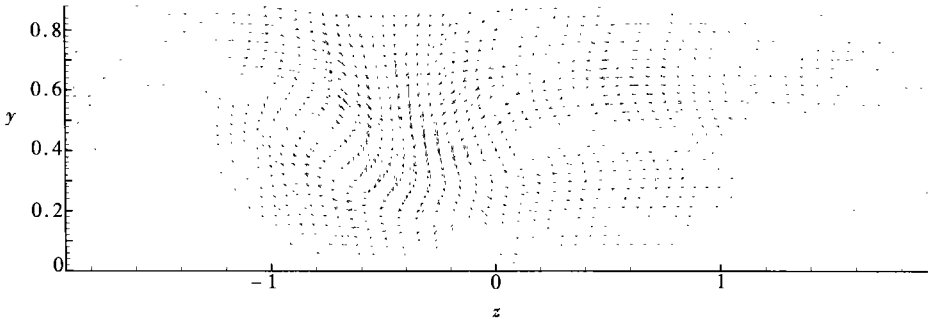
其它一些计算结果。

1) 边界加速度扰动的区域以相干结构流向传播速度向下游移动, 而不像前面那样固定不动。

根据实验和DNS的结果, 传播速度取为 $10u^*$, 其中 u^* 为摩擦速度。扰动作用时间 $T_s =$



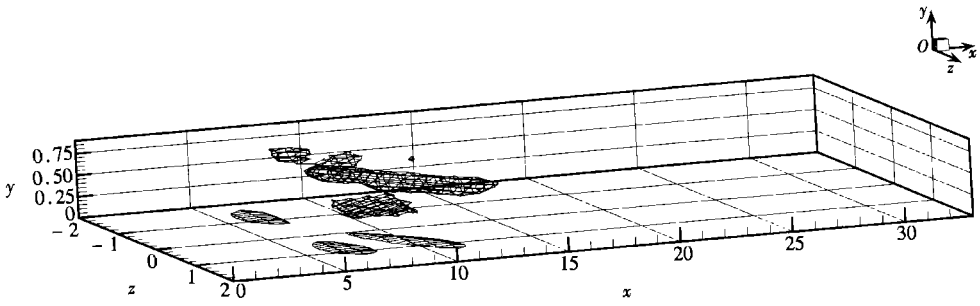
(a) $x = 9.24, t = 20$

(b) $x = 8.58, t = 20$ (c) $x = 19.14, t = 40$ (d) $x = 18.48, t = 40$ 图3 不同时刻不同流向位置 y_z 平面速度矢量图

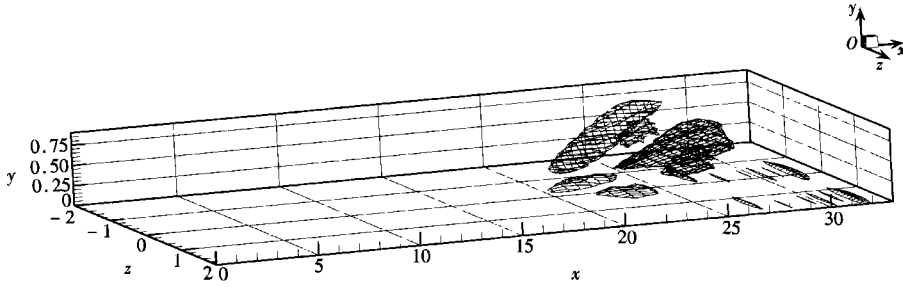
10. 图5是相干结构幅值随时间演化图。与扰动区域固定不动时的结果比,其幅值 A 可增长到一个更大的值。不同时刻、不同流向位置 y_z 平面速度矢量图,不同时刻流场涡量 ω 的流向分量 ω_x 的等值面图和扰动作用区不动的情况没有太大差别,只是流向涡心在下游更靠近平板壁面一些。

2) 扰动区域大小对相干结构被激发情况的影响

仍以非对称情况为例,把扰动区域在展向宽度缩小为1,其它参数不变。图6是二者幅值演化的比较。扰动区域缩小面积后,幅值 A 的增长没有原来的大。图7是 $t = 50$ 时, ω_x 的等值面图,由图可知,虽然已演化到下游,但等值面离平板壁面还比较远。综上所述,要在近壁区



(a) $t = 20$



(b) $t = 50$

图4 不同时刻 ω_x 的等值面图

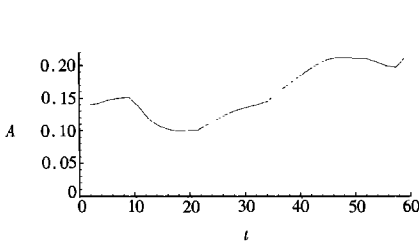


图5 扰动区域向下游移动情形下, 幅值 A 随时间 t 的演化

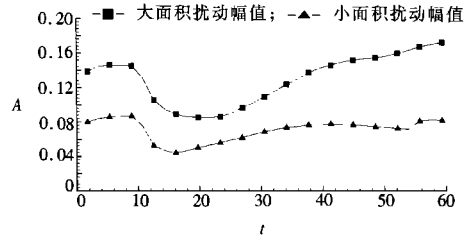


图6 不同面积扰动区域幅值 A 随时间 t 的演化

激发出相干结构, 外边界所加扰动区域应足够大, 这样才能保证外区的扰动把足够的能量带入而在近壁区内激发出相干结构。

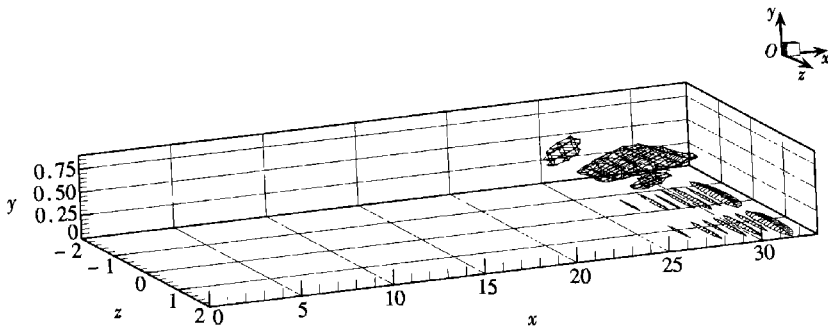


图7 $t = 50$, 缩小扰动面积的 ω_x 的等值面图

3) 扰动作用时间的影响

当扰动作用时间减少为 8 和 6, 而其它参数与以前相同时, 相干结构的幅值也能迅速增长

起来,如图 8 所示。作用时间再减少,则相干结构的幅值增长就不明显了。显然,这是由于外界扰动作用时间短了,输入到近壁区的能量少了,不足以激发出相干结构。

4) 扰动强度的影响

取 $u = 0.03, v = -0.03, w = 0$ 其它参数与以前相同。图 9 是幅值随时间的演化,由图可知,幅值增长更明显,这说明随着输入能量的增强,在近壁区内被激发出的相干结构强度越大。

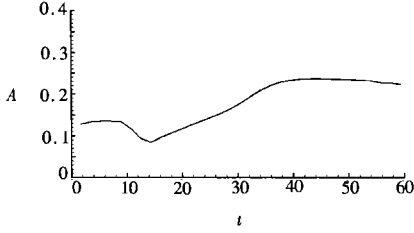


图 9 扰动速度分量 $u = 0.03, v = -0.03, w = 0$ 时,幅值 A 随时间 t 的演化

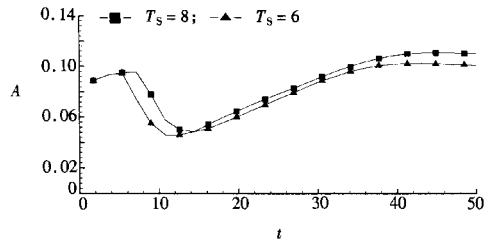


图 8 扰动作用 $T_S = 8, T_S = 6$ 的幅值 A 随时间 t 的演化

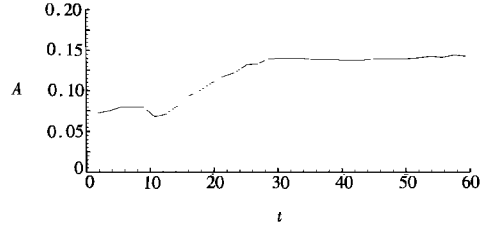


图 10 扰动速度 $u = 0.04, v = -0.03$, 作用区宽度 = 0.6 时,幅值 A 随时间 t 的演化

5) 扰动强度较大,但区域变小的结果

取 $u = 0.04, v = -0.03$,把扰动区域在展向宽度缩小 0.6,其它参数与以前相同。图 10 是幅值随时间的演化,由图可知,幅值可以比较快地增长,但最终幅值不如扰动区域在展向宽度为 1,扰动幅值为 $u = 0.03, v = -0.03$ 的大。这说明输入能量大小对被激发的相干结构强度有重要影响。

4 结 论

在近壁区外边界如有流体以 $u = 0.02, v = -0.02, w = 0$ 的速度流入近壁区,可以在近壁区内激发出相干结构。依赖于速度扰动区域的形状,可以激发出对称或非对称的相干结构。当上边界所加速度扰动区域以一定速度向下游移动时,近壁区内产生的流向涡在下游将更靠近壁面,其它方面和固定扰动区域没有太大的差别。要激发出相干结构,外边界所加扰动区域应足够大,并作用足够长的时间。扰动速度加大,可以在近壁区内激发出强度更大的相干结构。

扰动的作用停止后,相干结构的演化主要由基本流的某种不稳定性所决定。当然,在近壁区中可以激发相干结构的外区扰动可能有多种形式,我们研究的只是可能的一种。根据现在的认识,湍流边界层中的湍能主要通过相干结构的生成而产生,其能量主要通过相干结构的不稳定性取自基本流。在相干结构生成的近壁区,最大湍流脉动速度可达边界层外流速的 16% 左右。相干结构演化后期的喷射将湍能带到外区。而反过来,其大小要小得多的外区扰动作用于近壁区则起了在近壁区激发相干结构的催化剂的作用。因此,有了在本文中研究的激发机制,则近壁区湍流的生成及维持机制,就有了一个比较完整的图象。

[参 考 文 献]

- [1] Tsujimoto K, Miyake Y. Universal property of autonomous layer in nearwall turbulence [A]. In: Kambe T, Miyake Y Eds. IUTAM Symposium on Geometry and Statistics of Turbulence [C]. the Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1999, 385—390.
- [2] 周恒, 陆昌根, 罗纪生. 湍流边界层近壁区单个相干结构的模拟 [J]. 中国科学, A 辑, 1999, 29(4): 366—372.
- [3] 周恒, 熊忠民. 湍流边界层近壁区相干结构起因的研究 [J]. 中国科学, A 辑, 1994, 24(9): 941—948.
- [4] Gurzenec Y G, Piomelli U, Kim J. On the shape and dynamics of wall structures in turbulent channel flow [J]. *Phy Fluids A*, 1989, 1(4): 764—766.
- [5] Hirze J O. *Turbulence* [M]. 2nd edition. New York: McGraw_Hill Book Company, 1975, 488.

A Mechanism for the Excitation of Coherent Structures in the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer

ZHANG Dong_ming, LUO Ji_sheng, ZHOU Heng

(Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, P. R. China)

Abstract: The problem of how the coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer could be excited by the disturbances from the outer region was investigated by using direct numerical simulation (DNS) method. The results show that velocity disturbances at the upper boundary of the wall region could excite coherent structures in the wall region, thus offering a more comprehensive model for individual coherent structures.

Key words: turbulent boundary layer; coherent structures; excitation