

湍流转捩的研究

是勋刚* 周恒**

【摘要】 本文从实验观测、理论分析与数值模拟三方面扼要地总结了在有壁面限制的剪切流与自由剪切层中湍流转捩研究的发展现状,着重介绍了在三维扰动与相干结构的流动结构方面的研究进展,并对今后研究的重点提出了一些看法。

一、引言

湍流转捩的研究从 O.雷诺 1883 年的圆管流动实验算起至今已有 100 多年历史,至今虽已取得了许多进展,但有一些基本问题仍远未得到解决。转捩问题不仅作为湍流的起源具有基本理论的意义,而且具有重要的实用价值。因为流动中的许多有工程意义的物理效应,如阻力、传热和传质等在转捩阶段都要发生急剧的改变。1940 年前后美国和日本发展的层流翼型便是推迟转捩实现减阻的一个杰出范例。因而了解湍流转捩的机理,进而预测和控制转捩也是广大工程师们的迫切愿望。40 多年后的今天,人们对湍流的认识已大为深化。众所周知,在层流向湍流转捩的过程中会形成一些特定结构的大尺度涡,称为拟序结构或相干结构。这些涡结构的形成、发展与破碎对转捩本身的机制以及各种有工程意义的物理效应都起着关键作用。转捩的过程正是相干结构形成与发展的过程。当前国际上的热门课题之一便是通过对这些涡结构的控制实现减阻或降噪等工程目的。

一般来说从层流到湍流的转捩要经过一系列越来越复杂但基本上仍属层流的事件逐步完成的。对初始基本平行的二维层流来说,总可认为先后经过二维扰动与三维扰动两个发展阶段,在每一阶段内又都可划分为早期的线性小扰动与后来的非线性发展二个时期。到 70 年代二维的线性与非线性的稳定性理论都已有了相当的发展。近十年中对转捩的三维阶段的研究取得了一些重要的进展。本文将着重讨论这方面的研究情况。这些成就是通过实验观测、理论分析与数值模拟三方面紧密配合、互相衔接、取长补短而取得的。

二、平面 Poiseuille 流与平板边界层的转捩问题

平板边界层与平面 Poiseuille 流有十分相似的转捩过程和机制,但平面 Poiseuille 流有严格平行的基本流动和有限的横向尺寸,理论处理比较容易。边界层流动作为初步近似也可当作平行流来处理。

1. 实验观测

在实验上发现三维扰动现象要追溯到 1959 年 Klebanoff 和 Tidstrom 的平板边界层实验。他们发现用振动条所激发的二维的 Tollmien-Schlichting 波有自发地发展成一种三维结

* 北京大学力学系教授

** 天津大学教授

构的趋势。这启发他们在1962年又进行有控制的三维扰动实验。结果发现在振动条下游的流场发展成一个沿展向周期性地出现峰谷交替变化的三维流向涡系。在垂直于流向的截面上观察流向涡与二次流如图1所示。用流动显示技术在平行于壁面的平面上可看到向下游移动的

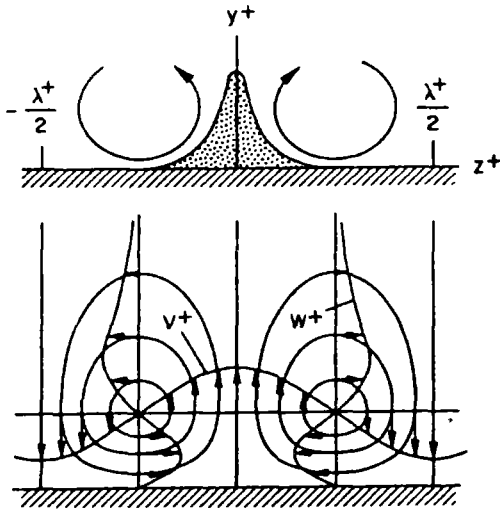


图 1

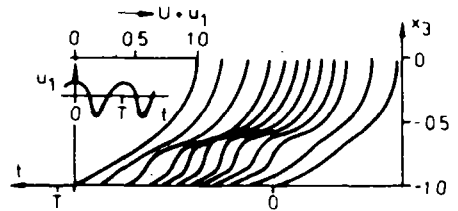


图 3

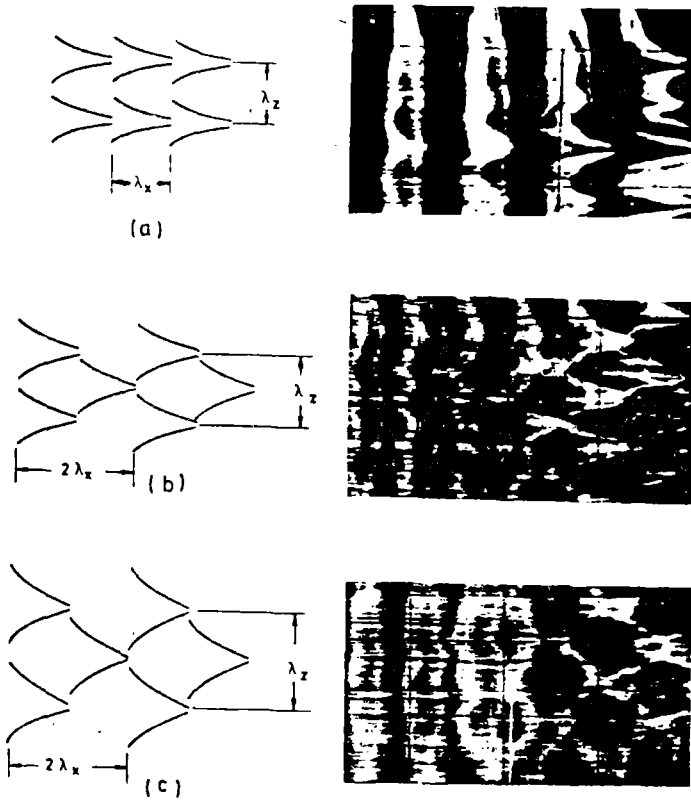


图 2

的在展向与流向都周期性地成行排列的 Λ 形(或马蹄)涡结构(图2a),其流向波长等于T-S波的波长,展向波长约为90—100个壁面长度单位($l^+ = \frac{v}{u^*}$),即 $\lambda^+ = 90-100$ 。上述二次流速度虽然只有自由来流速度的2%,却在转换的机制上起着关键的作用。在展向为峰的位置,由于底层低速流体上升,使流向速度剖面在边界层的外层形成局部高剪切层和出现两个扭转点(图3)。从稳定性理论得知,这里的流动是很不稳定的。热线测量发现这里出现了尖峰状的高频脉动信号。这就是“湍斑”的萌芽。这种“湍斑”在空间许多地方出现并在向下游对流过程中互相融合,很快形成充分发展的湍流。

80年代最重要的发展是Saric和Thomas(1983),Kachanov和Levchenko(1984),Saric,Kozlov和Levchenko(1984)用流动显示技术发现了与Klebanoff所描述的(K-型)不同的三维扰动波图型,即所谓交错的 Λ 涡图型,其流向波长为T-S波的两倍,亦即亚谐波的波长。而且存在两种不同的亚谐波模式,分别称为H-型与C-型(图2b与c),后者有相对较宽的展向波长。在实际情况下究竟出现哪一种三维扰动波型,取决于初始的二维T-S波的振幅或背景扰动的强度。一旦出现了三维扰动,就很快转变为充分发展的湍流,其间的距离是不长的。

在平面Poiseuille流中转换的实验研究主要是Nishioka等人(1975—1985)与Feliss等人(1977)所做。他们也用振动条技术观察到与Klebanoff等在边界层上所看到的十分相似的一系列现象。后来Kozlov和Ramasanov(1984)也在平面Poiseuille流中观察到不同的三维扰动波图型。

总之,实验告诉我们:1.平板壁面上的转捩总是从二维T-S波开始,而T-S波又必将演变为三维扰动波;2.三维扰动有三种明显不同的结构,每一种的展向波长都有一定的选择性;3.三维扰动有比二维T-S波更大的放大率,在随后的演化中起决定性作用,而流动很快就演变为充分发展的湍流。

2.理论分析

从80年代以来,稳定性理论的重点转向研究三维扰动问题。理论应回答以下三个问题:1.为什么必然要出现三维扰动?其机理与数学模型是什么?2.如何决定三维扰动的有关参数?3.如何计算三维扰动的演化规律?

Herbert在1983和1984年提出了二次失稳理论,即经过了一次失稳以后形成的新的基本流动 $\underline{U} + \underline{V}_{2D}$ 对三维小扰动波 $\varepsilon \underline{V}_{3D}$ 的线性不稳定性,其中 \underline{U} 是最初的平行流基本流, \underline{V}_{2D} 是有限幅值的定常或准定常的二维扰动波。Herbert发现,有可能由于三维波与二维波之间的参数共振而失稳,导致三维扰动的出现。在失稳后三维扰动波有远高于二维波的波幅增长率,且这个增长率既依赖于二维波幅的大小也依赖于三维波的展向波数 β 。实验中最易出现的波应该是放大率最大的波数 β_{max} 。Herbert还发现,当三维波的流向波数 α 为T-S波的1/2时,即是一种亚谐波时,能引起二次失稳所要求的二维波幅的下限值最小。这就很好地解释了实验所观察到的H-型三维扰动波图型。但因为这种理论是线性理论,不能用来说明后来的高度非线性阶段的演化过程。

一种能解释C-型三维扰动的理论称为三波共振理论。它最早为Raetz(1959)提出。考虑以下形式的三个扰动波分量

$$\sum_{n=1}^3 U_n(y) \exp[i(\alpha_n x + \beta_n z - \omega_n t)]$$

它们的波数与频率之间满足关系

$$\alpha_1 = \alpha_2 + \alpha_3, \quad \beta_1 = \beta_2 + \beta_3, \quad \omega_1 = \omega_2 + \omega_3$$

由于 N-S 方程的非线性项是二次的, 这三个波之间可能通过非线性相互作用形成共振。Craig (1971, 1980) 发现, 如三个波的波数与频率满足以下条件

$$\beta_1 = 0, \quad \beta_2 = -\beta_3, \quad \alpha_2 = \alpha_3 = (1/2)\alpha_1, \quad \omega_2 = \omega_3 = (1/2)\omega_1$$

即有一个二维的 T-S 波与一对对称倾斜的三维亚谐波, 它们满足共振条件, 导致三维扰动波幅急剧增长。这种理论又提供了一种波数选择的机制, 它很好地解释了 C-型三维扰动波图型。周恒等 1984 年也研究了三波共振的弱非线性问题, 发现对平面 Poiseuille 流, 有可能把三波共振理论与二次失稳理论统一起来。这些工作目前还只限于平面 Poiseuille 流与弱非线性情形。

Kachanov (1987) 提出了一种更广泛的共振概念。如以 (α, β, ω) 表示某一扰动波的波数和频率, 则由一个二维基波 $(\alpha, 0, \omega)$ 可激起各阶二维谐波 $(n\alpha, 0, n\omega)$ 。而这每一个谐波又可各自与一对斜波 $((1/2)n\alpha, \pm\beta_n, (1/2)n\omega)$ 形成亚谐波共振。若由基波直接引起的斜亚谐波共振, 就形成 C-型或 H-型的三维扰动。若由二次谐波引起斜亚谐波共振, 就可能是 K-型扰动。这一模型是否正确还有待于计算出结果并与实验作比较后才能确定。

Benney 和 Gustavsson (1981) 又提出了直接共振理论。我们知道在线性理论中一个三维扰动波可通过 Squire 变换化为一个等价的二维 T-S 波问题。通过解 O-S 方程, 可求出 $\alpha u + \beta w$ 与 v , 但不能将 u 与 w 分开。为求 u 与 w , 可再推导一个垂直涡量 $\eta = \beta u - \alpha w$ 的方程, 加上 η 的齐次边条件, 就构成另一个特征值问题。若两特征值相等, 则形成共振, 垂直涡量将迅速增加。由于这种共振是一个斜波内部的机制, 他们称之为直接共振。Jang, Benney 和 Gran (1986) 将此概念用于边界层, 找到了直接共振的波。根据这一理论算出修正的平均速度分布有展向波长 $90l^+$, 与实验发现的边界层底层的低速条纹的展向间距平均值 $100l^+$ 很接近。他们认为这解释了湍流边界层底层的低速条纹产生的机理。

总之, 对三维扰动产生的机理与波数的选择性, 现已有了多种理论, 能够作出一定的解释。但关于三维扰动的非线性演化问题, 稳定性理论有很大困难。

3. 数值模拟

对于二维与三维扰动的非线性阶段的演化过程, 数值模拟似乎成了物理实验之外的唯一手段。从 1980 年以来有越来越多的学者用数值模拟手段来模拟转捩过程。Wray 和 Hussaini (1980) 首先用 N-S 方程初值问题的数值解模拟了边界层的转捩问题, 计算结果与 Kovaszny (1962) 的实验观测极好地符合, 特别是局部垂直剪切层的形成。Orszag 等 (1980, 1981, 1983) 对平面 Poiseuille 流、边界层、平面 Couette 流与管道流动中的转捩的数值模拟做出了巨大的贡献。几乎同时期, 西德的 Kleiser 等 (1982, 1984, 1985, 1987) 也对平面 Poiseuille 流与边界层中的转捩及其控制问题做了出色的模拟。

目前在转捩或湍流的数值模拟中用得最多的方法是谱方法或伪谱方法。下面以平面 Poiseuille 流为例简要说明。

在一个以 T-S 波的相速度向下游移动的动坐标系中可观察到转捩的时间发展过程。于是在数值模拟中的时间与实验中的 x_1 坐标之间有一个变换关系。取一个长方体积分区域: $0 < x_j < L_j$, ($j=1, 2$), $|x_3| < 1$ 。其中 L_1 为 T-S 波的波长, L_2 为从实验或稳定性理论提供的展向波长。在壁面上采用无滑流边条件, 在水平方向 x_1 与 x_2 的两对边界面上则采用周期性边条件。周期性边条件有很大好处, 首先可将计算机能提供的数值分辨率全部集中用于一个波长的空间范围上; 更重要的是可将流动变量作富氏级数展开, 在垂直方向则用切比雪夫多项式展开, 这也等价于在非均匀网格上的富氏级数, 即可用谱方法求解。谱方法的好处是: 1. 精度特高, 有指数级的收敛速度, 远高于一般数值方法的代数级; 2. 无数值粘性, 因为所有空间微商都是用分析方法求得的。这对转捩问题尤其重要。

在作富氏展开后, N-S 方程就化成一系列富氏分量的模对时间的常微分方程问题, 对后者可用各种成熟的有限差分法求解。

下面列举 Kleiser 等(1985)的部分数值模拟结果。数值模拟所用的物理参数与 Nishioka 等的实验一致。数值分辨率从转捩早期的 $8 \times 8 \times 40$ 增加到后期的 $32 \times 32 \times 40$ 。

图 4 是计算得到的在垂直于流向的截面上的平均二次流的演变。它由成对的反向旋转的流向涡系组成, 在后期出现第二对涡。整个发展过程与 Klebanoff 等(1962)在边界层转捩中的测量很好地一致。图 5 是不同高度上平均速度的展向变化, 它是由交替出现的底层低速度流体的上升与高速流体的下沉所引起的。其中(a)是数值模拟结果; (b)是 Nishioka 等的实验测量。显然, 两者相符极好。图 6 是在展向为峰的位置上的瞬时速度剖面。像实验(图 3)中一样在 $x_3 = \pm 0.6$ 附近出现了扭转点与高剪切层。图 7 显示了在 $t=122$ 时刻的高剪切层的三维结构, 其中包括两个流向周期。可见高剪切区被包在一个流向伸长的舌形区域内, 舌尖很窄。图 8 是一个等速度面的空间图形, 面上各点的瞬时流向速度等于 T-S 波的相速度。将面上变化陡峭的点连起来构成 Λ 形或马蹄形涡系。图 9 是作者在另一篇关于转捩控制的数值研究的论文(1985)中所发表的计算模拟的“气泡线”显示的流场三维结构。可清晰地辨认出 H-型交错的 Λ 涡结构(图 9a)和 K-型规则的 Λ 涡结构(图 9b)。

三、自由剪切层的转捩与相干结构的研究

平面混合层或自由剪切层的研究具有重要的实际意义。大尺度涡结构(即相干结构)的形成与发展是它的最吸引人的现象, 不管流动为层流或湍流, 它都将发生。而转捩是指在初始层流的流动中出现大量的随机小尺度涡的过程, 这是两个性质不同的过程。但大量测量表明, 转捩的完成就大约发生在大尺度涡第二次卷并的地点, 而且有些学者认为正是大尺度涡卷并过程中形成的高剪切率是小涡生成的主要机制, 因而对自由剪切层的转捩与相干结构的研究不可分割地联系在一起。

1. 实验观测

自由剪切层中大涡结构的观测最早要追溯到 Flügge(1939)的工作。但形成高潮是在 70 年代以后, 盛况至今不衰。大量实验均记实了在自由剪切层中明显存在有规则的大涡结构。初始不稳定的 Kelvin-Helmholtz 波卷起成为大尺度的展向涡, 在向下游移动过程中相邻的二个甚至多个展向涡会互相卷并形成更大尺度的涡。这样的卷并可以接连发生多次。普遍认为, 展向涡的卷并就是自由剪切层厚度增长的主要机理。上述过程基本是二维的, 对小尺度扰

动有很强的抗干扰能力。80年代后期,Zaman 和 Hussain(1981),Ho 和 Huang(1982),Oster 和 Wynanski(1982),Ho 和 Huerre(1984)等又发现大涡结构对适当频率范围的人工扰动很敏感,因而可以用低水平的人工扰动控制自由剪切层的下游发展,以实现一定的工程目的。与此同时,一系列实验发现,在自由剪切层中除存在主要的展向大涡外,还存在三维的流向涡结构(Miksad(1972),Konrad(1976),Jimenez 等人(1979),Browand 和 Troutl(1980),Roshko(1981),Bernal(1981),Breidenthal(1981) Wei 等人(1982),Browand(1986),Bernal 和 Roshko(1986))。它以反向旋转的涡对形式出现,其展向尺度小于展向大涡的流向尺度,且随下游距离逐渐增大。其规则程度远不如展向涡。Bernal(1981)提出了自由剪切层大涡结构的三维拓扑模型(图 10)。

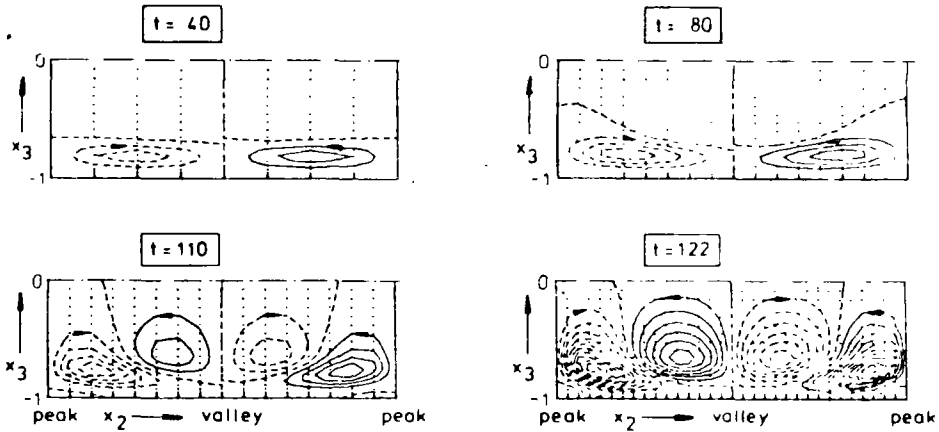


图 4

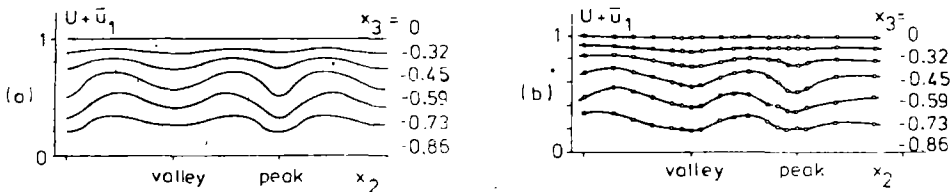


图 5

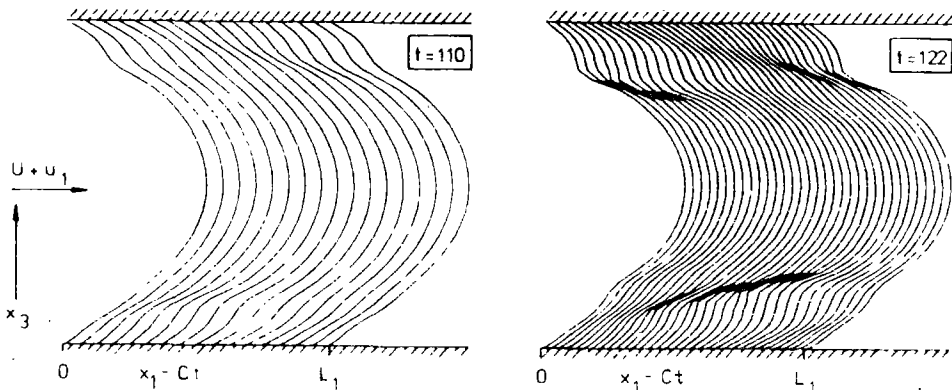


图 6

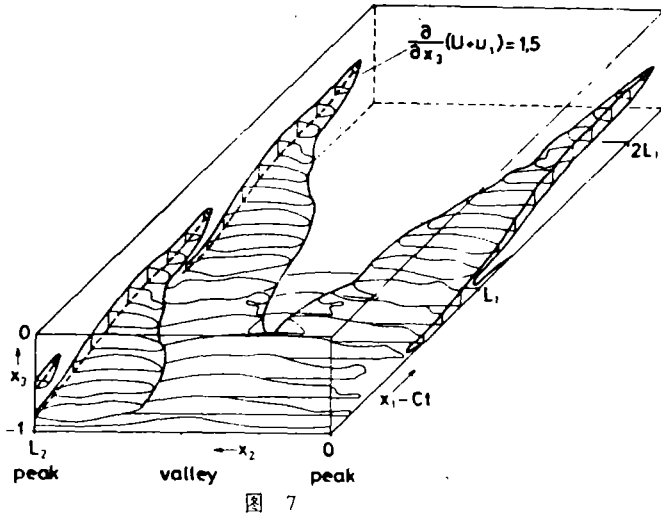


图 7

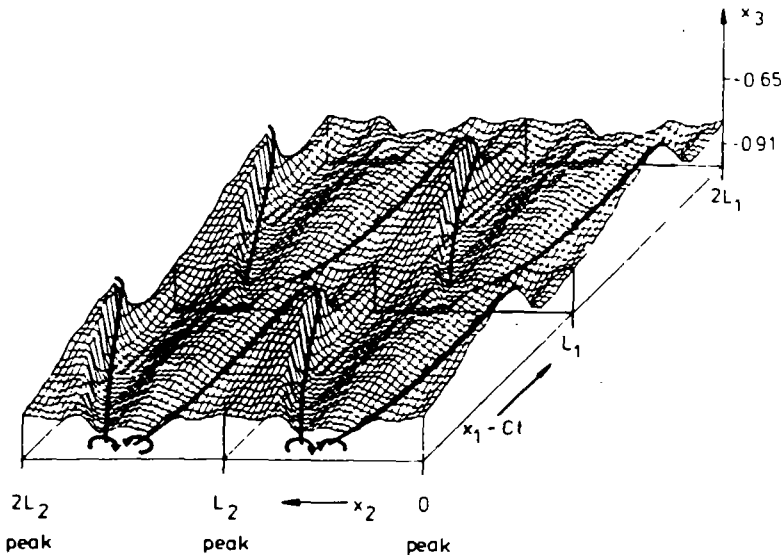


图 8

2.理论分析

众所周知速度剖面有拐点的平行剪切流是无粘不稳定的。对于双曲正切的速度剖面 Michalke(1964)用线性无粘的稳定性理论求出了不同波数的扰动波的放大率与相应的特征函数。给出了最不稳定的扰动波的波数或频率,与不加人工扰动的混合层在分隔板后缘下游邻近测得的能谱峰值所在的频率很好地一致。但实际的基本流并不是平行流,它的厚度随下游距离增加。Grigton 和 Gaster(1976)Plaschko(1979),Gaster 等(1983)将线性理论推广到慢发散的流动中,发现一定频率的扰动波幅将在下游某个地点达到一最大值,它正对应于 Kelvin-Helmholtz 不稳定波卷绕成大尺度涡的位置。当自由剪切层已卷成流向波长为 λ 的无穷涡排时,线性稳定性分析给出最不稳定的扰动波波长为 2λ ,即亚谐波分量。早在 1932 年

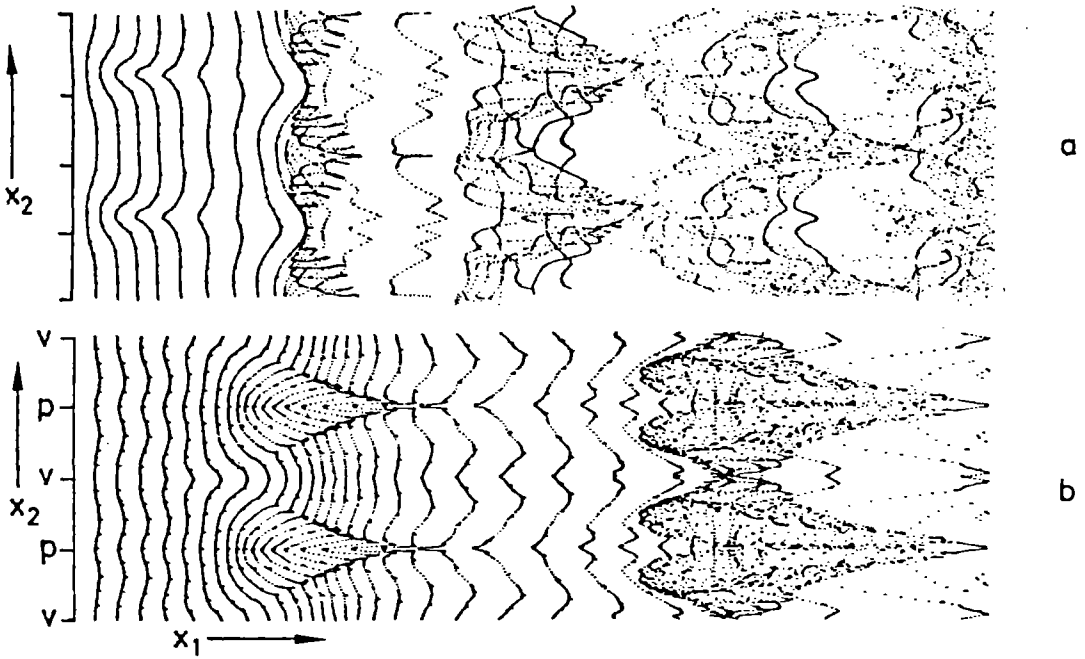


图 9

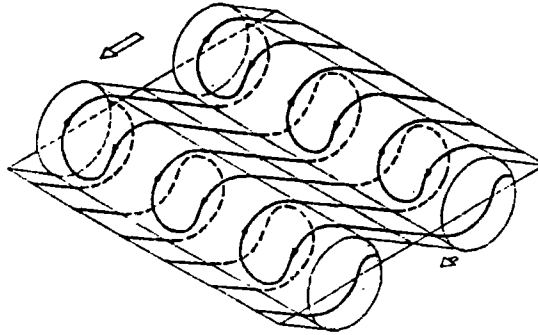


图 10

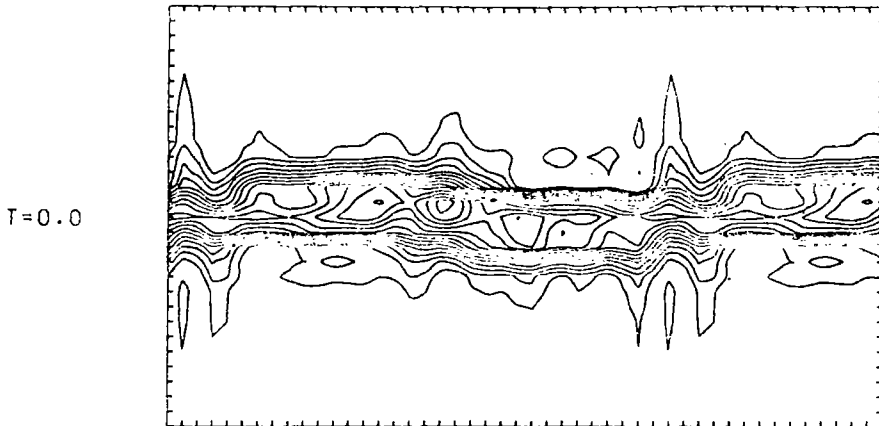


图 11(a)

$T=2.5$

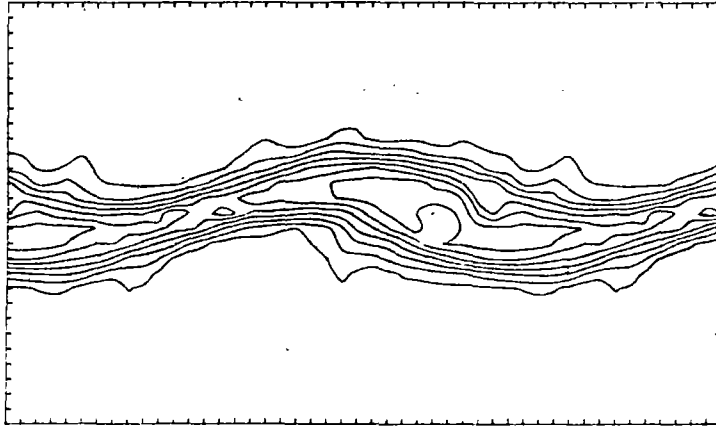


图 11(b)

$T=5.0$

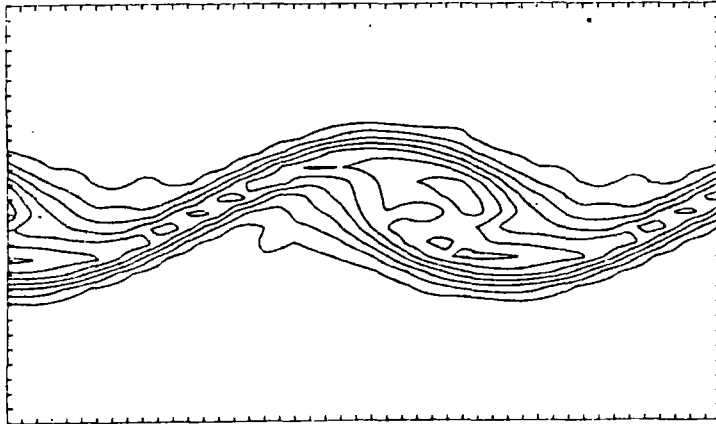


图 11(c)

$T=7.5$

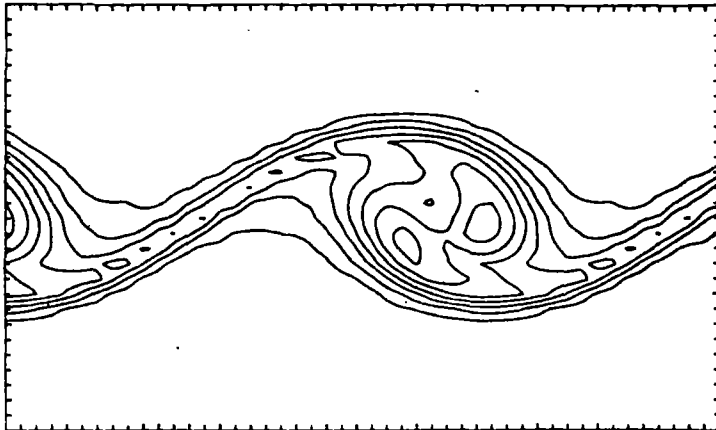


图 11(d)

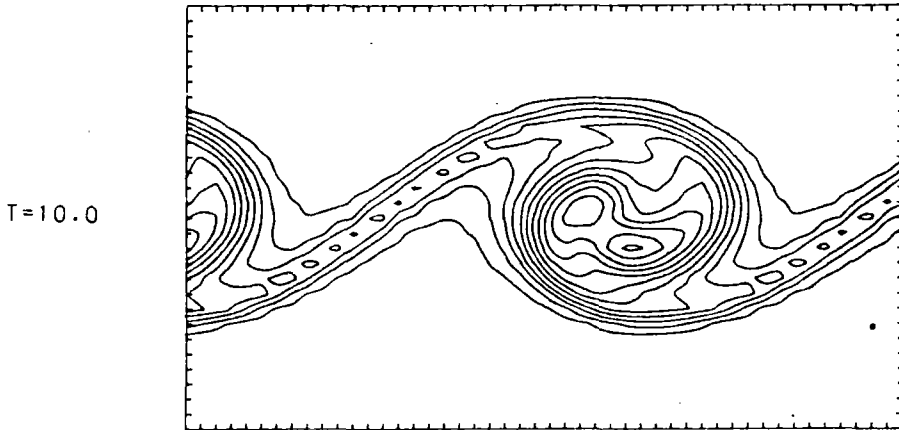


图 11(e)

Lamb 就对最简单的一排点涡的模型给出这个结果。Pierrehumbert 和 Widnall (1982) 则对用 Stuart (1967) 所发现的定常二维欧拉方程的准确解所表示的周期性涡排模型得到了同样的结论。这可以说明相邻两个大涡趋向卷并的机理。然而很高的亚谐波幅的增长率损害了线性理论的有效性。Nikitopoulos (1982) 与 Nikitopoulos 和 Liu (1982) 用能量积分法研究了基波与亚谐波之间的非线性相互作用, 所得到的动量厚度的流向变化与波幅最大值的位置等都与测量定性一致。

关于三维流向涡结构的最早的理论探索要追溯到 Benney 和 Lin (1960), Benney (1961), 尽管当时还没有这种结构存在的实验证据。Pierrehumbert 和 Widnall (1982) 把流向涡结构的产生当作已平衡的周期性涡排的二维基本流动对三维小扰动的二次失稳的结果。前者仍取为 Stuart 所给的二维定常欧拉方程的周期解。通过线性无粘的稳定性分析, 发现了两种三维不稳定的模式。第一种称为平移模式, 三维扰动的流向波长与基本流相同, 最不稳定的展向波长为流向波长的 $2/3$ 。展向大涡将出现类似于图 10 的沿展向的周期性变形; 第二种称为螺旋形卷并模式, 三维扰动的流向波长为基本流的二倍, 即亚谐波模式, 其最不稳定的展向波数是 0, 即上面提到的二维亚谐波失稳, 当展向波数不为零时, 出现沿展向周期性的局部卷并, 形成如 Browand 和 Troutt (1980) 观察到的展向位错现象。但理论不能对展向波数给出明确的选择性。

3. 数值模拟

至少从 1964 年开始, 已有大量的工作对平面混合层, 特别是时间发展的自由剪切层进行了数值模拟研究。虽然所用的数学模型与数值方法多种多样, 所有这些工作都不同程度成功地模拟了自由剪切层的二维展向大涡的卷起、卷并甚至破碎过程, 证实了线性稳定性的理论预测, 特别有意义的是能够相当逼真地再现观察到的后期高度非线性阶段的一系列现象。从 80 年代开始出现了一些完全非线性的三维数值模拟工作, 如 Couet (1979) Riley 和 Metcalfe (1980), Cain 等 (1981), Brachet 和 Crszag (1983) Davis 和 Moore (1985) 等。我国在这方面也有了良好的开端。天津大学周恒与舒伟教授指导的博士生张洪泉在博士论文工作中用三阶精度的有限差分法数值求解二维不可压的 N-S 方程, 在定性与定量上都得到了与实验符合得很好的计算结果。下面展示北京大学是勋刚教授的硕士生单肖文用伪谱方法作时间发展的自

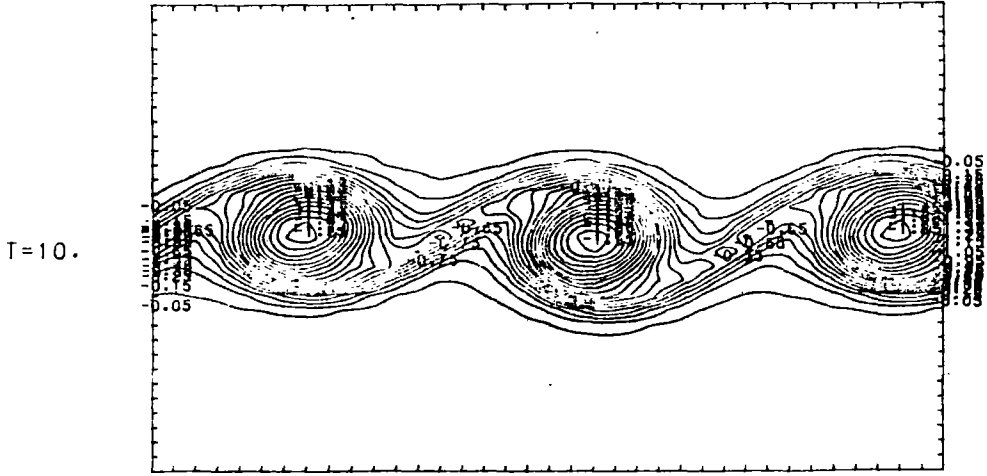


图 12(a)

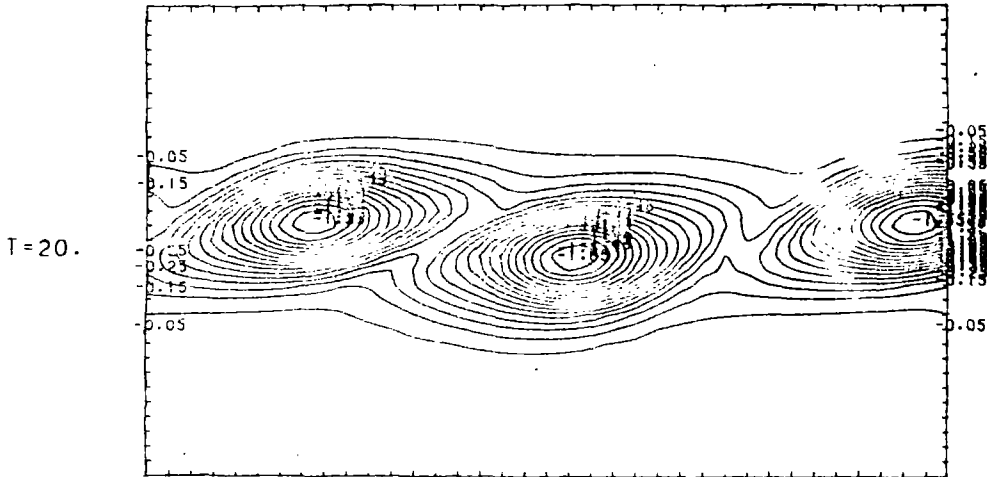


图 12(b)

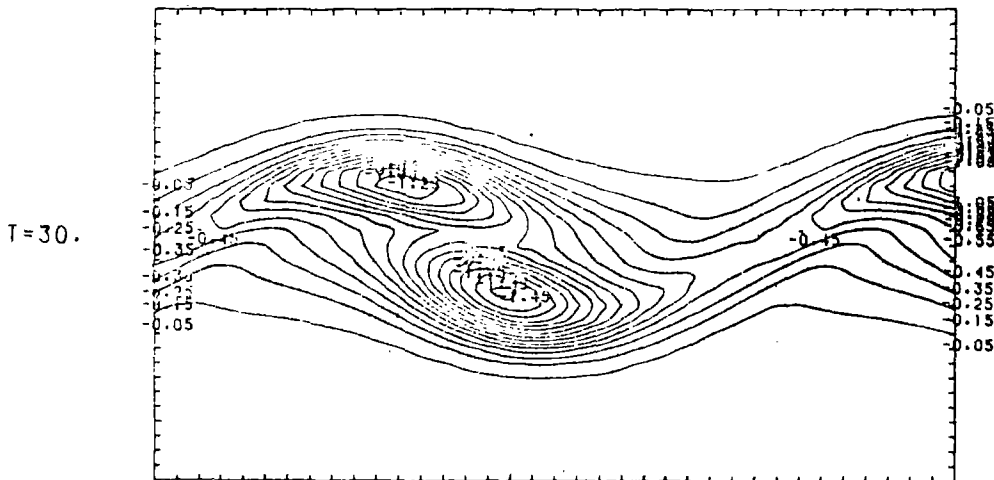


图 12(c)

由剪切层的相干结构的直接数值模拟的主要结果。图 11a-e 是用初始场含有随机扰动与最不稳定的基波的三维程序计算给出的自由剪切层展向大涡卷起的过程。图 12a-d 是用一个二维程序模拟的相邻两个展向大涡卷并的过程。同一程序也可模拟三涡或四涡合并的过程，只需在初始流场中加入 $1/3$ 或 $1/4$ 的亚谐波即可。

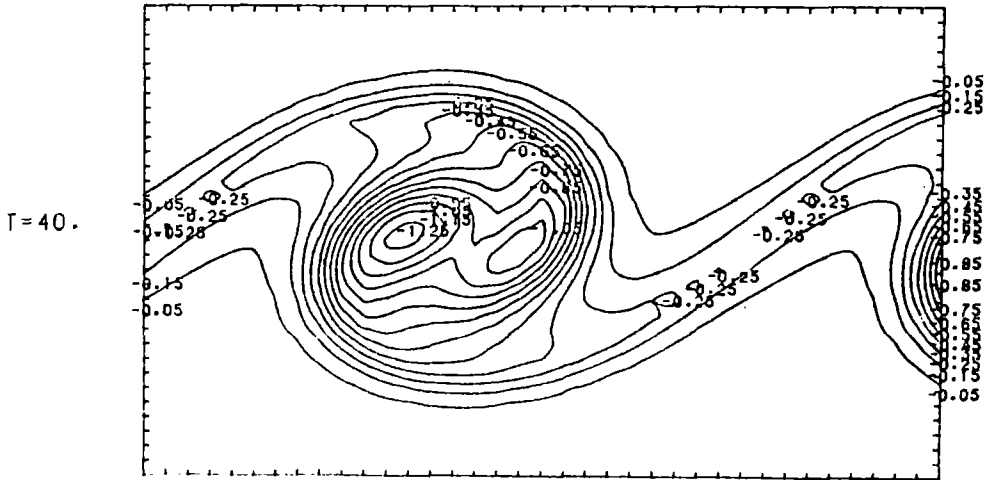


图 12 (d)

四、今后研究的意见

有关湍流转换的基本机理研究与应用基础研究应并重且互相紧密结合,在此具体问题上两者并不相距很远。今后的重点要放在对三维结构与非线性发展阶段的研究上。在研究方法上要将实验观测、理论分析与数值模拟紧密配合,互相取长补短。在我国尤其要加强实验研究,它是全部工作的基础,特别要加快发展流场显示与计算机图像处理的技术。理论分析可给出机理性解释与发展初期的结构特征,但对高度非线性的阶段难有进展。在稳定性理论指导下的数值模拟工作大有作为,随着计算机能力的飞快发展,可越来越逼真地模拟从层流到充分发展的湍流的全过程。

参 考 文 献

- [1] Benney, D.J., Lin, C.C. (1960) *Phys. Fluids*, **3**, 656—57.
- [2] Benney, D.J., (1961) *JFM*, **10**, 209—36.
- [3] Benney, D.J., Gustavsson, L.H. (1981), *Stud. Appl. Math.*, **64**, 185.
- [4] Bernal, L.P. (1981), Ph.D. thesis. Calif. Inst. Technol., Pasadena.
- [5] Bernal, L.P., Roshko, A. (1986) *JFM*, **70**: 499—525.
- [6] Brachet, M.E., Orszag, S.A. (1983), Submitted to *JFM*.
- [7] Breidenthal, R. (1981), *JFM*, **109**, 1—24.
- [8] Browand, F.K., Troutt, T.R. (1980), *JFM*, **97**, 771—81.
- [9] Browand, F.K., (1986), *Physica*, **18 D**, 135—48.
- [10] Cain, A.B., Reynolds, W.C., Ferziger, J.H. (1981), Intern. Rep. No. TF-14, Stanford Univ. Calif.

- [11] Couet, B. (1979), Intern.Rep.SU-IPR No.793, Stanford Univ.Calif.
- [12] Craik, A.D.D. (1971), *JFM*, **50**, 393—413.
- [13] Craik, A.D.D. (1980), *JFM*, **99**, 247—62.
- [14] Crighton, D., G.Gaster, M. (1976), *JFM*, **77**, 397—413.
- [15] Davis, R.W., Moore, E.F. (1986), *Phys.Fluids.*, **28** (6), 1626—35.
- [16] Feliss.N.A., Potter, M.C., Smith, M.C. (1977), *J.Fluids Eng.*, **99**, 693—98.
- [17] Fliigel, G (1939), VDI-Forschung sheft No.359.
- [18] Fujiwara, T., Taki, S., Arashi, K. (1986), AIAA Paper 86-0528.
- [19] Gilbert, N., Kleiser, L. (1987), Proc.Intern.Conf.Fluid Mech.Beijing., 67—72.Peking Univ.Press.
- [20] Herbert.T. (1983), In: T.Tatsumi (Ed): Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (Kyoto 1983) 53—58, Elsevier (1984).
- [21] Herbert, T. (1983), AIAA Paper 83—1759.
- [22] Herbert, T. (1984), AIAA Paper 84—0009.
- [23] Ho, C.M., Huang, L.S. (1982), *JFM*, **119**, 443—73.
- [24] Ho, C.M., Huerre, P. (1984), *Ann.Rev.Fluid Mech.*, **16**, 365—424.
- [25] Jang, P.S., Benney, D.J., Gran, R.L. (1986), *JFM*, **169**, 109—23.
- [26] Jimenez, J., Martinez-Val, R., Rebollo, M. (1979), Intern.Rep.DA-ERO 79-G-079, Univ.Politec.Madrid.
- [27] Kachanov, Y.S., Levchenko, V.K. (1984), *JFM*, **138**, 209—47.
- [28] Kachanov, Y.S. (1987), *JFM*, **184**, 43—74.
- [29] Klebanoff, P.S., Tidstrom, K.D. (1959), NASA TN D-195.
- [30] Klebanoff, P.S., Tidstrom, K.D., Sargent, L.M. (1962), *JFM*, **12**, 1—34.
- [31] Kleiser, L. (1982), Dissertation, Univ.Karlsruhe.
- [32] Kleiser, L., Schumann, U. (1984), In: R.G.Voigt (Ed.) Spectral Methods for Partial Differential Equations.SIAM, Philadelphia, 141—163.
- [33] Kleiser, L. (1985), Lecture Note in Engineering.13, 123—154.Springer.
- [34] Kleiser, L.Laurien, E. (1985), AIAA Paper 85—0566.
- [35] Konrad, J.H. (1976) Intern.Rep.CIT-8-PU.Calif.Inst.Technol., Pasadena.
- [36] Kovaszny, L.S.G., Komoda, H., Vasudeva, B.R. (1962), Proc.1962 Heat Trans.Fluid Mech.Inst., 1—26, Stanford.
- [37] Kozlov, V.V., Ramasanov, M.P. (1984), *JFM*, **147**, 149—57.
- [38] Laurien, E., Kleiser, L. (1986), Proc. Sixth. GAMM Conf. on Num. Methods in Fluid Mech. (Ed.D.Rues, W.Kordulla), 225—232.Vieweg Verlag.
- [39] Michalke, A. (1964), *JFM*, **19**, 543—56.
- [40] Miksad, R.W. (1972), *JFM*, **56**, 695—719.
- [41] Nikitopoulos, D.E. (1982), MS thesis, Brown Univ., Providence, R.I.
- [42] Nikitopoulos, D.E., Liu, J.T.C. (1982), *Bull.Am.Phys.Soc.*, **27** (9), 1192.
- [43] Nishioka, M., Iida, S., Ichikawa, Y. (1975), *JFM*, **72**, 731—51.
- [44] Nishioka, M., Iida, S., Kanbayashi, S. (1978), Proc.10th Symp.Turb., Inst.Space Aero.Sci.Tokyo, 55—62.
- [45] Nishioka, M., Asai, M.Iida, S. (1981), In: R.E.Meyer (Ed.) Transition and Turbulence 113—26.Academic Press.
- [46] Nishioka, M., Asai, M. (1985) *JFM*, **150**, 441—50.
- [47] Orszag, S.A., Kells, L.C. (1980), *JFM*, **96**, 159—206.
- [48] Orszag, S.A., Patera, A.T. (1981), In: R.E.Meyer (Ed.): Transition and Turbulence, 127—4 Academic Press.
- [49] Orszag, S.A., Patera, A.T. (1983) *JFM*, **128**, 167—86.
- [50] Oster, D., Wygnanski, I. (1982), *JFM*, **123**, 91—130.
- [51] Pierrehumbert, R.T., Widnall, S.E. (1982), *JFM*, **114**, 59—82.
- [52] Plaschko, P. (1979), *JFM*, **92**, 209—15.
- [53] Riley, J.J., Metcalfe, R.W. (1980), AIAA Paper 80-0274.
- [54] Roshko, A.1981.Lecture Notes in Physics, 136, 208—17.Springer.
- [55] Saric, W.S., Thomas, A.S.W. (1983), In: T.Tatsumi (Ed.): Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (Kyoto 1983) 117—22.Elsevier (1984).

- [56] Saric, W.S., Kozlov.V.V., Levchenko, V.Y. (1984), AIAA Paper 84-0007.
- [57] Stuart, J.T. (1967), *JFM*, **29**, 417-40.
- [58] Wei, Z.L., Niu, Z.N., Ma, W.J. (1982), In: R.Dumas, L.Fulachier (Ed.); *Structure of Complex Turbulent Shear Flow* (Marseille 1982). 137-45. Springer (1983).
- [59] Wray, A., Hussaini, M.Y.H. (1980), AIAA Paper 80-0275.
- [60] Zaman, K.B.M.Q., Hussain, A.K.M.F. (1981), *JFM*, **103**, 133-59.
- [61] 周恒 (1984), *力学学报*, **16**, 1-9.
- [62] 周恒, 王亦工 (1984), *力学学报*, **16**, 205-13.
- [63] 赵耕夫, 周恒. (1985), *Proc.ICNM Shanghai*, 847-53.

THE STUDY OF TURBULENT TRANSITION

Shi Xungang Zhou Heng

(Peking University) (Tianjin University)

Abstract

This paper summarised briefly the state of the art in the study of laminat-turbulent transition in wall-bounded shear flow as well as free shear layer from all aspects of experimental observation, theoretical analysis and numerical simulation, with the emphasis on the advancement in the study of flow pattern of three-dimensional disturbance and coherent structure. Some opinions on future research were proposed.