

# 可压缩边界层与混合层失稳结构 的研究进展及其工程应用

沈清<sup>†</sup> 袁湘江 王强 杨武兵 关发明 纪锋

中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074

**摘要** 本文回顾了可压缩边界层与混合层中失稳结构及其应用的研究进展. 这些工作包括人们对高超声速平板边界层失稳特性、高超声速圆锥边界层转捩攻角效应的产生机制和可压缩混合层失稳特性的研究认识, 以及这些相关认识的 3 个应用方向. 这些相关工作丰富了人们对高速流动转捩和湍流拟序结构的认识.

**关键词** 可压缩边界层, 可压缩混合层, 失稳结构

## 1 引言

失稳结构是指流动某种不稳定波发展形成的流动结构. 由于流动不稳定性对初始条件和边界条件极其敏感, 因而, 失稳结构极易受外部环境的影响, 这为流动控制提供了一种极为有效的方法. 流动的失稳特性和失稳结构受到了极大关注, 一些相关研究见综述性文章<sup>[1-8]</sup>.

流动失稳特性和失稳结构与流动转捩过程密切相关. 一般而言, 边界层和混合层包含 3 个发展阶段, 分别是层流、转捩和充分发展湍流阶段. 在层流阶段, 外部扰动经感受性后进入流动, 引起流动失稳, 之后进入转捩. 1994 年, Morkovin 等<sup>[9]</sup>指出, 随着初始扰动幅值的增加, 转捩过程可能经历 5 种不同的途径完成, 如图 1 所示. 其中, 途径 A 对应小扰动情形, 初始扰动的增长率由线性稳定性理论描述. 这个阶段扰动增长较弱, 发展的空间距离也较长, 其增长速度受压力梯度和温度梯度的调制. 随着扰动幅值的增大, 三维扰动和非线性的相互作用以二次失稳的形式出现. 这一阶段扰动增长较快, 在很短的空间距离上, 导致最终出现湍流. 若初始扰动如此之强, 以至于越过线性发展阶段, 直接出现湍流斑或导致亚临界失稳发生, 使流动迅速发展湍流, 那么这种转捩方式称之为旁路转捩 (bypass transition). 该过程对应于图 1

中的途径 E. 尽管这种转捩的机制, 还不是十分清楚, 但已经知道, 这类转捩与粗糙度和自由来流的湍流度的大小密切相关. 这类转捩的预测完全不能采用线性稳定性理论. 过去人们认为转捩的方式非 A 即 E, 但近年来瞬时增长理论的发展为人们提供了其他转捩途径的可能性. 瞬时增长是指当两个稳定的、非正交的模式相互作用时, 出现快速的代数增长, 以及随后的指数衰减过程. 在此过程中, 流向涡和法向涡的出现十分重要.

如图 1 所示, 瞬时增长的结果若导致了二维波的展向调制, 这种失稳方式对应途径 B; 若导致

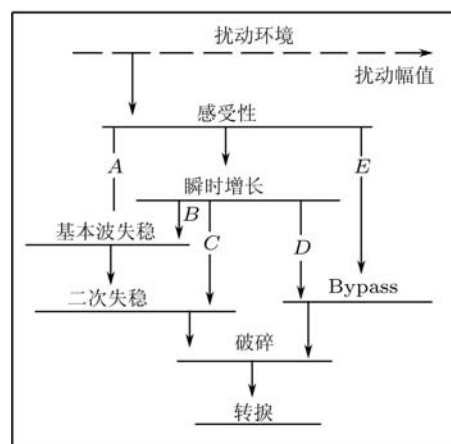


图 1 转捩途径示意图<sup>[9]</sup>

了直接二次失稳或亚临界失稳现象的出现, 这种失稳方式对应途径 C; 还可以直接导致流动的旁路转捩, 这个转捩途径对应图 1 中的途径 D. 本文重点关注 A 类转捩过程, 即小扰动失稳情形以及该情形下的失稳结构.

流动失稳结构也是拟序结构的重要研究内容. 进入湍流阶段, 边界层和混合层的一个重要特征是存在拟序结构. 拟序结构的认识是 20 世纪湍流研究的最重要进展. 20 世纪 40 年代, 人们已经意识到湍流中存在大尺度结构, 到了 20 世纪 60 年代, 则通过实验证实了拟序结构的存在. 1967 年, Kline 等<sup>[10]</sup> 用实验证实湍流边界层中存在拟序结构; 1964 年, Bradshaw 等<sup>[11]</sup>, 以及 1971 年, Crow 和 Champagne<sup>[12]</sup> 发现射流中存在拟序结构; 1974 年, Brown 和 Roshko<sup>[13]</sup> 则用流动显示技术清晰地展示了混合层中的拟序结构. 这些经典工作共同证实了湍流剪切层中存在拟序结构, 改变了人们关于湍流是完全随机运动的传统认识. 一个很重要的问题是, 拟序结构是如何产生的. 而关于失稳结构的认识是回答这一问题的关键.

失稳结构在转捩和拟序结构研究中的重要性使之成为一个重要问题. 在低速时, 人们获得了失稳结构的许多认识, 如混合层的展向涡结构, 边界层的“ $\Lambda$ ”涡结构、马蹄涡、发卡涡结构等. 而当压缩性较强时, 可压缩流动在稳定性上与不可压缩流动存在明显不同的特征. 本文重点关注高超声速边界层和可压缩混合层失稳特性及失稳结构的最新研究进展. 在此之前, 一些类似的综述见文献[14]-[17].

## 2 高超声速平板边界层的稳定性与失稳结构

相比于低速边界层, 高超声速边界层稳定性的最大不同是存在高阶扰动模态.

在低速边界层中, 人们通过理论和实验发现扰动波为 Tollmien-Schlichting 波 (简称 T-S 波). T-S 波是一种流向行波, 在低速时候由它引起的流动失稳通常也称为“涡模态”(vortical mode). 到超声速和高超声速时, 人们又发现新的扰动模态. 1969 年, Mack<sup>[16]</sup> 分析了无黏、绝热可压缩平板边界层, 发现当来流马赫数大于 2.2 时, 流动中同时存在具有不同波数和相速度的多种不稳定扰动波. Mack 根据波数由低到高将这些扰动波分别称为扰动第一模态、第二模态等. 其中第一模态即对应低速情形的 T-S 扰动波, 而第二模态及其以上模态由

于相速度大于声速, 具有声辐射特征, 因而常称为“声模态”(acoustic mode) 或直接称为“Mack 模态”.

在边界层第一和所有 Mack 模态中, 当来流马赫数超过 4 之后, 第二模扰动将成为最不稳定扰动波. 但是, 在边界层外缘马赫数小于 7 时, 第一模扰动仍对转捩有重要影响, 重要程度与壁面冷却程度等因素有关. 2006 年, 沈清和纪锋<sup>[18]</sup> 分析了等温壁面的高超声速平板边界层, 给出了马赫数分别为 4, 5, 6 和 7 时的最不稳定波, 结果表明, 这些最不稳定波均为第二模扰动.

自 Mack 提出高阶扰动模态的概念之后, 人们又通过实验测量到了这些高阶扰动模态的频率特征<sup>[19-20]</sup>. 图 2 给出了 NASA 兰利中心在  $Ma$  6 静风洞中对带尾裙尖锥开展的稳定性实验测量结果. 这些结果表明, 在高超声速边界层失稳过程中第二模扰动起主导作用, 主导的第二模扰动频率测量值约 226 kHz, 与分析结果 230 kHz 非常接近. 实验结果还表明, 这些扰动存在具有非线性行为的谐波分量, 谐波峰值频率为 449 kHz 和 670 kHz.

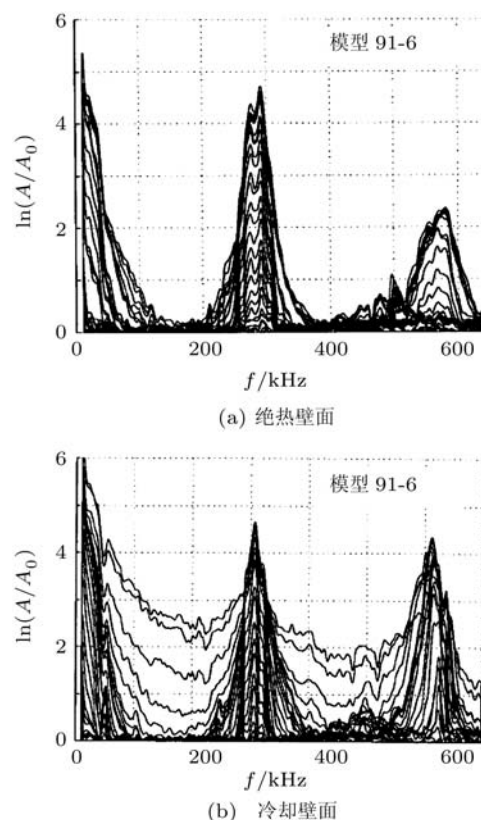


图 2 稳定性实验测量结果<sup>[19]</sup>  
( $Ma = 6$ , 实验模型为带尾裙尖锥)

不可压缩边界层通常很难维持在二维状态, 当存在三维小扰动时, 平板边界层将出现二次失

稳. 稳定性理论和实验已经证实低速边界层存在 3 种不同形式的二次失稳, 分别称为 “Klebanoff 型”(简称 K 型)、“Herbert 型”(简称 H 型)和 “Craik 型”(简称 C 型)二次失稳. 图 3 展示了 1984 年 Saric 等 [21] 的边界层烟线实验结果, 第一次清晰的显示了 K 型和 H 型二次失稳的形态. 可以看到, 在低速边界层中, T-S 波首先发展形成二维的条带结构, 之后又经二次失稳发展形成三维的 “ $\Delta$ ” 涡结构. 更多的实验和计算表明, 这些三维的后掠结构会进一步发展形成发卡涡, 最终破碎进入湍流状态.

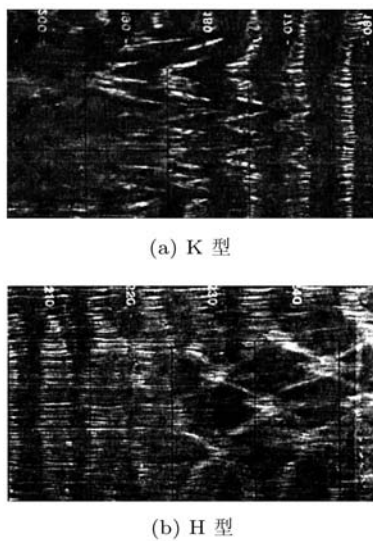


图 3 低速边界层二次失稳 [21] (烟线实验结果)

20 世纪 80 年代, Herbert 陆续发表了数篇文章 [3,22-24], 提出的二次失稳理论成功地解释了低速边界层流动和槽道流动中的 K 型和 H 型二次失稳现象. 该理论是这一时期流体力学重要理论研究成果之一. 该理论认为, 当三维扰动的流向分量为原二维扰动的亚谐波时, 流动发生 H 型二次失稳; 当三维扰动的流向分量为原二维扰动的谐波时, 流动则发生 K 型二次失稳.

虽然, 还没有直接证据显示高超声速流动存在类似的二次失稳结构, 但是, 至少在马赫数 5 以前, 高超声速边界层中仍存在后掠的发卡涡结构. 如 2006 年, Ringuette 等 [25] 采用直接数值模拟方法给出了马赫数 5 高超声速平板边界层中的这种后掠结构 (图 4), 并指出发卡涡的平均倾角随马赫数的增加而减小 (由马赫数 3 时的  $24.6^\circ$  减至马赫数 5 时的  $16.9^\circ$ ). 2010 年, Danehy 等 [26] 则采用 PLIF 技术 (激光诱导荧光技术) 显示了马赫数 5

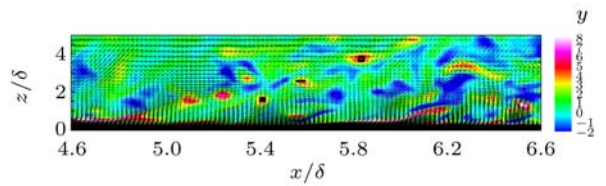


图 4 高超声速边界层失稳结构 [25] ( $Ma = 5$ , DNS)



图 5 高超声速边界层失稳结构 [26] ( $Ma = 5$ , PLIF)

高超声速平板边界层中后掠结构的形态 (图 5 所示).

由于高阶扰动模态的频谱特征, 以及斜波扰动等三维失稳特性仍未得到完全的认识, 因此, 高超声速边界层失稳特性及其失稳结构仍是一个重要的研究方向.

### 3 高超声速圆锥边界层失稳结构与转捩攻角效应

相比于平板边界层, 圆锥边界层的一个重要现象是转捩存在攻角效应, 即在小攻角下, 迎风面转捩位置后移, 背风面转捩位置前移 [27-32]. 转捩实验给出了该现象 (见图 6), 但人们并未取得引起圆锥边界层转捩攻角效应的机理认识. 该问题的解决需要对流动失稳特性进行细致研究.

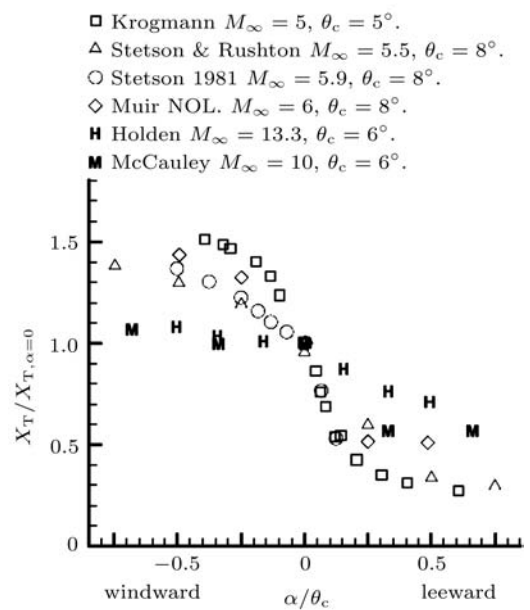


图 6 高超声速圆锥边界层转捩攻角效应 [32]

首先是稳定性实验. 1985 年, Stetson 等<sup>[33]</sup>对半锥角  $7^\circ$ , 马赫数 8 的圆锥边界层开展了稳定性测量实验. 至今, 该工作仍是最精细的稳定性实验研究之一. Stetson 等详细测量了边界层剖面和层流不稳定性, 给出了迎风和背风子午线的速度剖面, 并从频谱分析中推导了不稳定波的放大率. 结果表明: 小攻角对圆锥边界层稳定性有显著影响, 迎风面子午线上出现不稳定波的临界雷诺数增大, 而背风面子午线的结果不能确定. 第一模扰动的放大率在迎风面受到抑制, 但不能确定攻角对第二模 (second mode) 扰动放大率是否存在较大影响.

1997 年, Doggett 等<sup>[34]</sup>首次在静风洞中完成了尖裙锥边界层攻角效应的稳定性实验测量. 来流马赫数 5.91, 来流雷诺数为  $2.82 \times 10^6/\text{ft}$  ( $1 \text{ ft} = 304.8 \text{ mm}$ ), 半锥角  $5^\circ$ , 攻角  $0^\circ, 2^\circ$  和  $4^\circ$ . 测量结果表明: 相对于零攻角状态, 迎风面子午线上的边界层变得更加稳定, 实验中整个模型段都保持层流状态, 背风面子午线上的边界层则变得更不稳定, 攻角  $2^\circ$  时转捩雷诺数为  $3.33 \times 10^6$ , 攻角  $4^\circ$  时转捩雷诺数为  $2.75 \times 10^6$ , 而攻角  $0^\circ$  时转捩雷诺数为  $4.2 \times 10^6$ ;  $0^\circ$  攻角时, 第二模扰动主导流动失稳, 但在小攻角的迎风面上得到抑制, 频率略有增加; 而在背风面子午线上, 采用理论分析方法估计的第二模扰动频率低于测量得到的峰值扰动的频率, Doggett 等据此推断背风面子午线上的主导不稳定机制不同于第二模扰动失稳机制. 但具体是哪种失稳机制尚待确定.

部分研究认为, 该现象的主导失稳机制很可能是横流失稳. 1995 年, Holden 等<sup>[35]</sup>认为在高超声速条件下, 随攻角的增加, 流动三维性质增强, 主导失稳机制将由二维波失稳, T-S 波失稳转为第二模扰动失稳和横流失稳, 且最终横流不稳定性占优. 2003 年, Schneider<sup>[36]</sup>采用热敏漆和油流显示技术给出了小攻角下尖锥表面横流涡结构. 根据这一结果, Schneider 认为横流失稳机制很可能在有攻角再入飞行器的流动失稳过程中起主导作用. 图 7 给出了液晶流动显示技术给出的横流涡图片<sup>[32]</sup>.

上述实验表明, 相比于零攻角, 小攻角对高超声速圆锥边界层能够产生两方面的影响: 一是影响边界层厚度, 即迎风面边界层变薄, 背风面边界层变厚, 边界层速度剖面的改变进而引起流向行波不稳定性的变化, 具体表现为第一模或第二模不稳定波对应频率和及其增长率的改变; 二是由

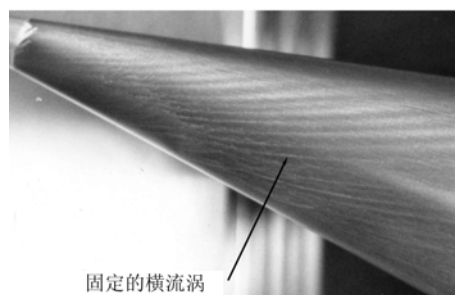


图 7 高超声速圆锥边界层液晶显示实验<sup>[32]</sup>

于迎风面到背风面存在一定的压力梯度, 诱发横向流动, 进而产生了不同于流向行波失稳的失稳机制, 即横流失稳, 并可能占优. 一些稳定性分析与计算工作取得了和实验相一致的结果<sup>[32]</sup>.

国内一些学者采用稳定性分析方法和直接数值模拟方法对这一问题进行了研究. 中科院力学所的李新亮、傅德薰和马延文<sup>[37]</sup>采用直接数值模拟方法模拟了来流马赫数 6, 攻角  $1^\circ$ , 半锥角  $5^\circ$  圆锥边界层, 模拟给出了转捩位置的周向分布曲线, 这是一条自背风面到迎风面整体上单调增加的曲线, 但在背风面  $20^\circ \sim 30^\circ$  附近转捩出现延迟. 李新亮等人认为出现这种延迟的原因是在该周向范围内属于第二模扰动的不稳定波的增长率受到抑制. 天津大学的苏彩虹和周恒<sup>[38]</sup>通过研究首先对传统的  $e^N$  方法进行了改进, 然后以改进的  $e^N$  方法分析了来流马赫数 6, 攻角  $1^\circ$ , 半锥角  $5^\circ$  圆锥边界层, 也给出了转捩位置的周向分布曲线, 结果与李新亮等人的计算结果相类似.

2010 年, 沈清和纪锋<sup>[39]</sup>采用直接数值模拟方法模拟了马赫数 6.0, 攻角  $0.5^\circ$  高超声速圆锥边界层内扰动波的时空演化过程, 进一步揭示了圆锥边界层转捩攻角效应的机制. 该计算结果表明: (1) 扰动波在背风区和迎风区均经历增长-衰减相互交替的过程, 形成“干涉区”, 如图 8 所示. 在相同流向位置处, 由于背风区边界层比迎风区边界层厚, 相应的, 其不稳定波波长变长, 即不同周向位置处最不稳定性波长不同, 在计算过程中这些不同频率的扰动波以干涉方式形成幅值不同区域, 即“干涉区”. (2) 计算中仅在入口引入二维多频复合扰动, 但诱导产生了三维波. 原因是各周向位置对最不稳定性波具有选择性, 因此, 二维扰动波诱导产生了沿周向的三维波, 这些三维波在空间上与流向存在一定的倾斜角, 整体上沿流向传播. (3) 扰动波的空间分布经时间积分后形成“条带”

结构. 该结构不同于 T-S 波和斜波等失稳模式产生的失稳结构, 对应一种新的失稳形式. 图 9 显示了该“条带”结构的特点, 由背风面向迎风面逐渐减弱, 表明了不稳定扰动波在背风区和迎风区发展的非对称性.

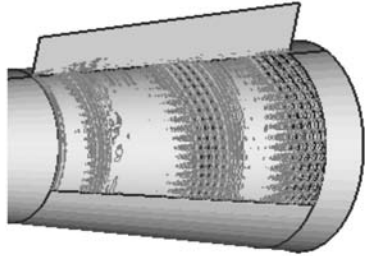


图 8 小攻角下高超声速圆锥边界层背风区扰动压力等值线图<sup>[39]</sup>

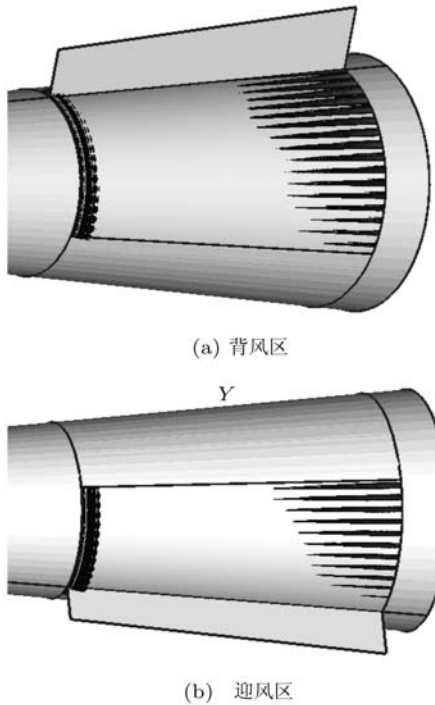


图 9 小攻角下高超声速圆锥边界层扰动压力最大幅值等值面图<sup>[39]</sup>

尽管人们通过理论、计算和实验研究了高超声速圆锥边界层转换攻角效应, 并取得了一定的认识, 但并不完全. 未来, 该现象的产生机制仍需对流动失稳特性进行细致研究, 最好是稳定性实验与稳定性理论结果的相互比对.

#### 4 可压缩混合层的稳定性与失稳结构

在压缩性较弱时, 可压缩混合层的稳定性与低速情形类似. 可压缩混合层平均速度剖面存在

自然拐点, 在 T-S 波作用下呈 Kelvin-Helmholtz 不稳定. 在 K-H 不稳定性下, 混合层形成展向涡结构. 展向涡结构与不稳定波之间直接相关. 2009 年, 杨武兵等<sup>[40]</sup>采用实验和计算方法研究了对流马赫数 0.5 的可压缩混合层的展向涡结构, 证实展向涡结构的流向间距等于流动最不稳定波波长, 表明失稳结构与不稳定波之间存在内在联系. 该二维失稳结构对亚谐扰动是不稳定的<sup>[41]</sup>, 亚谐扰动引起展向涡的对并、撕裂、群并等诸多现象.

压缩性较强时, 超声速混合层的扰动增长率乃至厚度增长率均显著下降, 扰动特征发生明显变化. 1966 年, Lessen 等<sup>[42]</sup>在时间模式下发现了超声速扰动. 1970 年, Gropengiesser<sup>[43]</sup>则在空间模式下确认了两个高马赫数放大模态. 1975 年, Blumen 等<sup>[44]</sup>采用双曲正切平均速度剖面, 在时间模式下分析指出, 由于存在一个不稳定第二模态, 超声速混合层对二维扰动波总是不稳定的. 特别地, 第二模扰动波像声波一样向无穷远处辐射, 且比第一模亚声速扰动波衰减得更慢. 1989 年, Jackson 等<sup>[45]</sup>采用双曲正切平均速度剖面, 在空间模式下给出了单一亚声速模态向一对超声速模态转换的临界马赫数, 并将后者按相速度大小分别定义为快模态和满模态. 2007 年, 沈清等<sup>[46]</sup>分析和计算了对流马赫数 1.2 的超声速混合层, 发现了声辐射涡模态, 这是一种新的扰动模态, 兼有声模态的远场辐射特征和涡模态的局部波动衰减特征, 其特征以扰动压力等值线图请见图 10.

混合层展向涡对三维扰动同样不稳定. 在三维扰动作用下, 混合层也可能发生二次失稳. 关于可压缩混合层二次失稳的最早的相关工作是 1989 年 Ragab 和 Wu<sup>[47]</sup>开展的稳定性分析. 1991 年, Sandham 等<sup>[48]</sup>应用直接数值模拟首次在可压缩混合层中获得了“ $\Lambda$ ”涡结构(图 11), 并猜测高对流马赫数“ $\Lambda$ ”涡的顶端可能发展出二次不稳定, 并由于某种亚谐混合作用, 双“ $\Lambda$ ”涡结构可能出现类似于低马赫数情形的二维对并. 晚些时候, 即 1995 年, Clemens 和 Mungal<sup>[49]</sup>用平面激光诱导荧光方法(PLIF)给出了单个后掠结构的流动显示图片. 此后, 人们通过直接数值模拟方法多次模拟了混合层流动的单个“ $\Lambda$ ”涡结构<sup>[50-52]</sup>.

2003 年, 沈清等<sup>[53]</sup>采用直接数值模拟方法首次给出了可压缩混合层的二次失稳现象, 多个“ $\Lambda$ ”涡结构在空间交错排列, 计算结果如图 12 所示.

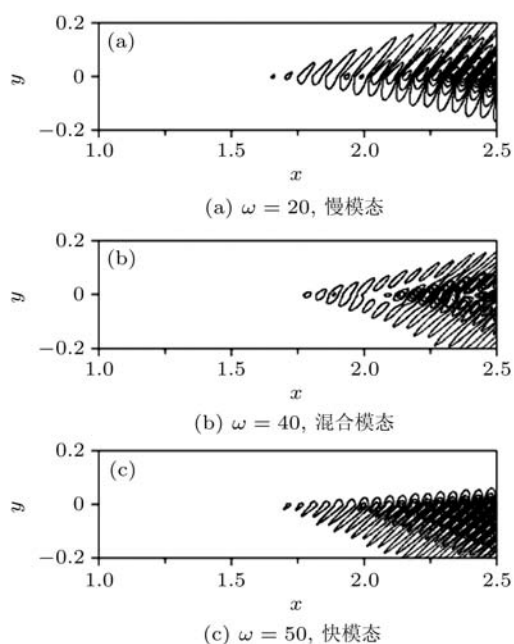


图 10 超声速混合层扰动压力等值线 [46]

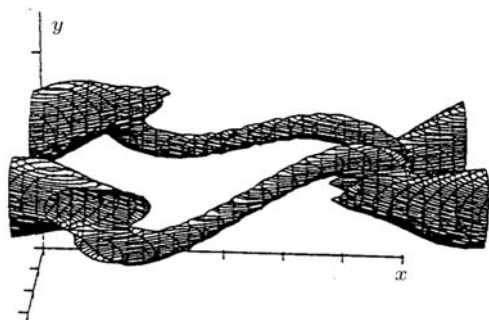


图 11 超声速混合层的“Λ”涡结构 [48]

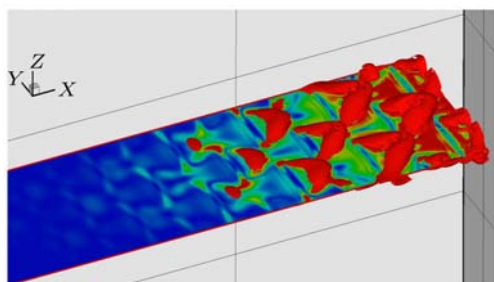


图 12 超声速混合层中的 H 型二次失稳现象 [53]  
( $M_c = 0.5, M_1 = 2.1, M_2 = 1.1$ )

2006 年, 沈清等 [54] 继续采用直接数值模拟方法研究了可压缩混合层 ( $M_c = 0.5$ ) 的二次失稳现象, 指出可压缩混合层发生二次失稳时, 流向参数在展向有明显的周期性, 而且对展向波数具有明显的选择性. 在此基础上, 2007 年, 关发明等 [55] 通过直接数值模拟方法再次给出了超声速混合层

中的 K 型和 H 型二次失稳现象. 且研究指出, 二维涡卷对并对混合层二次失稳过程有抑制作用.

2008 年, 苗文博等 [52] 通过直接数值模拟方法模拟了存在氢/氧非预混燃烧反应的可压缩混合层问题, 获得了 H 型二次失稳现象, 并观察到二次失稳后双马蹄涡三维对并现象, 证明了此前 Sandham 关于该现象的猜想, 结果如图 13 所示.

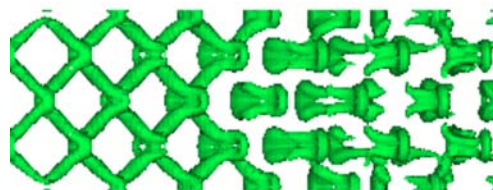


图 13 可压缩混合层双马蹄涡对并现象 [52]

在理论分析和计算基础上, 2009 年, 杨武兵等 [56] 和易仕和等 [57] 设计了三维流动显示实验, 第一次清晰地显示了可压缩混合层中的 H 型二次失稳现象, 实验结果如图 14 所示. 该实验结果证实, 可压缩混合层流动存在二次失稳现象.

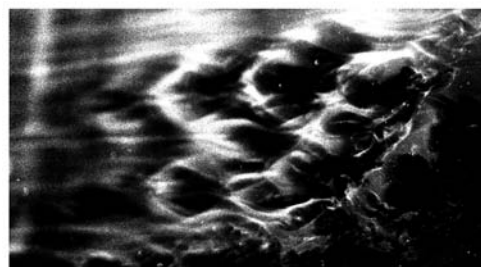


图 14 可压缩混合层中的 H 型二次失稳 [56]

## 5 流动失稳特性及失稳结构的工程应用

流动失稳特性与失稳结构的认识, 可用于指导人们发展最为有效的流动控制方法. 该类控制技术是指根据流动失稳特性在层流区域引入扰动, 通过失稳波之间的相互作用, 改变失稳结构形态, 进而实现推迟转捩或提前转捩, 达到流动控制目的.

### 5.1 高超声速边界层转捩抑制方法

很多时候, 湍流的杂乱无章, 湍流对摩阻、热流的显著增加令人头疼, 因而需要抑制边界层转捩. 如上文所述, 高超声速边界层中通常第二模扰动占优, 并主导流动失稳. 根据第二模扰动的声幅

射特性可以设计转捩抑制方法. 现今, 已经提出两类技术, 分别是多孔表面技术和粗糙度优化技术.

根据第二模扰动的声辐射特征, 2001 年, Fedorov 等 [58] 猜想表面覆盖薄的多孔介质将能抑制第二模扰动和更高阶声模态扰动的增长. 多孔介质能够吸收高阶扰动模态的辐射能量, 从而抑制高阶扰动增长. 稳定性方法和实验证实了这一观点. 表面采用多孔表面处理后, 层流区域得到显著增加. 2001 年, Rasheed 等 [59] 在美国 Caltech T5 高超声速激波风洞中用实验再次证实了该技术原理, 实验模型为半锥角 5° 尖锥, 一半尖锥表面覆盖规则分布的微尺度多孔薄片, 另一半尖锥表面保持光滑. 对比实验结果表明, 多孔介质使层流区域延长了 15%~66%, 甚至更长, 转捩实验如图 15 所示. 2006 年, Maslov 等 [60] 在俄罗斯 ITAM 中心的 AT-303 马赫数 12 高焓风洞中首次测量了以编织物方式引入随机多孔表面对零攻角尖锥表面流动稳定性的影响, 并开展了稳定性实验, 给出了第二模扰动的测量数据. 根据这些结果, Maslov 指出该编织物引入了两种效应, 一是粗糙度效应, 二是多孔介质效应. 两种效应对高超声速边界层稳定性的影响如图 16 所示. 粗糙度效应使低频的第一模扰动增长, 但未达到转捩所需的扰动幅值, 而多孔介质效应则使高频的第二模扰动被显著抑制, 最终的效果是高超声速边界层转捩过程被抑制.

2006 年, Fransson 等 [61] 提出优化粗糙度来推迟转捩的被动控制技术. 并在 MTL 风洞中对马赫数 6 的高超声速平板边界层开展了实验. 在距平板前缘 80 mm 处均匀的布置 42 个直径 4.2 mm, 高 1.4 mm 的小圆柱, 之间间隔 14.7 mm. 图 17 为烟线流动显示结果, 图中上半部分添加控制, 可以看到流动保持层流状态, 下半部分未添加控制, 流动已转捩为湍流状态. Fransson 认为, 由于特定设计的粗糙度在其下游产生了条带结构, 这种结构减小了边界层中 T-S 波的指数增长, 因此可以推迟转捩, 达到减小摩阻的目的.

### 5.2 高超声速边界层人工转捩技术

湍流具有抗分离能力强、混合强等特点, 因此, 有时又需发展人工转捩技术来促进湍流, 应用湍流的这些能力达到好的工程效果.

为促进转捩, 美国提出了流向涡发生器、绊点或绊线 (trip) 人工转捩技术. 这些技术在 Hyper-X, X-43 和 X-51 等高超声速飞行器上均得到应用. 为获得机理认识, 美国对绊点技术开展了许多细

致的转捩测量实验和流动显示实验, 图 18 是美国 HIFiRE 项目获得的实验结果 [62], 表明随着绊点尺寸的增加, 边界层转捩位置得到提前.

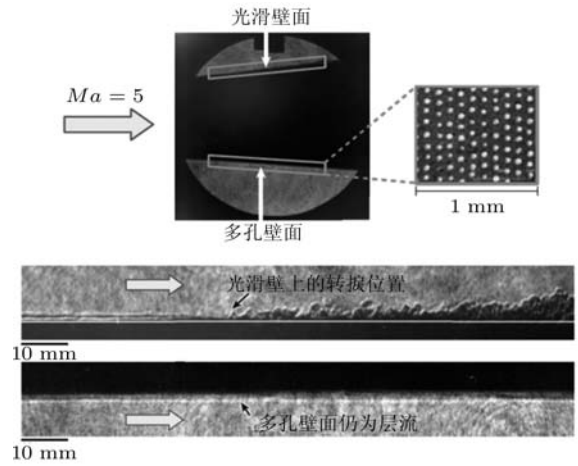


图 15 多孔表面推迟高超声速边界层转捩实验 [59]

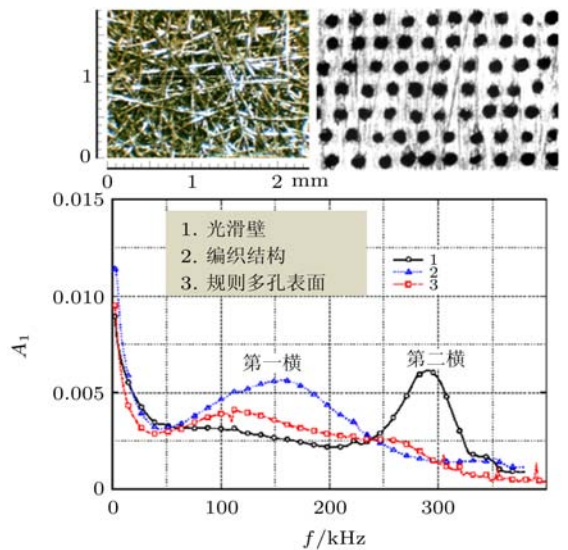


图 16 多孔表面高超声速边界层稳定性实验 [60]

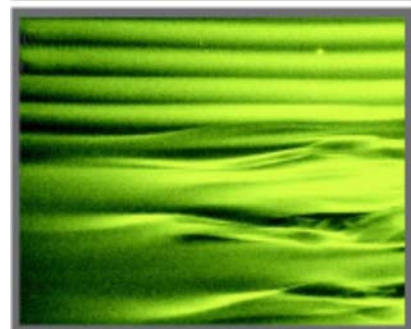


图 17 高超声速边界层优化粗糙度转捩抑制实验 [61] (上半部分: 施加控制; 下半部分: 光滑壁面)

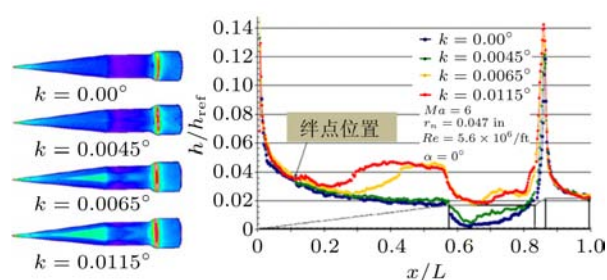


图 18 驻点促进高超声速边界层转捩实验结果 [62]

研究也指出, 到高超声速边界层, 斜波或三维波更易失稳, 因此, 利用边界层二次失稳能够更有效的促进边界层转捩。2006 年, 沈清等提出了三维 T-S 波亚谱共振边界层转捩方法, 即利用边界层 H 型二次失稳促进转捩的技术, 该技术的人工转捩效果得到了风洞试验的证实。

### 5.3 可压缩混合层混合增强技术

在医药化工、燃烧等领域, 人们常常希望反应物之间的混合更强。但随着压缩性的增强, 混合层的增长率反而变弱 [49,63-64], 这使得超声速燃烧中的混合增强需求更为强烈。为解决这一问题, 人们开展了大量研究, Seiner 等 [65] 对这些研究做了系统的总结。

从稳定性角度出发, 混合增强技术可分为两类技术, 一是基于二维亚谱扰动作用机制, 利用失稳结构的对并实现混合增强; 二是基于三维扰动作用机制, 利用流向涡、二次失稳等实现混合增强。2000 年, 罗纪生等 [66] 提出在混合层低速入口引入流向振荡扰动来增强混合, 并采用计算方法证实该方法确实可有效增强混合。2006 年, 沈清等基于混合层二次失稳的直接数值模拟结果, 提出了一种“W”型燃油喷嘴, 该喷嘴有效增强了燃料与空气的混合, 实现了自主点火和超声速燃烧。2010 年, 杨武兵等 [67] 针对对流马赫数 0.5 的可压缩混合层, 采用流动显示技术研究了隔板上二维和三维扰动片的混合增强效果, 部分证实了上述两种混合增强机制。实验结果表明, 该技术可有效增强混合。

## 6 结 语

本文回顾了可压缩边界层与混合层失稳特性及其失稳结构的部分理论和应用研究, 过往的这些工作丰富了人们对高速流动稳定性的认识, 也加深了人们对高速流动转捩过程、拟序结构演化

过程的认识, 并为发展流动控制技术提供了很好的例证。但是, 受高超声速实验技术和高超声速计算能力的限制, 人们对此类流动中的失稳结构和转捩过程仍有许多认识不足之处, 如高超声速边界层是否存在二次失稳, 圆锥边界层转捩攻角效应究竟是何种作用机制, 对流马赫数大于 1 之后超声速混合层中的失稳结构怎样演化, 以及对横流失稳、Görtler 失稳、附着线失稳等失稳机制的研究更是严重不足。这些问题均有待更加深入的认识。

除此之外, 失稳结构的研究还需解决这样几个理论问题, 即不同失稳机制下失稳结构的特征; 失稳结构与转捩过程之间的确切关系; 失稳结构与拟序结构之间的确切关系。相信这些问题的研究和解决将加深人们对流动失稳结构和转捩过程的理解。

## 参 考 文 献

- 1 Reshotko E. Boundary-layer stability and transition. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1976, 8: 311-349
- 2 Reshotko E. Boundary-layer instability, transition and control. AIAA paper 1994-0001, 1994
- 3 Herbert T. Secondary instability of boundary layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1988, 20: 487-526
- 4 Saric W S, Reed H L, White E B. Stability and transition of three-dimensional boundary layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2003, 35: 413-440
- 5 Eckhardt B, Schneider T M, Horf B, et al. Turbulence transition in pipe flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2007, 39: 447-468
- 6 Ho C M, Huerre P. Perturbed free shear layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1984, 16: 365-424
- 7 Liu J T C. Coherent structures in transitional and turbulent free shear flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1989, 21: 285-315
- 8 Dimotakis P E. The mixing transition in turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 2000, 409: 69-98
- 9 Morkovin M V, Reshotko E, Herbert T. Transition in open flow systems-a reassessment. *Bull. APS*, 1994, 39(9): 1882
- 10 Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, et al. The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 1967, 30: 741-773
- 11 Bradshaw P, Ferriss D H, Johnson R F. Turbulence in the noise-producing region of a circular jet. *J. Fluid Mech.*, 1964, 19: 591-624
- 12 Crow S C, Champagne F H. Orderly structure in jet turbulence. *J. Fluid Mech.*, 1971, 48: 547-591
- 13 Brown G L, Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 1974, 64: 775-816
- 14 Saric W S, Reshotko E, Arnal D. Hypersonic laminar-turbulent transition, AGARD-AR-319 1998, 2: 1-27
- 15 Kimmel R L. Aspects of hypersonic boundary-layer transition control. AIAA paper 2003-772, 2003
- 16 Mack L M. Boundary-layer stability theory. Jet Propulsion Laboratory Report 900-277 Rev. A, Jet Propulsion

- Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1969
- 17 杨武兵, 庄逢甘, 沈清. 可压缩混合层流动近十年研究进展. *力学进展*, 2008, 38(1): 62-76, 2008
  - 18 Shen Q, Ji F. Verification of direct numerical simulation on hypersonic boundary layer stability with LST. The Eleventh Asian Congress of Fluid Mechanics, 2006
  - 19 Wilkinson S P. A review of hypersonic boundary layer stability experiments in a quiet Mach 6 wind tunnel. AIAA paper 1997-1819, 1997
  - 20 Casper K M, Beresh S J, Henfling J F, et al. Hypersonic wind-tunnel measurements of boundary-layer pressure fluctuations. AIAA paper 2009-4054, 2009
  - 21 Saric W S, Kozlov V V, Levchenko V Y. Forced and unforced subharmonic resonance in boundary-layer transition. AIAA paper 1984-0007, 1984
  - 22 Herbert T. Secondary instability of plane channel flow to subharmonic three-dimensional disturbances. *Phys. Fluids*, 1983, 26: 871-874
  - 23 Herbert T. Subharmonic three-dimensional disturbances in unstable plane Poiseuille flows. AIAA paper 1983-1759, 1983
  - 24 Herbert T. Analysis of subharmonic route to transition in boundary layer. AIAA paper 1984-0009, 1984
  - 25 Ringuette M J, Martin M P, Smits A J, et al. Characterization of the turbulence structure in supersonic boundary layers using DNS data. AIAA paper 2006-3539, 2006
  - 26 Danehy P M, Inman J A, Bathel B F, et al. High-speed PLIF imaging of hypersonic transition over discrete cylindrical roughness. AIAA paper 2010-703, 2010
  - 27 Stetson K F, Rushton G H. Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at  $M = 5.5$ . *AIAA J.*, 1967, 5(5): 899-906
  - 28 Cleary J W. Effects of angle of attack and nose bluntness on the hypersonic flow over cones. AIAA 1966-414, 1966
  - 29 DiCristian V. Three-dimensional laminar boundary-layer transition on a sharp 8-deg. cone at ach 10. *AIAA J.*, 1971, 8(5): 852-856
  - 30 Fischer M C, Rudy D H. Effect of angle of attack on boundary-layer transition at  $Ma$  21. *AIAA J.*, 1971, 9(6): 1203-1205
  - 31 Mateer G G. The effect of angle of attack on boundary-layer transition on cones. *AIAA J.*, 1972, 10: 1127-1128
  - 32 Schneider S P. Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies. *Progress in Aerospace Sciences*, 2004, 40 (1-2): 1-50
  - 33 Stetson K F, Thompson E R, Donaldson J C, et al. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, Part 3: sharp cone at angle of attack. AIAA paper 1985-0492, 1985
  - 34 Doggett G P, Chokani N, Wilkinson S P. Effect of angle of attack on hypersonic boundary-layer stability. *AIAA J.*, 1997, 35(3): 464-470
  - 35 Holden M, Bower D, Chadwick K. Transition on cones at angle of attack for Mach numbers from 11 to 13. AIAA paper 1995-2294, 1995
  - 36 Schneider S P. Hypersonic transition research in the Boeing/AFOSR Mach-6 quiet tunnel. AIAA paper 2003-3450, 2003
  - 37 Li X L, Fu D X, Ma Y W. Direct numerical simulation of hypersonic boundary layer transition over a blunt cone with a small angle of attack. *Physics of Fluids*, 2010, 2(2): 1-18
  - 38 苏彩虹, 周恒. 超音速和高超音速有攻角圆锥边界层的转捩预测. *中国科学 (G 辑)*, 2009, 39(6): 874-882
  - 39 纪锋, 沈清. 高超声速圆锥边界层稳定性计算与分析. 中国第一届近代空气动力学与气动热力学会议论文集, 2006
  - 40 杨武兵, 庄逢甘, 沈清, 等. 超声速混合层 ( $Mc = 0.5$ ) 流动现象的实验观测和计算分析. *中国科学 (G 辑)*, 2009, 39(8): 1126-1133
  - 41 Moser R D, Rogers M M. The three-dimensional evolution of a plane mixing layer: pairing and transition to turbulence. *J. Fluid Mech.*, 1993, 247: 275-320
  - 42 Lessen M, Fox J A, Zien H M. Stability of the laminar mixing of two parallel streams with respect to supersonic disturbances. *J. Fluid Mech.*, 1996, 25(4): 737-742
  - 43 Gropengiesser H. Study on the stability of boundary layers and compressible fluids. NASA Tech Transl F-12-786, 1970
  - 44 Blumen W, Drazin P G, Billings D F. Shear layer instability of an inviscid compressible fluid. Part 2. *J. Fluid Mech.*, 1975, 71(2): 305-316
  - 45 Jackson T L, Grosch C E. Inviscid spatial stability of a compressible mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 1989, 208: 609-637
  - 46 沈清, 王强, 庄逢甘. 超声速平面剪切层声辐射涡模态数值分析. *力学学报*, 2007, 39(1): 7-14
  - 47 Ragab S A, Wu J L. Linear subharmonic instabilities of Periodic compressible mixing layers. AIAA paper 1989-0039, 1989
  - 48 Sandham N D, Reynolds W C. Three-dimensional simulations of large eddies in the compressible mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 1991, 224: 133-158
  - 49 Clemens N T, Mungal M G. Large-scale structure and entrainment in the supersonic mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 1995, 284: 171-216
  - 50 Collis S S, Lele S K, Moser R D, et al. The evolution of a plane mixing layer with spanwise nonuniform forcing. *Phys. Fluids*, 1994, 6(1): 381-396
  - 51 傅德薰, 马延文, 张林波. 可压混合层流动转捩到湍流的直接数值模拟. *中国科学 (A 辑)*, 2000, 30(2): 161-168
  - 52 苗文博, 程晓丽, 王强. 可压缩燃烧反应转捩混合层直接数值模拟. *力学学报*, 2008, 40(1): 114-120
  - 53 沈清, 袁湘江, 张涵信. 三维平面超声速剪切层失稳结构和混合增强的数值模拟. 2003' 全国流体力学青年研讨会论文集, 北京, 2003
  - 54 Shen Q, Zhuang F G, Guan F M. Numerical simulation on a planar supersonic free shear layer secondary instability. AIAA paper 2006-3351, 2006
  - 55 Guan F M, Shen Q, Zhuang F G, et al. Three-dimension numerical simulation on controlled stability of a planar supersonic free shear layer. AIAA paper 2007-1311, 2007
  - 56 杨武兵, 庄逢甘, 沈清, 等. 可压缩混合层流动二次失稳结构的流动显示. 中国力学学会学术大会'2009, 中国: 河南·郑州, 2009
  - 57 易仕和, 何霖, 赵玉新, 等. 基于 NPLS 技术的超声速混合层流动控制实验研究. *中国科学 (G 辑)*, 2009, 39(11): 1640-1645
  - 58 Fedorov A V, Malmuth N D, Rasheed A, et al. Stabilization of hypersonic boundary-layers by porous coatings. *AIAA J.*, 2001, 39(4): 605-610
  - 59 Rasheed A, Hornung H G, Fedorov A V, et al. Experiments on passive hypervelocity boundary layer control using an ultrasonically absorptive surface. *AIAA J.*, 2002, 40(3): 481-489
  - 60 Maslov A, Shiplyuk A, Sidorenko A, et al. Hypersonic laminar flow control using a porous coating of random microstructure. AIAA paper 2006-1112, 2006
  - 61 Fransson J H M, Talamelli A, Brandt L, et al. Delaying transition to turbulence by a passive mechanism. *Physical Review Letters*, 2006, 96: 064501

- 62 Karen T B, Frank A G. Aerothermodynamic testing and boundary layer trip sizing of the HIFiRE Flight 1 Vehicle. AIAA paper 2008-0640, 2008
- 63 Papamoschou D. Structure of the compressible turbulent shear layer. AIAA paper 1989-0126, 1989
- 64 Lele S K. Direct numerical simulation of compressible free shear flows. AIAA paper 1989-0374, 1989
- 65 Seiner J M, Dash S M, Kenzakowski D C. Historical survey on enhanced mixing in scramjet engines. AIAA paper 1999-4869, 1999
- 66 罗纪生, 张哲, 周恒. 增强可压缩混合层混合的一种方法. 中国科学 (A 辑), 2000, 30(11): 1033-1039
- 67 杨武兵, 庄逢甘, 沈清, 等. 超声速混合层中扰动增强混合实验. 力学学报, 2010, 42(3): 373-382

## REVIEW ON THE INSTABILITY STRUCTURE IN COMPRESSIBLE BOUNDARY LAYERS AND MIXING LAYERS AND ITS APPLICATION

SHEN Qing<sup>†</sup> YUAN Xiangjiang WANG Qiang YANG Wubing GUAN Faming JI Feng

China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China

**Abstract** This paper reviews the studies on instability structures in compressible boundary layer and mixing layers and their applications. These include the instability in hypersonic plane boundary layers, the mechanism of the effect of angle of attack on the hypersonic boundary layer transition on sharp cone and the instability in compressible mixing layers. All of these results are helpful for people to understand the transition process and turbulent coherent structure in high speed flows.

**Keywords** compressible boundary layer, compressible mixing layers, instability structure



沈清, 1963 年生, 江苏常州人. 1985 年本科毕业于清华大学工程力学系流体力学专业, 1992 年博士毕业于中国空气动力研究与发展中心研究生部. 2002~2011 年任中国航空气动力技术研究院 (原 701 所) 总工程师, 2011 年至今任该院科技委主任. 研究员, 博士生导师, 国家新世纪百万人才工程入选者, 国家政府津贴享受者. 主要研究方向为高超声速流动机理, 可压缩湍流与计算流体力学. 最近几年的研究方向主要集中在高超声速边界层和超声速混合层的直接数值模拟、理论分析与实验研究方面.

<sup>†</sup> E-mail: qshen2@sina.com