

脉冲激励下超音速混合层涡结构的演化机理

郭广明 刘洪 张斌 张庆兵

Evolution mechanism of vortices in a supersonic mixing layer controlled by the pulsed forcing

Guo Guang-Ming Liu Hong Zhang Bin Zhang Qing-Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 084701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.084701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高聚物减阻溶液对壁湍流输运过程的影响

Influence of polymer additives on the transport process in drag reducing turbulent flow

物理学报.2015, 64(9): 094703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094703>

可压缩混合层光学传输效应理论分析与实验研究

Theoretical and experimental investigations on aero-optical effect at the second stage of the compressible mixing layer

物理学报.2014, 63(5): 054703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054703>

可压缩混合层流场光学效应分析与实验研究

Theoretical and experimental investigation on aero-optical effect for a compressible mixing layer

物理学报.2013, 62(18): 184701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184701>

一维短沟槽复合准晶结构减阻效应及模拟分析

Mechanism analysis of one-dimensional short groove quasicrystal structure drag-reduction

物理学报.2012, 61(19): 194702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.194702>

## 脉冲激励下超音速混合层涡结构的演化机理\*

郭广明<sup>1)†</sup> 刘洪<sup>1)</sup> 张斌<sup>1)</sup> 张庆兵<sup>2)</sup>

1)(上海交通大学航空航天学院, 上海 200240)

2)(中国航天科工集团第二研究院二部, 北京 100854)

(2016年11月6日收到; 2017年1月22日收到修改稿)

采用大涡模拟方法对脉冲激励作用下的超音速混合层流场进行数值模拟, 所得结果清晰展示了流场中涡结构的独特生长机理. 基于涡核位置提取方法, 对超音速混合层流场中涡结构的尺寸和瞬时对流速度等动态特性进行了定量计算. 通过分析流场中涡结构的动态特性在不同频率脉冲激励下的变化, 揭示出受脉冲激励超音速混合层流场中涡结构的演化机理: 涡结构的生长不再是依靠相邻涡-涡结构之间的配对与融合, 而是通过涡核外围的一串小涡旋结构被依次吸进涡核来实现, 且受激励流场中各个涡结构的尺寸变化较小; 流场中的涡结构数量与脉冲频率成正比例关系, 而涡结构的尺寸与脉冲频率成反比例关系; 涡结构的平均对流速度随脉冲频率的增大而减小. 针对受脉冲激励超音速混合层, 给出了能够表征涡结构特性与脉冲激励参数之间关系的方程式, 即受激励流场中涡结构的平均对流速度与脉冲周期的乘积近似等于流场中涡结构的尺寸(涡结构平均直径).

**关键词:** 涡演化, 超音速混合层, 大涡模拟, 脉冲激励

**PACS:** 47.27.wj, 47.27.De, 47.27.ep, 47.27.Gs

**DOI:** 10.7498/aps.66.084701

## 1 引言

红外成像制导是高速/超高速导弹实现精确识别、跟踪和打击目标的主流制导体制之一, 然而光学头罩周围复杂的流动结构会使穿越其中的光束产生如目标图像偏移、模糊和抖动等现象的气动光学效应. 其中, 为消除气动热效应对光学头罩的影响而使用的制冷剂喷流与光学头罩外部主流形成的混合层是产生气动光学效应的一个重要因素<sup>[1]</sup>.

针对混合层的稳定性、失稳结构和流动控制等问题, 沈清等<sup>[2]</sup>指出混合层流动的失稳特性和失稳结构与流动转捩过程密切相关, 并根据流动失稳特性研究了可压缩混合层的混合增强控制方法. 罗纪生<sup>[3]</sup>发现在有展向曲率的三维混合层中, 三维扰动的增长率很大, 法向的掺混能力也较强, 可以有效地增强混合. 对于高马赫数来流的超音速混合

层, 这一特性依然存在. 此外, 他还对混合层的转捩机理和预测方法进行了详细而深入的研究. 朱杨柱等<sup>[4]</sup>通过风洞实验展示了混合层流场的精细结构. Zhang等<sup>[5]</sup>研究了强迫振动下超声速混合层的流动特性, 与无振动相比, 强迫振动使混合层的失稳位置提前, 卷起的展向涡尺度变大, 能够加快上下两层流动的混合. Laizet等<sup>[6]</sup>使用直接数值模拟研究了下游混合层在不同分隔板外形下的流动特性, 发现分隔板厚度对混合层流场中涡结构的演化和涡量厚度的生长率都有明显影响. 王兵等<sup>[7]</sup>利用开发的高精度大涡模拟程序对超音速混合层厚度和混合效率的影响因素, 如对流马赫数、来流速度和密度比等进行了较详细的研究, 发现混合层厚度和混合效率都随对流马赫数的增加而减小. 此外, 他们还研究了斜激波击打下平面混合层的混合增强问题, 发现斜激波能够对涡结构进行调制, 导致涡结构的涡量增加<sup>[8]</sup>; 以及超音速混合层中涡结

\* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 91441205, 91330203)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoming20071028@163.com

构驱动的燃烧不稳定问题<sup>[9]</sup>. 这些研究结果丰富了人们对混合层流动稳定性、转捩和涡结构演化过程的认识.

混合层流场由不同尺寸的涡结构所控制, 这使得光束穿越混合层产生的气动光学效应与流场中涡结构的动力学特性紧密相关<sup>[10,11]</sup>, 即涡结构对混合层流场的气动光学效应有着决定性的影响<sup>[12]</sup>. Chew 和 Christiansen<sup>[13]</sup> 实验测量了光束穿越混合层不同位置产生的气动光学畸变. 发现当光束穿越涡卷起之前的流场区域时, 其气动光学畸变最小; 而在涡结构线性生长的流场区域, 光束的气动光学畸变随流向距离的增加而增加. 甘才俊等<sup>[14,15]</sup> 利用量级分析和风洞实验研究了超音速混合层流场气动光学效应的规律性, 讨论了混合层涡结构尺寸与光束穿越流场引起的视线误差(图像偏移)之间的关系. 郭广明等<sup>[16]</sup> 近期的研究进一步指出混合层流场的气动光学效应与涡结构的动态特性(如瞬态对流速度、空间尺寸)直接相关.

气动光学效应的高频特性, 导致目前可用于气动光学波前测量的传感器带宽仍然不能满足自适应光学系统的实用需求<sup>[17]</sup>. 然而, 如果气动光学波前畸变信息可以预测, 那么自适应光学系统就可以直接基于预测信号对气动光学畸变波前进行校正, 从而有效地节约系统的处理时间, 提高系统的控制带宽, 实现对高频气动光学畸变的自适应校正.

在气动光学波前畸变信息预测方面, 基于混合层涡结构与气动光学畸变之间的联系, 学者们近年来通过施加周期性激励的方式对混合层流场中的涡结构进行调制, 以获得近似周期变化的畸变波前时间序列<sup>[18]</sup>, 从而实现对气动光学波前畸变信息的预测. 相关研究为气动光学自适应校正技术的工程应用带来了曙光. 例如, Visbal 和 Rizzeta<sup>[19]</sup> 通过对质量周期性抽吸过程建立数值模型, 研究气动光学畸变在受激励混合层中的变化. 发现在受抽吸激励的混合层流场中, 涡结构在一定的流向区域变得更加规则, 从而使光束穿越该流向区域产生的气动光学畸变具有规律性. Rennie 等<sup>[20,21]</sup> 使用声音激励器研究混合层气动光学效应的主动控制问题. 置于流场中的声音激励器实质上是一个以较高频率震动的薄膜, 其作用是对混合层流场产生周期性激励. 对于受声音激励的混合层, 发现光束穿越混合层产生抖动的功率谱在声音激励频率及其二倍频处出现峰值, 这表明声音激励能够将光

束抖动的频谱成分向特定的频率处集中. Freeman 和 Catrakis<sup>[22]</sup> 基于介质阻挡放电的等离子体激励器对混合层的气动光学效应进行了实验研究, 结果表明恰当地选择等离子体的激励频率, 可以有效地抑制涡结构的生长且使涡结构更加规则. Rennie 等<sup>[23]</sup> 在对混合层进行控制的基础上, 进一步开展了使用自适应光学(adaptive optics, AO)技术校正气动光学畸变的研究.

尽管学者们对混合层流场进行调制时所使用的激励方式并不相同, 但本质上都是通过激励使混合层中的涡结构变得更加规则, 使涡结构表现出与激励频率相关的周期性, 以此实现对光束穿越混合层产生的气动光学波前畸变信息进行预测. 在周期性激励作用下, 混合层涡结构的演化必然会发生改变, 表现出其特有的规律. 然而, 目前对超音速混合层涡结构在周期激励作用下的演化机理还缺乏足够的认识. 此外, 对涡结构演化机理的研究还有助于深入认识激励作用与受激励流场气动光学效应之间的联系, 进而指导气动光学自适应校正系统的设计.

本文使用脉冲方式模拟对超音速混合层的周期性激励, 采用大涡模拟(large eddy simulation, LES)实现受激励流场的数值可视化, 借助涡核位置提取方法, 定量研究受激励流场中涡结构的尺寸和瞬态对流速度等特性, 并给出量化涡结构特性与脉冲激励频率之间关系的方程式, 初步揭示了在脉冲激励下超音速混合层流场中涡结构的演化机理.

## 2 数值方法

### 2.1 大涡模拟

LES是介于直接数值模拟(direct numerical simulation, DNS)与雷诺时均Navier-Stokes方程之间的一种数值模拟方法, 发展至今已比较成熟, 此处不再对LES进行介绍. 本文使用的LES程序由作者所在课题组开发, 其准确性已被超音速混合层试验数据所验证<sup>[16,24]</sup>. 文中使用的超音速混合层流场尺寸为300 mm(流向,  $X$ )  $\times$  48 mm(高度,  $H$ ), 如图1所示, 其中 $Y$ 表示法向;  $U'_c$ 表示涡结构的瞬态对流速度, 即涡结构相对于当地惯性坐标系的流向运动速度;  $U_1$ 和 $U_2$ 分别表示组成混合层的上下两股来流的流向速度.

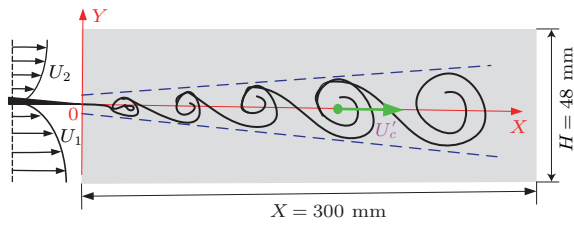


图1 超音速混合层流场示意图

Fig. 1. Schematic of the supersonic mixing layer.

光束在图1所示的混合层中传输时, 由于流场内部密度不均匀引起折射率梯度, 使得光束的传播路径非直线, 而是一条取决于混合层内部折射率分布的折线. 本文采用光线追踪方法<sup>[25]</sup>对光束穿越混合层流场的光程(optical path length, OPL)进行计算. 根据混合层的压力匹配和等熵假设<sup>[26]</sup>, 混合层流场中涡结构的理论对流速度 $U_c$ 可表示为

$$U_c = \frac{a_2 U_1 + a_1 U_2}{a_1 + a_2}, \quad (1)$$

其中 $a_1$ 和 $a_2$ 分别是组成混合层的两股来流的音速.

## 2.2 涡核位置提取方法

由于光束波前在物理上即是指OPL的等值面<sup>[27]</sup>, 因此对光束穿越混合层流场的OPL分布进行分析能够得到流场中涡结构的一些细节信息. 以某一瞬时的超音速混合层为例, 把该时刻混合层的密度场沿 $X$ 和 $Y$ 方向分别划分成 $m \times n$ 个网格子区域, 并沿着混合层上表面布置 $m$ 条入射光线(即每一个网格至少布置一条光线), 计算每条光线穿越整个混合层流场的OPL(计算方法见2.3小节), 则所有光线的OPL沿 $X$ 方向分布与该瞬时混合层流场的涡量等值面分别如图2所示.

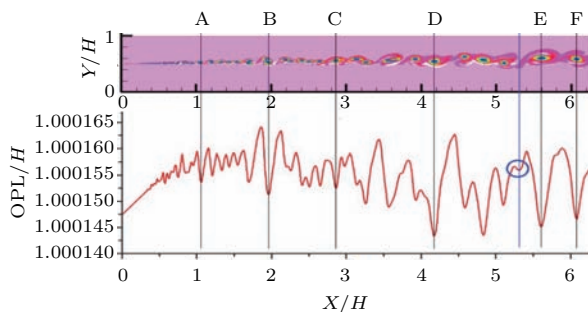


图2 (网刊彩色) 流场中涡核位置与相同时刻流场的OPL分布曲线局部最小值之间的关系

Fig. 2. (color online) Relationship between local minimum of OPL in OPL profile and site of vortex core.

图2中,  $H$ 表示流场高度,  $X$ 和 $Y$ 分别表示流场的流向和法向距离; 标记A—F表示流场中几个涡核的位置, 垂线经过涡核中心. 容易发现, 涡核

的位置总是对应OPL分布曲线中的局部最小值, 这个规律对流场中所有涡核而言都是成立的, 其物理原因是: 涡核部分的流体密度是涡结构中最低的, 其小于涡结构边缘及主流的流体密度. 因此, 当光束穿越涡核位置时, 其产生的OPL较小. 反之而言, OPL分布中的局部最小值却并不总是对应着流场中的涡核位置, 如图2蓝色圆圈中所示. 进一步观察发现, 蓝色圆圈中局部最小值的振幅相对它前后两个局部最小值的振幅要明显小很多, 可以把它当作干扰来处理, 而采用滤波的方法能够去除这种干扰. 经过滤波处理之后, 流场中涡核位置与OPL分布的局部最小值之间就建立起一一对应的关系. 通过提取OPL分布中局部最小值的流向位置坐标, 即可得到混合层流场中各涡核的位置信息, 我们把这种获取流场中涡核位置信息的方法称为涡核位置提取.

## 2.3 光程计算方法

当光线在密度不均匀的流场中传播时, 其折射率 $n$ 随流场密度 $\rho$ 的变化而变化, 二者之间满足Gladstone-Dale关系式:

$$n = 1 + \rho \cdot K_{GD}, \quad (2)$$

其中,  $K_{GD}$ 是与光线波长和流体特性相关的常数. 对在空气中传播的可见光而言,  $K_{GD}$ 约为 $2.27 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ . 以二维平面为例, 采用光线追踪方法计算OPL的示意图如图3所示<sup>[25]</sup>.

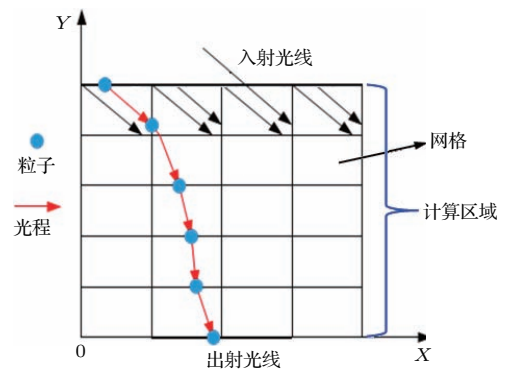


图3 光线追踪法计算光程的示意图

Fig. 3. Schematic of ray tracing method in a 2-D plane.

光线穿越整个计算流场之后, 沿着其历经的路径积分就可以得到该光线的OPL, 计算公式为

$$\text{OPL} = \int_C n \cdot ds, \quad (3)$$

(3)式中, 符号 $C$ 表示光线在流场中运动的轨迹.



### 3 涡结构动态特性

#### 3.1 瞬时对流速度

涡结构的瞬时对流速度是表征混合层流场中涡结构动态特性的一个重要物理量, 基于2.2节提出的涡核位置提取方法, 能够定量地得到流场中不同涡结构的瞬时对流速度, 计算原理如图4所示.

图4中的两条OPL曲线分别是在相隔 $\Delta t$ 的两个时刻, 光束穿越混合层流场时的OPL分布. 根据上文的分析, 对OPL分布进行滤波处理之后, OPL分布上局部最小值的流向位置坐标即可用来表示该时刻流场中涡核的位置. 也就是说, 滤波之后OPL分布中的每个局部最小值都对应流场中的一个涡结构. 混合层流场中涡结构瞬时对流速度的计算方法可阐述如下. 以图4中A, B, C和D点分别表示 $t'$ 时刻OPL分布中不同流向位置处的局部最小值点, 它们的流向位置坐标依次记为 $x_A(t')$ ,

$x_B(t')$ ,  $x_C(t')$ 和 $x_D(t')$ , 均可通过涡核位置提取方法获得. 根据图2揭示的OPL局部最小值与混合层流场中涡核位置之间的关系, 以A点为例, 则 $x_A(t')$ 即为A点所对应涡结构的涡核在 $t'$ 时刻的流向位置坐标; 同理, A点在 $t' + \Delta t$ 时刻运动至A'点的流向位置坐标 $x_{A'}(t' + \Delta t)$ 即为A点所对应涡结构的涡核在 $t' + \Delta t$ 时刻的流向位置坐标. 因此, A点对应的涡核在 $t'$ 时刻的瞬时对流速度可表示为

$$U'_c(t') = \frac{x_{A'}(t' + \Delta t) - x_A(t')}{\Delta t} = \frac{\Delta x_1}{\Delta t}, \quad (4)$$

按照相同的方法可计算出混合层流场中其他涡核在 $t'$ 时刻的瞬时对流速度. 需要指出, 本文所说的涡结构瞬时对流速度即是指由(4)式计算得到的涡核瞬时对流速度. 在计算瞬时对流速度时, 相邻两个时刻的间隔 $\Delta t$ 不能过长, 以保证对流速度的瞬时特性. Papamoschou [28] 建议 $\Delta t$ 不超过20  $\mu\text{s}$ , 下文计算时取 $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ , 满足对瞬时特性的要求.

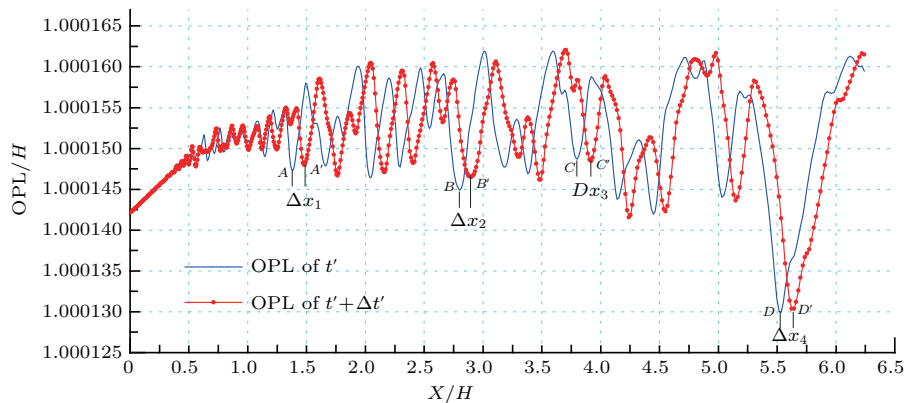


图4 (网刊彩色) 混合层流场中涡结构瞬时对流速度的计算原理图

Fig. 4. (color online) Schematic for calculating convective speed of a vortex in flowfield.

#### 3.2 空间尺寸

混合层厚度是表征混合层流场特性的重要物理量. 流场中的涡结构是组成混合层的两股流体在混合过程中的主要表现形式, 因此涡结构的尺寸就从侧面反映了混合层厚度的大小. 为了定量计算混合层流场中涡结构的尺寸, 需要假设涡结构的形状近似为圆形, 以方便用涡半径 $R$ 来表示其尺寸. 实际上, 在混合层流场的压缩性不是十分强烈的情况下, 圆形假设近似成立.

基于图2揭示的流场中涡核位置与OPL分布局部最小值之间的关系, 采用涡核位置提取的方法还能够定量计算混合层涡结构的尺寸, 其计算

原理如图5所示.

图5中 $R$ 表示涡结构的半径;  $L$ 表示OPL分布中相邻两个局部最小值之间的流向距离(可通过涡核位置提取方法得到). 那么, 混合层流场中各涡结构的半径可由下式计算:

$$R_1 + R_2 = L_1, \quad (5a)$$

$$R_2 + R_3 = L_2, \quad (5b)$$

$$\dots \quad (5a)$$

$$R_{n-1} + R_n = L_{n-1}, \quad (5n-1)$$

由于 $L$ 可通过涡核位置提取的方法得到, 若已知混合层流场中起始涡的半径(如 $R_1$ ), 方程(5)就能够通过迭代方式求解. 实际上, 混合层起始涡的尺寸

十分微小(参见图6(上)),混合层流场最左边的第一个涡,在计算时通常用极小值(如0.1 mm)代替.以某一瞬时的超音速混合层流场为例,由方程(5)计算得到的涡结构半径与流场中涡量等值面的对比见图6,能够发现数值计算得到的混合层流场涡半径与瞬时涡量等值面展示的涡结构空间尺寸具有很好的 consistency.

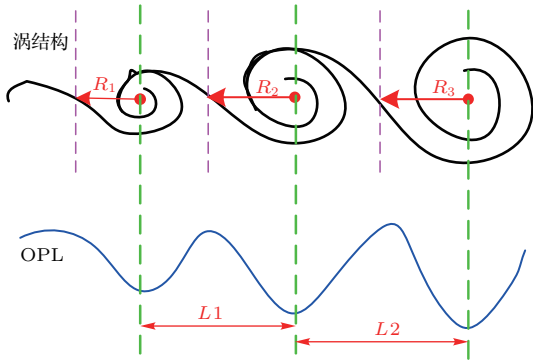


图5 混合层流场中涡结构空间尺寸的计算原理图  
Fig. 5. Schematic for calculating the size of a vortex in flowfield.

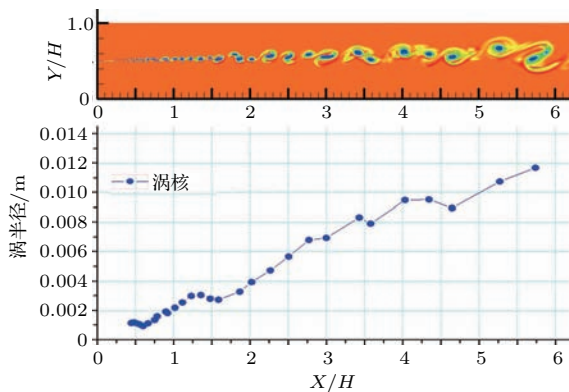


图6 (网刊彩色) 数值计算得到的涡半径(下)与流场涡量等值面(上)的对比  
Fig. 6. (color online) Comparison between calculated radius (bottom) and the corresponding instantaneous vorticity contours (top) of a vortex.

## 4 涡结构演化机理

### 4.1 自由超音速混合层

为了与脉冲激励超音速混合层流场中涡结构的演化形成对比,本小节叙述自由(即无激励)超音速混合层流场中涡结构的演化.选取一个典型的超音速混合层,其初始流动参数见表1,其中 $Ma$ ,  $U$ ,  $T_{tem}$ ,  $P$ 和 $\theta$ 分别表示来流马赫数、速度、静温、静压和入口处的边界层厚度.采用LES方法对该超

音速混合层进行数值模拟,待流场稳定后,计算相邻两个时刻的流场涡量等值面,如图7所示.

表1 自由超音速混合层来流的物理参数

Table 1. Inflow parameters of the supersonic mixing layer.

混合层	$Ma$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$T_{tem}/\text{K}$	$P/\text{kPa}$	$\theta/\text{mm}$
下层流体	2.2	740.1	281.6	89.8	1.6
上层流体	3.4	1143.9	281.6	89.8	2.1

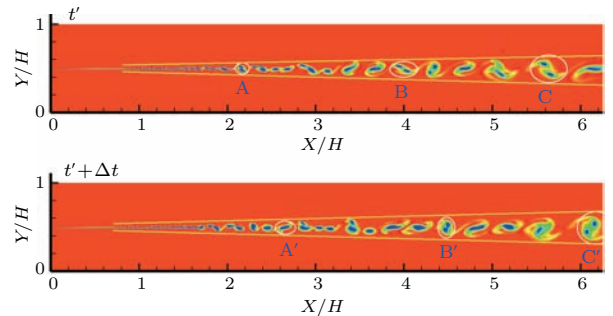


图7 (网刊彩色) 自由超音速混合层流场中涡结构的演化 ( $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ )

Fig. 7. (color online) Evolution of vortices in the supersonic mixing layer ( $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ ).

从图7能够清晰地观察到自由超音速混合层流场中涡结构的演化过程,即从涡卷起开始,之后其不断地经历相邻涡-涡结构的配对与融合等过程,以此促使涡结构随流向距离不断地生长<sup>[29]</sup>.这种依靠不断地配对与融合其相邻涡结构,实现涡结构空间尺寸随流向距离增加的生长机理,本文标记为“兼并”模式.图7中白色圆圈内的两个涡结构即是配对-融合过程的涡-涡结构,能够发现在经历 $\Delta t$ 时间之后,两个涡或已融合成一个更大的涡(如 $A \rightarrow A'$ ),或正在进行融合(如 $B \rightarrow B'$ 和 $C \rightarrow C'$ ).图7中的黄色实线勾勒出了混合层流场中涡结构的边界,它近似代表了混合层的厚度,能够看出混合层厚度是线性增长的,这个结果与当前人们对自由混合层的认知是一致的.

### 4.2 脉冲激励超音速混合层

本文采用脉冲控制的方式模拟对超音速混合层流场的周期性激励,其中脉冲控制施加于混合层的下层流体,其控制信号的时序如图8所示.

图8中的灰色柱状部分表示在一个脉冲周期内,受控的下层流体处于喷射状态的时间区间,空白部分则表示下层流体处于关闭状态的时间区间,

两者都等于半个脉冲周期( $T/2$ );  $T$  表示脉冲控制周期; 0 和 1 分别表示下层流体的关闭和喷射. 为便于比较, 仍以表 1 描述的超音速混合层为例, 对其施加脉冲控制(脉冲周期  $T = 40 \mu\text{s}$ ). 使用 LES 对受脉冲激励的超音速混合层进行数值模拟, 待流场计算稳定后, 取五个相邻的时刻并计算每个时刻的流场涡量等值面, 分别如图 9 所示.

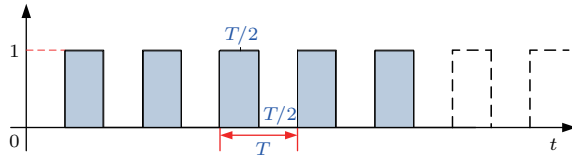


图 8 脉冲控制信号时序示意图

Fig. 8. Schematic of the pulsed control signal.

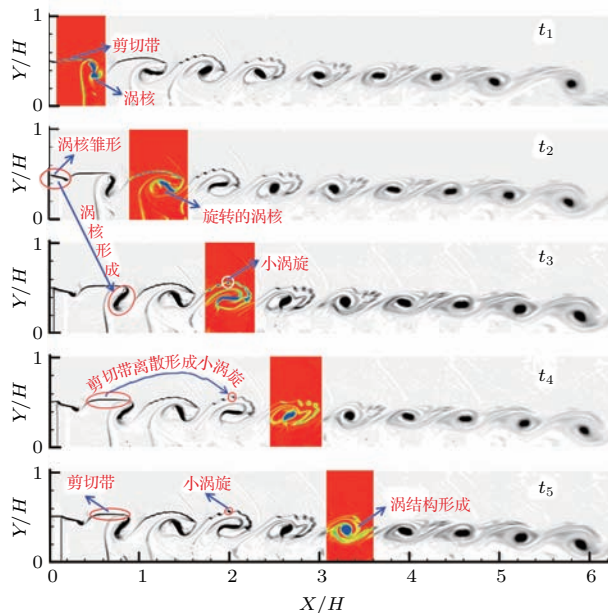


图 9 (网刊彩色) 脉冲激励下超音速混合层流场中涡结构的演化 ( $T = 40 \mu\text{s}$ ,  $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ )

Fig. 9. (color online) Evolution of vortices in the supersonic mixing layer under pulsed forcing ( $T = 40 \mu\text{s}$ ,  $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ ).

分析图 9 能够发现, 靠近混合源点的剪切带结构形成于下层流体喷射期间, 这是因为下层流体喷射时, 其与上层流体发生剪切作用, 形成剪切层, 但由于下层流体喷射时间极短(半个脉冲周期), 故仅形成厚度较薄的剪切带状结构, 还没有机会因 Kelvin-Helmholtz 不稳定而卷起形成涡结构. 此外, 由于上下两层流体的水平剪切, 使得形成的剪切带呈现位于流场中心线的水平状态. 与此相反, 涡核形成于下层流体关闭期间, 因此其表现为偏离流场中心线且往下层流体的方向移动. 这从  $t_2$  时刻流场(红色圆圈所示)也能够发现, 在涡核形成初期,

其方向就已经偏离流场中心线, 表明其下方无流体喷出. 由于剪切带与涡核相连, 且涡核高速旋转, 使得位于流场中心线的剪切带也随之旋转并逐渐离散成一串小涡旋结构. 上述分析表明, 在一个脉冲周期的时间内, 由于下层流体的喷射与关闭, 分别形成剪切带和涡核结构, 即一个脉冲周期产生一个涡结构.

对比图 7 和图 9, 尽管它们的初始来流参数相同, 但对混合层施加了脉冲激励之后, 发现流场中涡结构发生了很大改变. 例如脉冲激励下: 1) 流场中涡结构的形状更加规则, 且不同涡结构在流经相同流向位置时的形态十分相似, 以图 9 中的五个不同时刻为例, 各时刻流场中涡结构的差异只体现在涡结构形成的初始位置(即约  $0 < X/H < 0.6$  的区域); 在之后的下游流场区域, 不同时刻的各个涡结构形态都很相似; 2) 对每一个时刻而言, 流场中各涡结构不仅形状相似, 而且空间尺寸也接近; 3) 流场中涡结构的数量明显减小; 4) 流场中相邻涡-涡结构之间不再出现配对与融合现象, 这表明涡结构的生长机理发生了改变.

为揭示脉冲激励作用下流场中涡结构的生长机理, 在流场中标记一个涡(如图 9 彩色区域所示)并观察其在各个时刻(记为  $t_1, t_2, t_3, t_4$  和  $t_5$ )的形态. 具体来说,  $t_1$  时刻, 涡核从流场中心位置脱离, 并与其之后形成的剪切带相连, 涡核形状并不规则;  $t_2$  时刻, 高速旋转的涡核“牵引”其后的剪切带结构一起旋转, 且剪切带开始弯曲变形;  $t_3$  时刻, 弯曲变形的剪切带因高速旋转而离散成一串小涡旋结构, 并包围在涡核周围;  $t_4$  时刻, 旋转的涡核逐渐将其外围的小涡旋“吸”进其内部, 从而促使涡核变得规整且逐渐饱满;  $t_5$  时刻, 随着外围的小涡旋依次被吸入, 涡核边缘结构形成, 且涡核形状已近似圆形, 表明涡结构的形成. 从涡结构的形成过程来看, 可以认为涡结构是由涡核与其外围的小涡旋因高速旋转共同“组合”而成. 组合完成的涡结构停止生长, 其空间尺寸也就不再增加, 涡结构的这种生长机理, 本文标记为“组合”模式.

采用 2.2 节提出的涡核位置提取方法, 计算流场中涡结构的瞬时对流速度和涡半径, 以考察涡结构在脉冲激励下的动态特性. 同时, 为了和自由混合层流场中涡结构的动态特性相比较, 分别以图 9 中  $t_1$  时刻和图 7 中  $t'$  时刻的瞬时流场为例, 计算结果如图 10 所示.



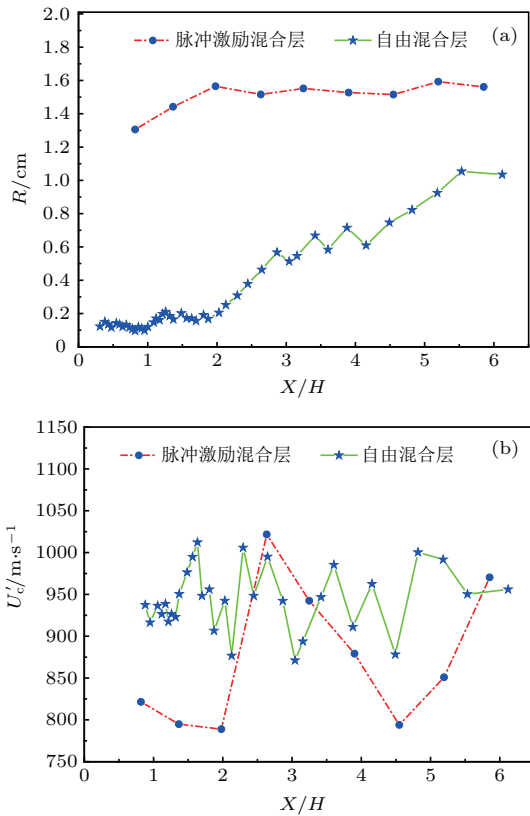


图 10 脉冲激励和自由混合层中涡结构的动态特性对比 ( $T = 40 \mu s$ ) (a) 涡半径; (b) 涡瞬时对流速度

Fig. 10. Comparison for the flowfield with and without pulsed forcing ( $T = 40 \mu s$ ): radii (a) and convective speeds (b) of vortices.

图 10 中, ● 和 ★ 分别表示脉冲激励混合层和自由混合层中涡结构的涡核位置, 各自对应的横坐标 ( $X/H$ ) 即是涡核在流场中的无量纲位置. 对于涡半径, 从图 10 能够发现, 在脉冲激励下, 混合层中起始涡的半径 (约 1.3 cm) 与其流场中“成熟”涡结构的半径 (约  $1.5 \pm 0.05$  cm) 相差较小, 且涡结构半径与流向距离近似无关. 与之相反, 在自由混合层中, 起始涡的半径很小 (约 0.1 cm), 且涡结构的半径随流向距离近似线性增加, 其最大值约为 1.05 cm, 小于该频率脉冲激励下的涡结构半径. 涡半径的定量计算结果与上文分析的涡生长机理是一致的, 即在脉冲激励作用下, 涡结构的生长不再依靠相邻的涡-涡配对与融合, 而是通过高速旋转的涡核吸入其外围的一串小涡旋结构实现, 因此与流向距离无关. 此外, 由于涡核及其外围小涡旋结构都与脉冲的属性 (如脉冲周期) 相关, 因此对于稳定的脉冲激励, 流场中各涡结构的尺寸都比较接近. 对于涡结构的瞬时对流速度, 在脉冲激励作用下, 流场中涡结构的瞬时对流速度波动更大, 但对流速度的平均值减小. 这是由于脉冲激励在本质

上是对混合层流场的一种干扰, 而且相对自由混合层, 间歇性的脉冲激励对涡结构的流向运动实际上是一种阻碍.

### 4.3 脉冲频率对涡结构演化的影响

由 4.2 节的分析可知, 在脉冲激励作用下, 超音速混合层流场中涡结构的特性 (如涡半径、瞬时对流速度和生成周期等) 与脉冲激励的频率紧密相联系. 为探究涡结构特性与脉冲频率之间的定量关系, 分别增大和减小脉冲频率以观察相应流场中涡结构特性的变化.

为具有可比性, 仍然以表 1 描述的超音速混合层为例, 但增大脉冲激励的频率 ( $T = 20 \mu s$ ), 并使用 LES 对受激励超音速混合层进行数值模拟. 待流场稳定后, 取某一时刻并计算该时刻流场的涡量等值面, 如图 11 所示.

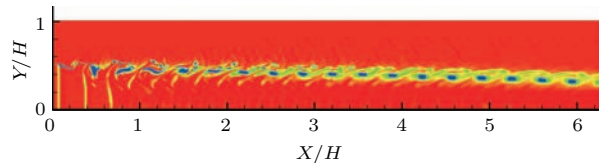


图 11 (网刊彩色) 脉冲激励下超音速混合层流场中的涡结构 ( $T = 20 \mu s$ )

Fig. 11. (color online) Vortices in the supersonic mixing layer under pulsed forcing ( $T = 20 \mu s$ ).

对比图 9 和图 11 发现, 频率的增加并不会改变流场中涡结构的形成和生长等演化过程, 而且涡结构仍具有规整的外形. 但增加脉冲激励的频率使流场中涡结构的数量增加、空间尺寸减小. 使用涡核位置提取方法, 计算图 11 中各涡结构的瞬时对流速度和涡半径, 并与自由混合层 (以图 7 中  $t'$  时刻为例) 流场中涡结构的瞬时对流速度和涡半径进行对比, 结果如图 12 所示.

减小脉冲激励的频率 ( $T = 80 \mu s$ ), 并使用 LES 对受激励超音速混合层进行数值模拟, 待流场稳定后, 取某一时刻并计算该时刻流场的涡量等值面, 如图 13 所示.

从图 13 能够清晰地看到, 涡核外围的一串小涡旋结构依次被“吸”进涡核内部, 促使涡核逐渐增大并越来越接近圆形, 同时也使得整个涡结构变得“紧凑”且规整, 涡结构的演化过程与上文论述是一致的. 此外, 减小脉冲频率使流场中涡结构的尺寸变大, 但流场内的涡结构数量明显减小. 使用涡核位置提取方法, 计算图 13 中各涡结构的瞬时对流



速度和半径, 并与自由混合层(以图7中 $t'$ 时刻为例)流场中涡结构的瞬时对流速度和涡半径进行对比, 结果如图14.

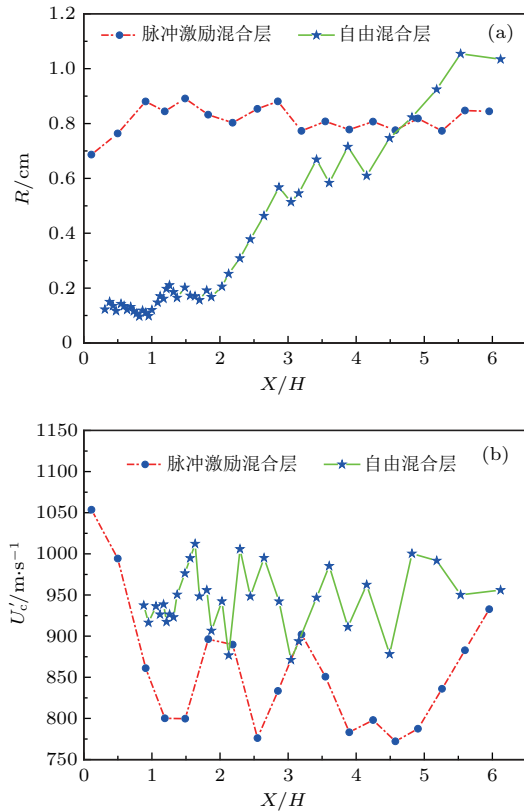


图12 脉冲激励混合层中涡结构的动态特性 ( $T = 20 \mu\text{s}$ ) (a) 涡半径; (b) 涡瞬时对流速度  
Fig. 12. Radii (a) and convective speeds (b) of vortices in the flowfield with pulsed forcing ( $T = 20 \mu\text{s}$ ).

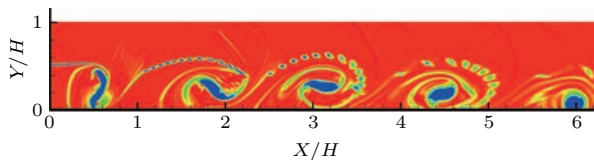


图13 (网刊彩色) 脉冲激励下超音速混合层流场中的涡结构 ( $T = 80 \mu\text{s}$ )  
Fig. 13. (color online) Vortices in the supersonic mixing layer under pulsed forcing ( $T = 80 \mu\text{s}$ ).

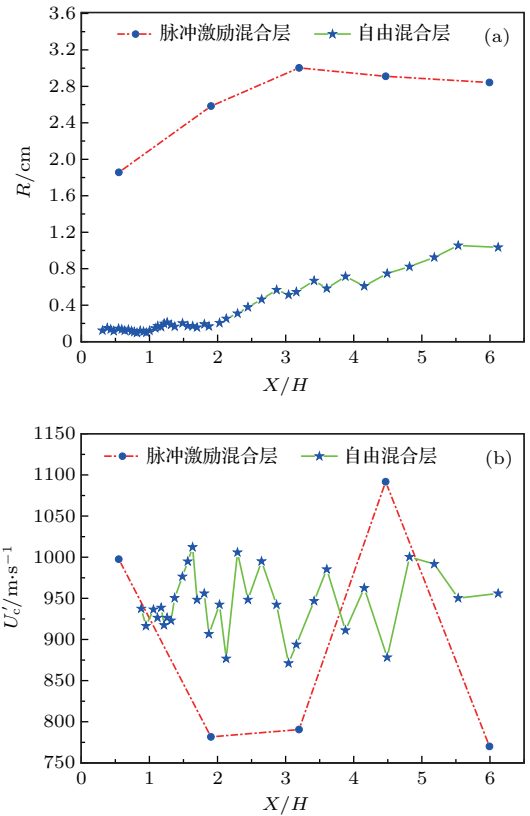


图14 脉冲激励混合层中涡结构的动态特性 ( $T = 80 \mu\text{s}$ ) (a) 涡半径; (b) 涡瞬时对流速度  
Fig. 14. Radii (a) and convective speeds (b) of vortices in the flowfield with pulsed forcing ( $T = 80 \mu\text{s}$ ).

为定量分析脉冲频率与涡结构特性之间的关系, 对上述不同脉冲频率及自由混合层流场中涡结构的数量、半径和瞬时对流速度进行统计, 具体结果如表2所列.

表2中括号外的数据表示平均值而括号里的数据表示其方差, 如0.81(0.05)表示脉冲周期 $T = 20 \mu\text{s}$ 时流场中涡结构半径的平均值是0.81 cm, 其方差是0.05 cm. 能够发现, 自由超音速混合层中涡结构的数量最多, 但由于其缓慢的生长过程, 涡半径约在0.10—1.05 cm之间; 在脉冲激励混合层中, 流场中涡结构的数量随激励频率的

表2 脉冲激励和自由超音速混合层流场中涡结构的动态特性  
Table 2. Dynamic characteristic of vortices in flowfield with/without pulsed forcing.

涡结构特性	自由混合层	脉冲激励混合层		
		$T = 20 \mu\text{s}$	$T = 40 \mu\text{s}$	$T = 80 \mu\text{s}$
数量/个	45.0	18.0	9.0	约4.5
瞬时半径/cm	约0.10—1.05	0.81(0.05)	1.55(0.09)	3.19(0.23)
瞬时对流速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	944.5(37.8)	851.3(78.1)	862.7(85.9)	870.5(148.5)

增加而增加,且近似成正比例关系;涡半径随激励频率的增加而减小,且近似成反比例关系.涡结构的对流速度,其在自由混合层中的平均值为 944.5 m/s,十分接近由表 1 中的来流参数按照方程 (1) 计算出的理论值 940 m/s.在脉冲激励混合层中,涡结构的平均对流速度小于自由混合层中的值,且随激励频率的增加而减小.

基于对脉冲激励混合层流场中涡结构演化的认识,由表 2 的数据来探究脉冲频率与涡结构动态特性之间的关系.对于周期  $T = 20 \mu\text{s}$  的脉冲激励,该流场中涡结构的平均对流速度与脉冲周期的乘积(即  $851.3 \text{ m/s} \times 20 \mu\text{s}$ )为 1.70 cm,接近该流场中涡结构的平均直径 1.62 cm.同理,对于周期  $T = 40$  和  $80 \mu\text{s}$  的脉冲激励,流场中涡结构的平均对流速度与脉冲周期的乘积为 3.45 和 6.96 cm,分别接近相应流场中涡结构的平均直径 3.10 和 6.38 cm.由此,能够给出受激励流场中涡结构特性与激励频率(等同于激励周期  $T$ )之间关系的表达式:

$$\bar{U}_c \times T = 2 \cdot \bar{R}, \quad (6)$$

其中,  $\bar{U}_c$  和  $\bar{R}$  分别表示脉冲激励流场中涡结构的平均对流速度和平均半径,  $T$  表示脉冲激励的周期.文献 [16] 指出,混合层气动光学畸变的周期由流场中涡结构的对流速度和涡半径共同决定.由于涡结构的对流速度可用平均对流速度(近似于理论对流速度)表示,如何获取涡结构半径就成为制约气动光学畸变周期预测的关键因素.现在,通过方程 (6) 能够近似获取脉冲激励混合层流场中涡结构的平均半径,从而实现对气动光学畸变周期的预测,因此方程 (6) 在气动光学自适应校正的工程应用中将会发挥较大的作用.

## 5 结 论

基于大涡模拟方法,对脉冲激励作用下的超音速混合层流场进行数值模拟,结果清晰展示了流场中涡结构的独特生长机理.借助涡核位置提取方法,定量计算出流场中涡结构的瞬时对流速度和空间尺寸(涡半径).选取不同频率的脉冲激励作用于超音速混合层,通过数值模拟和理论分析,揭示了脉冲激励流场中涡结构的演化机理,并总结出以下几点结论.

1) 在脉冲激励作用下,流场中不再出现相邻涡-涡结构之间的配对与融合现象,涡结构的生长是依靠涡核外围的一串小涡旋结构围绕涡核高速旋转并逐渐被涡核吸收来实现,即涡结构的生长机理由自由混合层中的“兼并”模式转变为脉冲激励下的“组合”模式.

2) 流场中涡结构的数量和空间尺寸均由脉冲频率决定.其中,涡结构数量与脉冲频率成正比例关系;而涡结构的尺寸与脉冲频率成反比例关系.由于涡结构是由组成混合层的上下两股流体在一个脉冲周期内所形成,即一个脉冲周期产生一个涡结构,因此流场中各个涡结构的尺寸都比较接近.

3) 涡结构的平均对流速度小于自由混合层中涡结构的平均对流速度,且随着脉冲频率的增加,平均对流速度进一步减小.这是由于脉冲激励在本质上是对流场的一种干扰,且相对自由混合层,间歇性的脉冲激励对涡结构的流向运动实际上是一种阻碍.

4) 流场中涡结构的平均对流速度与脉冲周期的乘积近似等于涡结构的尺寸(即平均直径,见方程 (6)).根据方程 (6),能够获取脉冲激励流场中涡结构的尺寸,从而为气动光学自适应校正技术的工程应用奠定基础.

## 参考文献

- [1] Yin X L 2003 *Principle of Aero-Optics* (Beijing: China Astronautics Press) p2 (in Chinese) [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京:中国宇航出版社) 第 2 页]
- [2] Shen Q, Yuan X J, Wang Q, Yang W B, Guan F M, Ji F 2012 *Adv. Mech.* **42** 252 (in Chinese) [沈清,袁湘江,王强,杨武兵,关发明,纪锋 2012 力学进展 **42** 252]
- [3] Luo J S 2015 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **36** 357 (in Chinese) [罗纪生 2015 航空学报 **36** 357]
- [4] Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, He Lin 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 064701 (in Chinese) [朱杨柱,易仕和,孔小平,何霖 2015 物理学报 **64** 064701]
- [5] Zhang D D, Tan J G, Lv L 2015 *Acta Astronaut.* **117** 440
- [6] Laizet S, Lardeau S, Lamballais E 2010 *Phys. Fluids* **22** 015104
- [7] Wang B, Wei W, Zhang Y L, Zhang H Q, Xue S Y 2015 *Comput. Fluids* **123** 32
- [8] Zhang Y L, Wang B, Zhang H Q, Xue S Y 2015 *J. Propul. Power* **31** 156
- [9] Chen Q, Wang B, Zhang H Q, Zhang Y L, Gao W 2016 *Int. J. Hydrogen Energy* **41** 3171

- [10] Jumper E J, Hugo R J 1995 *AIAA J.* **33** 2151
- [11] Catrakis H J, Aguirre R C 2004 *AIAA J.* **42** 1973
- [12] Dimotaksi P, Catrakis H, Fourquette D 2001 *J. Fluid Mech.* **433** 105
- [13] Chew L, Christiansen W 1993 *AIAA J.* **31** 2290
- [14] Gan C J, Li L, Ma H D, Xiong H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 054703 (in Chinese) [甘才俊, 李焱, 马汉东, 熊红亮 2014 物理学报 **63** 054703]
- [15] Gan C J, Li L, Ma H D, Xiong H L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184701 (in Chinese) [甘才俊, 李焱, 马汉东, 熊红亮 2013 物理学报 **62** 184701]
- [16] Guo G M, Liu H, Zhang B 2016 *Appl. Opt.* **55** 2708
- [17] Jumper E J, Fitzgerald E J 2001 *Prog. Aerosp. Sci.* **37** 299
- [18] Hugo R J, Jumper E J 2000 *Appl. Opt.* **39** 4392
- [19] Visbal M R, Rizzeta D P 2008 *AIAA Paper* 2008-1074
- [20] Rennie R M, Siegenthaler J P, Jumper E J 2006 *AIAA Paper* 2006-561
- [21] Rennie R M, Duffin D A, Jumper E J 2007 *AIAA Paper* 2007-4007
- [22] Freeman A P, Catrakis H J 2009 *AIAA J.* **47** 2582
- [23] Rennie R M, Duffin D A, Jumper E J 2008 *AIAA J.* **46** 2787
- [24] Guo G M, Liu H, Zhang B, Zhang Z Y, Zhang Q B 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 074702 (in Chinese) [郭广明, 刘洪, 张斌, 张忠阳, 张庆兵 2016 物理学报 **65** 074702]
- [25] Guo G M, Liu H, Zhang B 2016 *J. Astronaut. Aeronaut. Aviat.* **48** 57
- [26] Papamoschou D, Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **197** 1
- [27] Aguirre R C, Catrakis H J 2004 *AIAA J.* **42** 10
- [28] Papamoschou D 1991 *AIAA J.* **29** 5
- [29] Kourta A, Sauvage R 2002 *Phys. Fluids* **14** 3790



# Evolution mechanism of vortices in a supersonic mixing layer controlled by the pulsed forcing\*

Guo Guang-Ming<sup>1)†</sup> Liu Hong<sup>1)</sup> Zhang Bin<sup>1)</sup> Zhang Qing-Bing<sup>2)</sup>

1) (School of Aeronautics and Astronautics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

2) (Institute No. 2, China Aerospace Science and Industry Corporation, Beijing 100854, China)

( Received 6 November 2016; revised manuscript received 22 January 2017 )

## Abstract

Pulsed actuation is one of the most fundamental control types to study regularity of flow structures in supersonic mixing layers, which helps to predict the aero-optical effects caused by the supersonic mixing layer where the different-sized vortices dominate the flow field. However, the knowledge about the evolution mechanism of vortices in the supersonic mixing layer which is controlled by the pulsed forcing is limited. Based on the large eddy simulation (LES), the visualized flow field of a supersonic mixing layer controlled by the pulsed forcing is presented and the unique growth mechanism of the vortices in such a case is revealed clearly. The method of position extraction of the vortex core in the supersonic mixing layer, which is a quantitative technique to obtain the instantaneous location of a vortex in flow field, is employed to calculate the dynamic characteristics (e.g., instantaneous convective speed and size) of the vortices quantitatively. The pulsed forcings of different frequencies are imposed on the same supersonic mixing layer respectively, and the instantaneous convective speed and size of the vortices for each pulse frequency considered in this study are then computed. By comparing the dynamic characteristics of the vortices between cases, the evolution mechanism of the vortices in the supersonic mixing layer controlled by the pulsed forcing is revealed as follows. 1) Growth of the vortices in the supersonic mixing layer controlled by the pulsed forcing no longer depends on the pairing nor merging between adjacent vortices, which is just the growth mechanism of vortices in a free supersonic mixing layer. Actually, the size of a vortex in the controlled supersonic mixing layer is dominated by the imposed pulse frequency, so the size of each vortex in such a flow field is approximately identical. 2) The number of vortices in the controlled supersonic mixing layer is proportional to the pulse frequency, whereas the size of vortex is inversely proportional to the pulse frequency. That is, the higher the pulse frequency, the bigger the number of vortices in the controlled flow field is and the smaller the size of every vortex. 3) The average convective speed of vortices in the controlled supersonic mixing layer gradually decreases with pulse frequency increasing because the pulsed forcing essentially drags on the movement of vortices in flow field. Finally, an equation which describes the quantitative relationship between the dynamic characteristics of a vortex and the pulsed forcing frequency is derived, that is, the product of the average convective speed of vortices in the controlled supersonic mixing layer and the imposed pulse period is approximately equal to the mean diameter of vortices in the flow field.

**Keywords:** vortex evolution, supersonic mixing layer, large eddy simulation, pulsed forcing

**PACS:** 47.27.wj, 47.27.De, 47.27.ep, 47.27.Gs

**DOI:** [10.7498/aps.66.084701](https://doi.org/10.7498/aps.66.084701)

\* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91441205, 91330203).

† Corresponding author. E-mail: [guoming20071028@163.com](mailto:guoming20071028@163.com)