

不同喷压比下欠膨胀射流对特征频率激励的响应*

李晓鹏¹, 周蕊², 庄法坤¹, 曹逻炜¹, 谢国山¹, 范学军³

- (1. 中国特种设备检测研究院, 北京 100029;
2. 北京应用物理与计算数学研究所 计算物理重点实验室, 北京 100094;
3. 中国科学院力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

摘要: 为了揭示欠膨胀激励射流的流动机理, 以及考察不同喷压比下射流对相同激励的流动响应, 采用大涡模拟方法, 对喷压比 $NPR=5.60$ 和 9.34 的欠膨胀定常射流和激励射流进行了三维数值计算。激励频率为定常射流中固有的轴对称频率 $f_c=14.569\text{kHz}$, 激励形式为在射流喷管入口处施以正弦压力扰动。结果表明, 特征频率激励影响射流的声场特征, 缩小射流核心区的范围, 减少射流近场的激波胞格数目, 并影响射流气体与环境空气的混合。同时, 激励射流的特征频率转变为激励频率及其高阶倍频, 激励射流的主不稳定模态均为轴对称模态。其中, $NPR=9.34$ 的欠膨胀射流的主不稳定模态和外加压力扰动的形式相一致, 射流与外加激励发生了更加剧烈的流动耦合和响应。这使得在 $NPR=9.34$ 时, 射流核心区长度减小得更多, 压力脉动的振幅更大, 激励对射流混合的增强作用更加明显。

关键词: 欠膨胀射流; 喷压比; 特征频率激励; 大涡模拟; 流动响应

中图分类号: V231.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2019) 06-1239-08

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.180379

Flow Response of Underexpanded Jets to External Excitation at Different Nozzle Pressure Ratios

LI Xiao-peng¹, ZHOU Rui², ZHUANG Fa-kun¹, CAO Luo-wei¹, XIE Guo-shan¹, FAN Xue-jun³

- (1. China Special Equipment Inspection and Research Institute, Beijing 100029, China;
2. Laboratory of Computational Physics, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China;
3. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: To obtain more in-depth understanding on the physics of underexpanded excited jets as well as the flow response of the jets to external excitation at different nozzle pressure ratios (NPR), three-dimensional large eddy simulation (LES) of underexpanded steady and excited jets are carried out at two different nozzle pressure ratios (NPR) of 5.60 and 9.34. The forcing frequencies are the inherent symmetric mode frequency in the steady jets of 14.569kHz, and the excited jets are implemented by imposing the sinusoidal disturbance to the static pressure at the nozzle entrance. The results indicate that the external excitations affect the acoustic patterns, reduce the region of the jet potential core, decrease the number of near-field shock cells, and have a remarkable impact on the mixing between the injected gas and the surroundings. Meanwhile, the dominant frequencies of the excited jets turn into the exciting frequency used and its high-order harmonics, and the dominant mode all switches to axisymmetric mode. In particular, the dominant mode of the steady jet at $NPR=9.34$ is same as the

* 收稿日期: 2018-06-21; 修订日期: 2018-08-17。

基金项目: 国家自然科学基金 (11602028; 51605493); 国家质检总局科技项目 (2017QK119; 2017QK188)。

通讯作者: 李晓鹏, 博士, 高级工程师, 研究领域为大涡模拟、超声速流动与控制。 E-mail: lxp@163.com

form of the external excitation, which results in intense flow resonance between the steady jet and the axisymmetric excitation. As a result, forcing the jet at $NPR=9.34$ provides more decrease in the length of jet potential core and the larger amplitude in pressure fluctuations, and the external excitations have a more effective influence on the jet mixing.

Key words: Underexpanded jets; Nozzle pressure ratio; Characteristic frequency excitations; Large eddy simulation; Flow response

1 引言

欠膨胀射流广泛应用在高超声速飞行器的燃料喷注、发动机尾喷管、航天器姿态调整,以及局部热流控制等方面,一直是国内外的研究热点^[1]。特别地,在以超燃冲压发动机为代表的高超声速飞行器燃烧室内,超声速空气来流的驻留时间较短(ms量级),实现高压燃料射流和空气的快速掺混是目前发动机设计中的关键技术挑战^[1-3]。

通过对射流施以一定频率的激励可以有效促进混合。这类研究在不可压缩横向射流领域取得了不少进展,可参见文献[4-7]。在高速可压缩欠膨胀射流方面,相关的研究工作较少,已开展的部分工作还不够深入。例如,Randolph等^[8]采用1Hz的频率对超声速横向射流进行了激励,发现在相同的射流总压下,激励射流的穿透深度增加了12%。Murugappan等^[9]通过实验研究了频率激励对来流马赫数为2.0的横向射流穿透特性的影响,发现其所采用的两个频率900Hz和5kHz都可以增强射流和超声速来流的混合。对于本文重点关注的欠膨胀平行射流,Ganesh等^[10]采用实验测量考察了单频率和双频率激励的影响,发现双频率激励可以更有效地促进混合。Samimy等^[11-12]采用速度测量和压力点测量等试验方法,研究了外加激励下轴对称欠膨胀圆孔射流的流场和声场特征。

射流来流总压和环境压力之间的比值,即喷压比 NPR ,是影响欠膨胀射流流场发展的关键因素^[13]。在不同的喷压比条件下,射流的欠膨胀程度不同,射流近场的激波波系结构存在相当的差异,这会进一步影响射流的激波啸叫特性和主不稳定模态^[14-15]。由此可以预期,不同喷压比下的欠膨胀射流对相同的特征频率激励会有不同的流动响应。然而,欠膨胀射流流动雷诺数高($Re \sim 10^5$),流动特征时间较小(一般在 μs 量级),其流场又具有很强的湍流非定常特性和三维效应。这些因素的限制,使得目前国际上开展的关于欠膨胀射流的研究工作,包括实验和计算,大都围绕其射流近场的时均特征或者稳态射

流结构展开^[13,16-19]。这也使得目前国际上对欠膨胀射流的瞬态流动特征,以及在外加激励影响下欠膨胀射流的流动机理,缺乏系统和深入的认识。

本文在前期研究工作的基础上^[20-22],采用大涡模拟(LES)方法,对喷压比 $NPR=5.60$ 和 9.34 的欠膨胀射流,施以相同形式的正弦激励。根据大涡模拟计算结果,考察外加激励对欠膨胀射流流场结构、混合特性,以及频谱特征等的影响。在这其中,重点研究在这两个不同的喷压比下,欠膨胀射流对相同外加激励的流动响应。

2 物理模型与计算方法

2.1 计算条件

图1(a)给出了本文采用的计算模型。计算区域大小为 $50\text{mm} \times 100\text{mm} \times 50\text{mm}$,高压氮气经一个变截面收缩喷管喷注到静止大气中。喷管的总高度为 20mm ,喷管入口直径 d 为 8mm ,出口直径 D 为 2mm 。

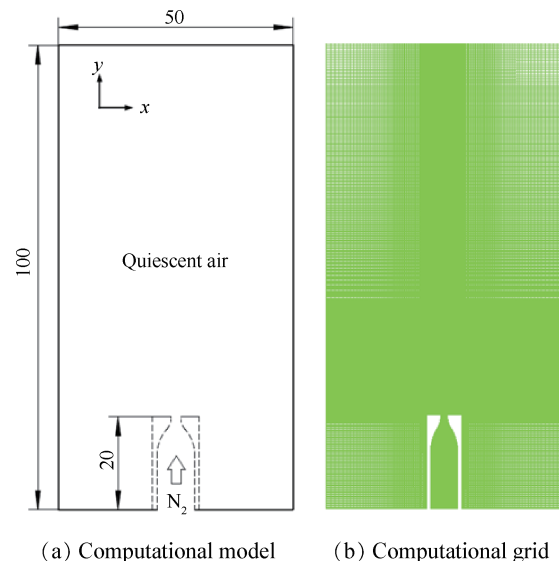


Fig. 1 Simulation setup

静止大气由质量分数为0.76699的 N_2 和0.23301的 O_2 组成,温度 $T_\infty=300\text{K}$,压力 $p_\infty=0.1\text{MPa}$,密度 $\rho_\infty=1.17\text{kg/m}^3$,速度 $U_\infty=0$ 。射流气体为氮气,即喷管中

$w_{N_2}=1.0$ 。在文献[21]中,采用LES考察了喷压比 $NPR=5.60, 7.47, 9.34$ 和 11.21 时高度欠膨胀射流的流动机理,并且发现所考察的四个工况均有相同的轴对称频率 $f_s=14.569\text{kHz}$ 。因此在本文中,采用 $NPR=5.60$ 和 9.34 的算例作为基准算例,具体的计算条件见表1所示。

Table 1 Flow parameters and simulation conditions

Property	Case 1	Case 2
Ma	1.0	1.0
p_1/MPa	0.3	0.5
p_0/MPa	0.57	0.95
T_0/K	360.0	360.0
$U_1/(\text{m/s})$	353.1	353.1
Re_1	1.36×10^5	2.27×10^5
$NPR(p_0/p_*)$	5.60	9.34

在喷管壁面,采用绝热、无滑移边界条件。在计算区域的出口和四个自由面,采用零梯度边界条件。在定常射流计算中,喷管入口采用总温和总压边界。在激励射流计算中,喷管入口处的温度采用总温条件,而让喷管入口压力 p 随时间成正弦变化,即对欠膨胀射流施以如下形式的正弦激励

$$p = p_2 [1.0 + A_m \sin(2\pi f_e t)] \quad (1)$$

式中 p_2 是定常射流入口压力; A_m 是激励强度,参考前人的实验测量研究^[4-10],本文取为5%; f_e 是激励频率,本文取为射流的轴对称频率^[21],即 $f_e = 14.569\text{kHz}$ 。

2.2 计算方法

数值计算采用作者开发的astroFoam求解器,求解经过Favre滤波后的三维非定常Navier-Stokes方程。astroFoam是基于开源C++函数库OpenFOAM中的标准求解器rhoCentralFoam^[23]开发的超声速可压缩多组分流动大涡模拟求解器,已被成功用于不同喷压比欠膨胀射流^[21]、超声速煤油燃烧^[24]、氢气射流混合^[25]以及非圆孔欠膨胀射流^[26]等的数值计算和求解中。在astroFoam求解器中,数值通量构造采用可压缩K-T中心-迎风差格式^[27],原始变量界面值重构采用TVD/NVD系列激波高分辨率差格式。方程矩阵代数求解采用预条件共轭梯度求解器(PCG/PBiCG)和代数多重网格迭代方程求解器(GAMG)。时间推进采用二阶隐式Euler方法。热物性参数和输运参数分别采用NIST-JANAF的热动力学数据库^[28]和Sutherland公式进行计算。对控制方程Favre

滤波后出现的亚格子项,采用亚格子湍动能一方程模型^[29]进行模拟求解。

计算中采用的网格见图1(b)所示,为六面体的结构网格,总数约为 2.73×10^7 。在网格的设计中,对射流出口、射流剪切层等流动核心区域的网格进行了加密,使得喷嘴附近的网格分辨率与文献^[30-32]进行超声速射流大涡模拟计算采用的网格基本一致。网格设计的详细尺寸可参见文献^[21]。在计算中,稳定性系数 CFL 数取为0.6,与之相对应的时间步长为 $\Delta t \approx 0.0137\mu\text{s}$,此时 $\Delta t \cdot a/D = 2.42 \times 10^{-3}$,这与Génin等^[32]在超声速横向射流大涡模拟计算中采用的时间步长接近。

3 结果和讨论

3.1 准稳态流场结构

图2给出了准稳态的射流流场结构,其中的绿色和粉色曲线为 $w_{N_2}=1.0$ 和 0.77165 的氮气质量分数的等值线,分别指出了射流核心区的范围以及射流的外边界。从图2(a)和(c)中可以看出,本文LES准确地捕获到了典型的欠膨胀定常射流流场特征。在射流近场,形成了包含拦截激波、马赫盘、反射激波,以及滑移线等的典型激波波系结构。在射流远场,形成了同时向射流上游和下游传播的声波;而在射流剪切层上,形成了仅向下游传播的、成一定角度规则分布的马赫波。其中,声波声源的中心近似位于射流核心区的末端。图2(a)和(c)同时也表明,在高 $NPR=9.34$ 时,欠膨胀定常射流核心区的长度更长。

在外加特征频率激励的影响下,两个喷压比下的流场结构都发生了较为显著的变化。图2(b)和(d)显示,在定常射流中以一定规律稳定传播的声波在激励射流中较难识别。同时,不同于定常射流的声源中心位于射流核心区末端,激励射流的喷管出口处近似存在着一定形式的声源。其次,激励射流的核心区范围发生变化,特别是当 $NPR=9.34$ 时,激励射流核心区的长度得以大幅缩短。此外,也注意到激励射流的外边界不同于定常射流,这意味其与周围空气的混合特性将发生一定的变化。

图3给出了射流中心线上时间平均的氮气质量分数和压力分布,定量地给出了射流核心区长度和近场激波结构的变化。从中可以看出,当 $NPR=5.60$ 时,射流核心区长度 L_c 从约9.0变为7.0;当 $NPR=9.34$ 时, L_c 从14.0缩短为9.0。同时,激励射流中激波强度(激波前后压力的比值)下降,激波胞格的数目也得

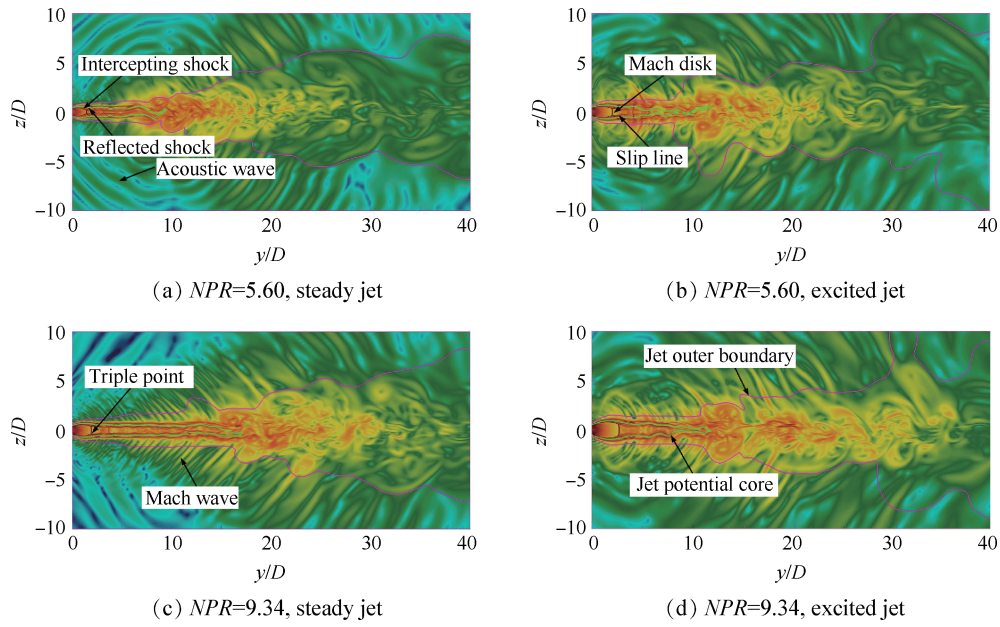


Fig. 2 Instantaneous contour of density gradient magnitude on the jet centerline planes

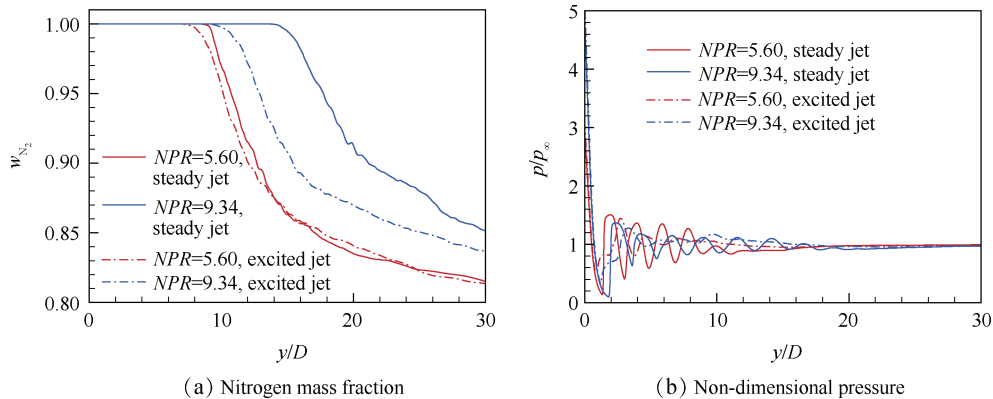


Fig. 3 Mean profiles of flow properties along the jet centerline

以减少。例如,图 3(b)显示,当 $NPR=5.60$ 时,定常射流中大约有 5 个激波胞格,而激励射流中可分辨的激波胞格数目约为 3 个。

3.2 混合特性

文献[25]指出,在欠膨胀射流中,射流气体与环境空气之间的混合依然存在于由混合分数 $Z=0.02$ 定义的外边界上。因此在本文中,为了考察高压射流与周围空气的混合特性,以及外加激励对射流混合的影响,将 $w_{N_2}=0.77165$ (混合分数 $Z=0.02$) 的等值线所包围的面积定义为混合面积,如图 4 所示。图 5 给出了不同流向位置上的时均混合面积,并采用喷嘴出口面积 A^* 进行无量纲化。

图 5 表明,在射流核心区范围内,由于第二个正激波外形成的波浪形涡环,定常射流的混合面积沿

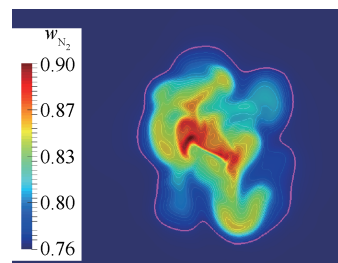


Fig. 4 Instantaneous contour lines of nitrogen mass fraction on the cross-section plane of $y/D=15$ for the steady jet for $NPR=5.60$

着流向先增大后减小。在射流核心区末端之后,即对于 $NPR=5.60, y/D > 10$; 当 $NPR=9.34$ 时, $y/D > 17$, 定常射流的时均混合面积沿着流向近似呈线性增大。也注意到,在射流近场 ($y/D < 12$), $NPR=9.34$ 定常射流的混合面积大于 $NPR=5.60$ 时的情形;而在射流下

游, $NPR=5.60$ 射流的混合面积更大。

图 5 也表明, 外加激励显著地改变了射流的混合特性, 但激励对 $NPR=5.60$ 和 9.34 射流的影响存在着相当的差异。当 $NPR=5.60$ 时, 外加激励在射流核心区末端附近显著地增加射流混合面积, 例如当 $y/D=10$ 时, 激励射流的混合面积近似是定常射流时的 7 倍。在 $NPR=5.60$ 的射流下游 ($y/D>16$), 特征频率激励反而降低了射流混合面积, 例如, 在 $y/D=30$ 处, 激励射流的混合面积约为定常射流的 74%。而在高 $NPR=9.34$ 时, 从 $y/D=12$ 起, 外加特征频率激励都可以有效地增加射流混合面积, 例如在 $y/D=30$ 处, 激励射流的混合面积相比定常射流增加了约 70%。

Narayanan 等^[5]对横向激励射流的实验测量表明, 高频频率激励可以增强射流近场附近的穿透特性, 而低频频率激励则可以增强射流远场的混合。我们在前期的数值研究工作^[22]中, 采用不同大小的频率对欠膨胀射流进行了激励, 得到了与文献^[5]类似的结论, 即在一般情况下, 14.569kHz 等高频激励

增强射流近场附近的混合特性, 而 1Hz 的低频激励增强射流远场的混合面积。这也许可以解释当 $NPR=5.60$ 时, 外加激励增加射流核心区末端附近 (射流近场) 而减小射流下游的混合面积。而当 $NPR=9.34$ 时, 外加激励同时增加射流近场和下游的混合面积, 这主要是由于外加的轴对称形式的压力扰动与射流本身的主不稳定模态间的耦合, 将在下一节 3.3 中进行详细讨论。

3.3 频谱特征

图 6 给出了射流剪切层两侧的压力在相同的时间内 ($500t_0 \sim 600t_0$) 分布。可以看出, 当 $NPR=5.60$ 时, 定常射流相对两点的压力脉动周期基本一致但相位相反。对于 $NPR=9.34$ 的高喷压比情形, 压力脉动的频率增高, 相对两点的压力信号之间的关系更加复杂, 二者的相位时而一致, 时而相反。然而, 在外加频率激励的作用下, $NPR=5.60$ 和 9.34 的激励射流剪切层相对两点处的压力信号均近似完全重合。同时, $NPR=5.60$ 与 9.34 激励射流压力振荡的频率也

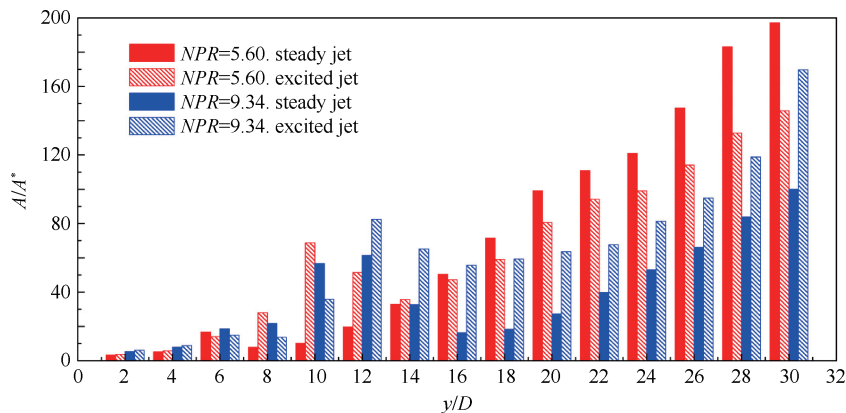


Fig. 5 Time-averaged mixing area at different streamwise positions

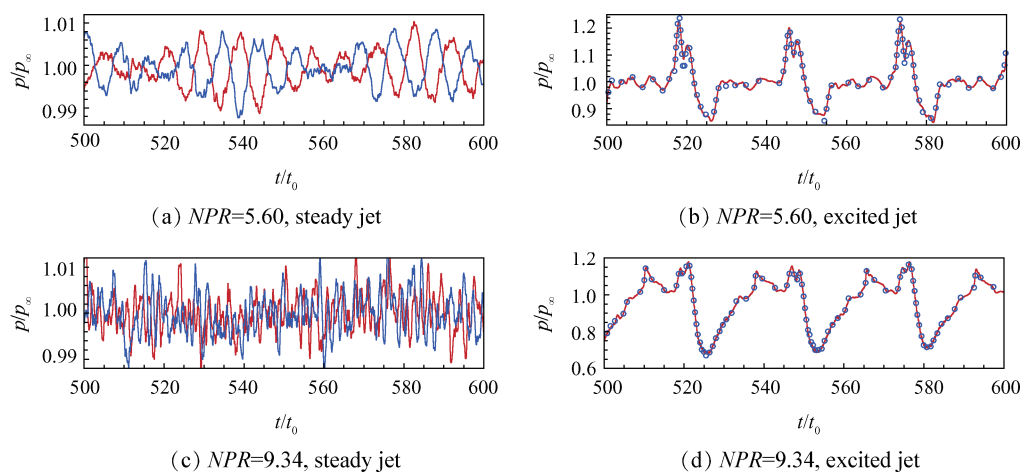


Fig. 6 Pressure history on either side of the jets at $(x/D=1, y/D=2, z/D=0)$ (red lines) and $(x/D=-1, y/D=2, z/D=0)$ (blue lines or points)

基本一致。此外也注意到,激励射流压力振荡的振幅要普遍高于定常射流的情形,例如当 $NPR=5.60$ 时,激励射流无量纲压力脉动的振幅约为0.2,要远大于定常射流的0.01。与此同时, $NPR=9.34$ 时激励射流压力振荡的振幅大约为0.3,又大于 $NPR=5.60$ 时激励射流压力脉动的幅度。

图7给出了射流剪切层附近压力脉动的频谱,以及相对两点之间的相位差。正如在我们前期研究^[21]中指出的那样, $NPR=5.60$ 时定常射流的主频率为 $f_s=37.086\text{kHz}$,其对应的相位差接近 180° ,这说明射流的主不稳定模态是螺旋模态。轴对称模态 $f_s=14.569\text{kHz}$ (相位差接近 0°)也存在于 $NPR=5.60$ 的频谱图上,但其振幅较小。对于 $NPR=9.34$ 的高喷压比情形,虽然可以识别出 $f_s=31.787\text{kHz}$ 的螺旋模态,但其振幅较小,定常射流的主不稳定模态是相位差接近 0° , $f_s=14.569\text{kHz}$ 轴对称模态。有趣的是,在相同的频率激励的影响下, $NPR=5.60$ 和 9.34 的激励射流

的特征频率都转变为激励频率 $f_e=14.569\text{kHz}$ 及其高阶倍频。例如,在 $NPR=9.34$ 的激励射流的频谱上,可以有效识别出激励频率的2倍频 $2f_e$ 和3倍频 $3f_e$ 。与此同时,激励射流的主不稳定模态都转变为相位角接近 0° 的轴对称模态。

同时也注意到,在 $NPR=9.34$ 的激励射流中,特征频率的振幅一般要强于 $NPR=5.60$ 时的激励射流。这主要是由于 $NPR=9.34$ 时,外加的轴对称形式的压力扰动与射流本身的主不稳定模态(即轴对称模态)相一致,外加特征频率激励和射流本身产生了更加剧烈的流动耦合和响应。这一点也可以从上文图5和图6看出,即 $NPR=9.34$ 时,激励射流流场中压力脉动的振幅更大,外加激励更有利于提高射流下游的混合面积。而当 $NPR=5.60$ 时,定常射流的主不稳定模态为螺旋模态,与轴对称形式的压力扰动并不一致,射流对外加激励的流动响应也较为有限,外加激励在射流下游并不能有效地提高射流混合面积。

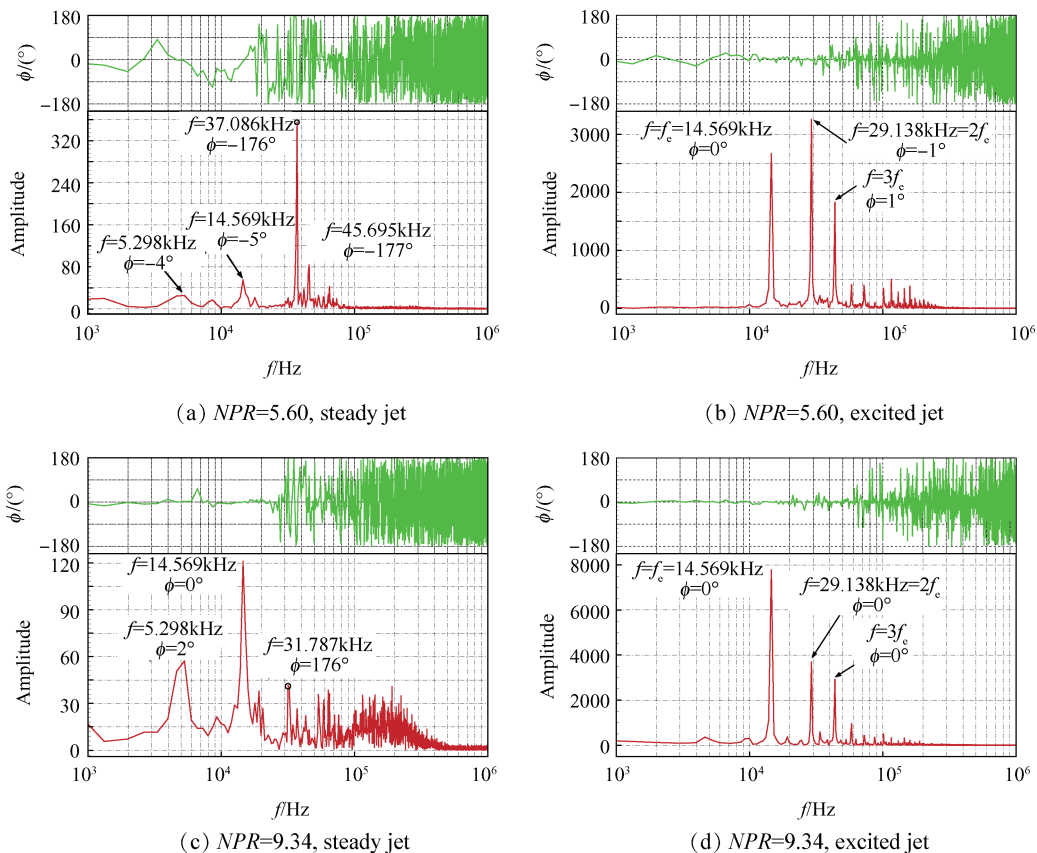


Fig. 7 Cross spectrum and relative phase of pressure fluctuation on either side of the jets at $(x/D=1, y/D=2, z/D=0)$ and $(x/D=-1, y/D=2, z/D=0)$

4 结论

通过本文研究,得到如下结论:

(1)在特征频率激励下,欠膨胀射流的声场结构发生改变,射流核心区长度变短,射流近场处的激波强度变弱,激波胞格数目减少。

(2)特征频率激励影响欠膨胀射流外边界的发展,进而在一定范围和程度上影响射流气体与环境空气的混合特性。

(3)激励射流的特征频率全部为激励频率及其高阶倍频,激励射流的主不稳定模态也均为轴对称模态。

(4) $NPR=9.34$ 的欠膨胀射流的主不稳定模态和外加压力扰动的形式相一致,射流与外加激励发生了更加剧烈的流动耦合和响应。这使得在 $NPR=9.34$ 时,射流核心区长度减小得更多,压力脉动的振幅更大,激励对射流混合面积的促进作用更加明显。

致谢:感谢国家自然科学基金、国家质检总局科技项目资助。

参考文献:

- [1] Segal C. The Scramjet Engine: Processes and Characteristics[M]. New York: Cambridge University Press, 2009.
- [2] Bogdanoff D W. Advanced Injection and Mixing Techniques for Scramjet Combustors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1994, 10(2): 183-190.
- [3] Seiner J M, Dash S M, Kenzakowski D C. Historical Survey on Enhanced Mixing in Scramjet Engines [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(6): 1273-1286.
- [4] Adnan Eroglu, Robert E Breidenthal. Structure, Penetration, and Mixing of Pulsed Jets in Crossflow [J]. *AIAA Journal*, 2001, 39(3): 417-423.
- [5] Narayanan S, Barooah P, Cohen J M. Dynamics and Control of an Isolated Jet in Crossflow [J]. *AIAA Journal*, 2003, 41(12): 2316-2330.
- [6] Davitian J, Hendrickson C, Getsinger D, et al. Strategic Control of Transverse Jet Shear Layer Instabilities [J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(9): 2145-2156.
- [7] Karagozian A R. Transverse Jets and Their Control[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2010, 36(5): 531-553.
- [8] Randolph H, Chew L, Johari H. Pulsed Jets in Crossflow [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1994, 10(5): 746-748.
- [9] Murugappan S, Gutmark E, Carter C. Control of Penetration and Mixing of an Excited Supersonic Jet into a Supersonic Cross Stream[J]. *Physics of Fluids*, 2005, 17(10).
- [10] Ganesh Raman, Edward J Rice. Axisymmetric Jet Forced by Fundamental and Subharmonic Tones [J]. *AIAA Journal*, 1989, 27(7): 1114-1122.
- [11] Samimy M, Kim J H, Kastner J, et al. Active Control of High-Speed and High-Reynolds-Number Jets Using Plasma Actuators [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 578(1): 305-330.
- [12] Samimy M, Kim J H, Kearney Fischer M, et al. Acoustic and Flow Fields of an Excited High Reynolds Number Axisymmetric Supersonic Jet [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 656(10): 507-529.
- [13] Donaldson C D, Snedeker R S. A Study of Free Jet Impingement, Part 1: Mean Properties of Free and Impinging Jets [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, 45(2): 281-319.
- [14] Tam C K W. Supersonic Jet Noise [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1995, 27: 17-43.
- [15] Raman G. Advances in Understanding Supersonic Jet Screech: Review and Perspective [J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 1998, 34(1): 45-106.
- [16] Chuech G, Lai M C, Faeth G M. Structures of Turbulent Sonic Underexpanded Free Jets [J]. *AIAA Journal*, 1989, 27(5): 549-559.
- [17] André B, Castelain T, Bailly C. Experimental Exploration of Underexpanded Supersonic Jets [J]. *Shock Waves*, 2013, 23(1): 21-32.
- [18] Menon N, Skews B W. Shock Wave Configurations and Flow Structures in Non-Axisymmetric Underexpanded Sonic Jets [J]. *Shock Waves*, 2010, 20(3): 175-190.
- [19] Hatanaka K, Saito T. Influence of Nozzle Geometry on Underexpanded Axisymmetric Free Jet Characteristics [J]. *Shock Waves*, 2012, 22(5): 427-434.
- [20] 李晓鹏, 吴坤, 姚卫, 等. 高度欠膨胀射流的瞬态近场结构 [J]. 推进技术, 2016, 37(12): 2233-2242. (LI Xiao-peng, WU Kun, YAO Wei, et al. Instantaneous Near-Field Structure of Highly Underexpanded Jets [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(12): 2233-2242.)
- [21] Xiaopeng Li, Wei Yao, Xuejun Fan. Large-Eddy Simulation of Time Evolution and Instability of Highly Underexpanded Sonic Jets [J]. *AIAA Journal*, 2016, 54(10): 3191-3211.
- [22] Xiaopeng Li, E Fan, Wei Yao, et al. Numerical Investigation of Characteristic Frequency Excited Highly Underexpanded Jets [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 63: 304-316.
- [23] Greenshields C J, Weller H G, Gasparini L, et al. Implementation of Semi-Discrete, Non-Staggered Central

- Schemes in a Colocated, Polyhedral, Finite Volume Framework, for High-Speed Viscous Flows [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2010, 63(1): 1-21.
- [24] Wei Yao, Jing Wang, Yang Lu, et al. Full-Scale Detached Eddy Simulation of Kerosene Fueled Scramjet Combustor Based on Skeletal Mechanism [R]. *AIAA* 2015-3579.
- [25] Xiaopeng Li, Kun Wu, Wei Yao, et al. A Comparative Study of Highly Underexpanded Nitrogen and Hydrogen Jets Using Large Eddy Simulation [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, 41(9): 5151-5161.
- [26] Xiaopeng Li, Rui Zhou, Wei Yao, et al. Flow Characteristic of Highly Underexpanded Jets from Various Nozzle Geometries [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 125: 240-253.
- [27] Kurganov A, Tadmor E. New High-Resolution Central Schemes for Nonlinear Conservation Laws and Convection-Diffusion Equations [J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 160(1): 241-282.
- [28] Chase M W. JANAF Thermochemical Tables [J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1974, 3(2).
- [29] Chakravarthy V, Menon S. Large Eddy Simulations of Turbulent Premixed Flames in the Flamelet Regime [J]. *Combustion Science and Technology*, 2001, 162(1): 175-222.
- [30] Kawai S, Lele K. Large-Eddy Simulation of Jet Mixing in Supersonic Crossflows [J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(9): 2063-2083.
- [31] Rana Z A, Thornber B, Drikakis D. Transverse Jet Injection into a Supersonic Turbulent Cross-Flow [J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23(4).
- [32] Génin F, Menon S. Dynamics of Sonic Jet Injection into Supersonic Crossflow [J]. *Journal of Turbulence*, 2010, 11(4): 1-30.

(编辑:史亚红)