

S形进气道锤击波荷载特性分析

张群峰¹, 闫盼盼¹, 黎军², 王霄²

(1. 北京交通大学 土木工程学院, 北京 100044;

2. 中国航空工业集团公司 沈阳飞机设计研究所, 沈阳 110035)

摘 要: 利用基于改进的延迟分离涡模拟(IDDES)方法,对亚声速和超声速来流条件下某S形模型进气道进行了非定常计算,研究了发动机喘振所产生的瞬时高压波形对锤击波传播规律的影响.结果表明:锤击波产生后沿进气道迅速向前传播,运动过程中锤击波的运动速度基本保持不变,但强度不断增强.同时受气流离心力的影响,S形进气道弯曲段半径较大一侧壁面受到的锤击波气动荷载值更大.发动机喘振所产生的瞬时高压的加载梯度增加使得锤击波传播速度及强度增强,而压力卸载方式对锤击波强度的影响不明显.在亚声速和超声速来流条件下,增加瞬时高压峰值均使得锤击波荷载强度显著增强,并近似符合二次函数分布规律,而且超声速来流条件下锤击波强度较亚声速来流更强.

关键词: 分离涡模拟(DES); S形进气道; 喘振; 锤击波; 压力荷载

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Analysis of hammer shock load characteristics in S-duct

ZHANG Qun-feng¹, YAN Pan-pan¹, LI Jun², WANG Xiao²

(1. School of Civil Engineering,

Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;

2. Shenyang Aircraft Design and Research Institute,

Aviation Industry of Corporation China, Shenyang 110035, China)

Abstract: To analyze the effect of instantaneous high pressure profile caused by engine surge on the hammer shock propagation, an S-duct model was simulated under conditions of both subsonic and supersonic inflow, based on improved delayed detached eddy simulation (IDDES) method. Results showed that when hammer shock was generated, it propagated upward along the inlet rapidly with approximate constant speed and the strength of hammer shock increased. Meanwhile, the aerodynamic load of S-duct inner wall was uneven under the influence of centrifugal force field; the aerodynamic load on side wall with the larger radius was greater. Increasing the pressure loading gradient led to quicker hammer shock propagation speed and enhanced strength, however different unloading pressure profiles had no obvious effect on the hammer shock propagation speed and strength. Under both subsonic and supersonic inflow conditions, the intensity of hammer shock increased with the growth of maximum value of instantaneous high pressure, approximately matching the quadratic function distribution law. The hammer shock intensity of supersonic inflow was greater than the subsonic inflow.

收稿日期: 2016-07-06

基金项目: 国家自然科学基金 (11172283)

作者简介: 张群峰(1972—),男,讲师,博士,主要研究方向为应用计算流体力学.

引用格式: 张群峰,闫盼盼,黎军,等. S形进气道锤击波荷载特性分析[J]. 航空动力学报, 2017, 32(3): 637-647. ZHANG Qunfeng, YAN Panpan, LI Jun, et al. Analysis of hammer shock load characteristics in S-duct[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(3): 637-647.

Key words: detached eddy simulation(DES); S-duct; surge; hammer shock; pressure load

现代飞机因为机头上要安装电子设备等重要部件,所以已经很少选用机头进气道,代之采用的是两侧或腹部进气道^[1].由于总体布局和隐身性能等多方面的需要,进气道的内管道大多呈现 S 形.国内外不少学者对 S 形进气道的内外流场进行了研究,研究表明二次流是 S 形进气道的主要流动特征,当 S 形进气道内出现锤击波时,流动状态变得更为复杂.锤击波通常被认为是发动机喘振或突然空中停车时,在进气道出口截面产生瞬时高压,高压向进气道上游推进,形成的一道高强度前传压力波.锤击波的峰值压力最高可达到自由来流总压的 2 倍^[2-5],该压力峰值产生的气动荷载对进气道结构设计产生很大的影响.同时由于 S 形进气道存在弯曲段,受离心力作用锤击波经过弯曲段产生更大的气动荷载,因此有必要对 S 形进气道中锤击波产生、发展的过程展开深入地研究.

进气道内锤击波是由于发动机喘振产生的瞬时高压所引起,因此确定发动机喘振发生时所产生的瞬时高压随时间的变化规律对锤击波的研究是至关重要的.国内外对此已有一定的研究,Goble 等^[6]研究了 YF119 发动机的喘振,提出喘振发生时,进气道出口截面压力值的变化规律符合正弦函数变化规律,整个过程持续时间为 30 ms;Webb 等^[7]认为压力的升高是瞬时的;Causon 等^[8]认为压力的升高为线性增加,持续时间在 3 ms 左右;Ytterstrom 等^[9]则认为压力的线性升高过程持续时间可达到 20 ms,压力降低过程也是线性的.可以看出对于喘振发生时,进气道出口截面压力随时间变化规律并没有公认的统一结论.另外,在飞行状态下测量发动机喘振在进气道与发动机交界面上的产生的瞬时高压也是非常困难的.随着计算流体力学(CFD)的发展,CFD 已经成为飞机进气道设计研究的重要手段.尤其近年来计算机性能的大幅度提高,和一些湍流模型的提出,数值模拟的计算速度和计算精度得到了极大的提升.因此本文将选取多个不同瞬时高压变化规律,应用成熟商业软件 Starccm+,采用基于 Menter SST $k-\omega$ 湍流模型的改进的延迟分离涡模拟(IDDES)方法,对带有前机身的 S 形进气道内锤击波的传递过程、进气道气动荷载随锤击波位置变化规律以及锤击波强度与进气道出口截面

瞬变压力波形的关系进行数值模拟分析,为 S 形进气道的结构强度优化设计提供一定的理论指导和设计依据.

1 数值计算方法

1.1 控制方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (1)$$

式中 $\mathbf{W}$ 为守恒变量, $\mathbf{F}_c$ 为对流矢通量, $\mathbf{F}_v$ 为黏性矢通量, Q 为源项, Ω 为控制体, dS 为面元.

$$\mathbf{W} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho E]^T \quad (2)$$

式中 ρ 为密度; u, v, w 分别为 3 个方向的速度; E 为总能.

$$\mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \\ \rho H V \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中 V 为垂直于面元 dS 的逆变速度, p 为压力, H 为总焓.

$$V \equiv \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = n_x u + n_y v + n_z w \quad (4)$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中 $\mathbf{n}$ 为面元 dS 的外法向矢量, n_x, n_y, n_z 为其 3 个方向上的分量; τ_{ij} 为黏性应力, κ 为导热系数, T 为温度.

$$Q = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho f_{e,x} \\ \rho f_{e,y} \\ \rho f_{e,z} \\ \rho \mathbf{f}_e \cdot \mathbf{v} + \dot{q}_h \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中 f_e 为体积力, $f_{e,x}, f_{e,y}, f_{e,z}$ 为其在 3 个坐标方向的分量, $\dot{q}_h$ 为热通量密度^[10].

1.2 SST-IDDES 方法

湍流模拟采用基于 SST $k-\omega$ 模型 IDDES 方法^[11].该方法求解的 k 和 ω 方程与 SST $k-\omega$ 模型方程形式相似,唯一不同的是 IDDES 模型的 k 方程中湍动能耗散项 D_k 计算方式发生了改变,

其具体公式如下：

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - D_k \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{U}) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\omega} + \alpha \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (8)$$

$$D_k = \frac{\rho \sqrt{k}^3}{l_{IDDES}} \quad (9)$$

$$l_{IDDES} = \tilde{f}_d \cdot (1 + f_\epsilon) \cdot l_{RANS} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot l_{LES} \quad (10)$$

$$l_{LES} = C_{DES} \Delta \quad (11)$$

$$l_{RANS} = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega} \quad (12)$$

式中 ρ 为密度, k 为湍动能, t 为时间, $\mathbf{U}$ 为速度向量, μ 为黏度, μ_t 为湍流黏度, P_k 为湍动能生成项, D_k 为湍动能耗散项, ω 为湍流耗散比, $\beta = 0.075$, C_{DES} 为比例系数. 由于 SST 存在 $k-\epsilon$ 与 $k-\omega$ 两个分支, 所以比例系数 C_{DES} 采取两个分支分别较准, 然后通过 Menter^[12] 提出的混合函数 F_1 将两者结合起来. IDDES 方法相比最初 DES97^[13] 及 DDES(延迟分离涡模拟)^[14] 方法, 在保留了 DES 类方法优点的同时成功克服了对数律不匹配、网格诱导分离、模型应力损耗等问题^[15].

1.3 数值方法验证

为了验证所使用的数值模拟方法的准确性, 对文献[16]中的 S 形进气道实验模型进行了数值计算, 计算时 S 形进气道的几何参数和气动条件保持与实验相一致. 该模型进气道的几何外形如图 1 所示, 图中 R 为进气道中心线的曲率半径, θ_{max} 为圆弧夹角, φ 为进气道截面的圆心角, r_1 为进口半径, r_2 为出口半径.

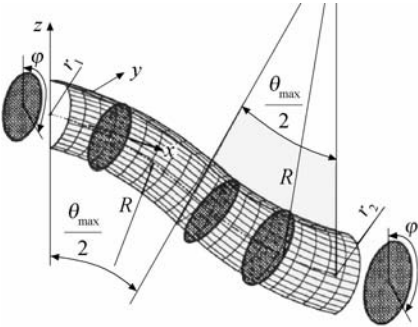


图 1 S 形进气道几何模型示意图
Fig. 1 Sketch of S-duct geometric model

风洞实验中, 进气道入口平面中心点马赫数为 0.6, 基于进气道入口直径的流动雷诺数为 2.6×10^6 , 应用多面体网格和 SST-IDDES 方法进行非定常计算. 由于 S 形进气道存在两个弯曲段, 流体在弯管内流动时, 在曲壁形成的横向压力梯度作用下产生了内旋运动, 因此形成二次流^[17-19]. 图 2 为出口截面的二次流流谱, 从图中可以清晰地看到一对明显的对涡存在.

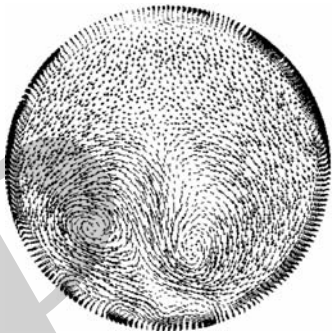


图 2 出口截面二次流流谱
Fig. 2 Flow pattern of secondary flow in outlet cross section

对非定常结果进行时间平均, 得到进气道内壁面 3 个周向角 $\phi = 10^\circ, 90^\circ, 170^\circ$ (ϕ 值定义见图 1) 位置处轴向压力系数 (C_p) 分布曲线. 数值模拟结果与实验值对比如图 3 所示, 图中横坐标 s 表示距离入口截面的中心线长度, d 表示入口直径. 通过图中可以看出数值计算得到的压力系数分布与实验值吻合得较好, 说明本文所选用的多面体网格数值方法可以准确地模拟 S 形进气道内部流动.

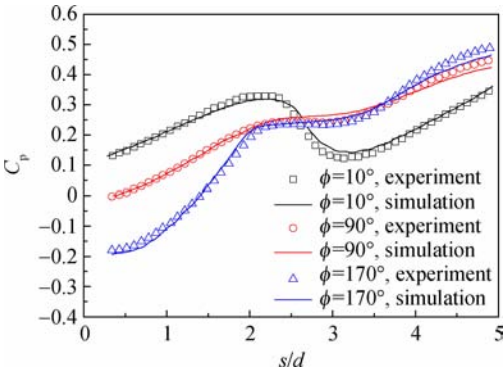


图 3 轴向压力系数分布
Fig. 3 Distribution of axial pressure coefficient

2 计算模型

2.1 计算模型及网格划分

根据国外公开展出的飞机模型, 设计了一个

带有前机身的 S 形进气道作为本文的研究模型如图 4(a)所示,模型尺寸约为 $10\text{ m}\times 2\text{ m}\times 2\text{ m}$,图 4(b)为进气道几何外形,其截面几何形状如图 4(c)所示,从进气道入口到喉道处呈现收缩趋势,从喉道到下游呈现扩张趋势. 计算域尺度为 $60\text{ m}\times 20\text{ m}\times 20\text{ m}$.

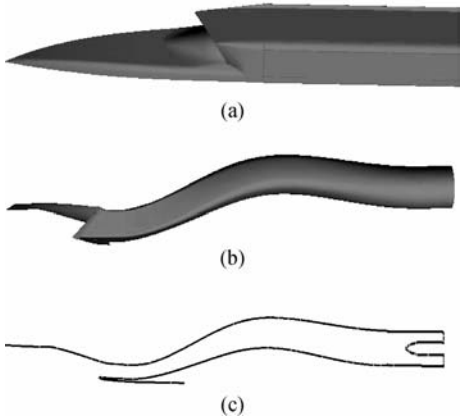


图 4 S 形进气道对称面几何形状
Fig. 4 Symmetry plane geometry of S-duct

在进气道两侧壁面共设置了 10 个压力监测点,压力监测点分布及命名如图 5(a)所示,同时沿着进气道中心线布置了 338 个监测点用来捕捉进气道内锤击波位置随时间的变化过程,如图 5(b)所示(图中间隔 10 个点显示).

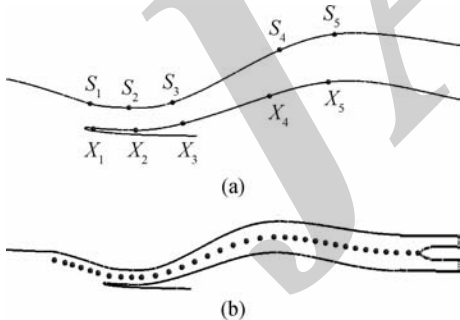


图 5 S 形进气道内部压力监测点分布
Fig. 5 Distribution of pressure monitoring points of S-duct

在划分网格时选用非结构化多面体网格,壁面附近生成附面层网格,壁面第 1 层网格厚度为 $5\times 10^{-6}\text{ m}$,可以保证 $y^+ \sim 1$,进气道内部多面体网格尺度设置为 6 mm ,总网格数目为 800 万. 进气道对称面网格分布如图 6 所示. 根据最终选定的网格尺度,选定时间步长为 $1\times 10^{-5}\text{ s}$,保证在 1 个时间步内,流场信息传播距离小于最小网格尺度,每个时间步中内迭代步数选取为 20 步.

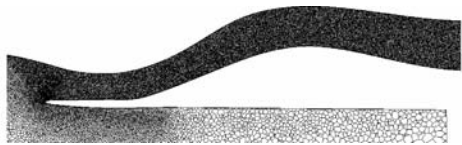
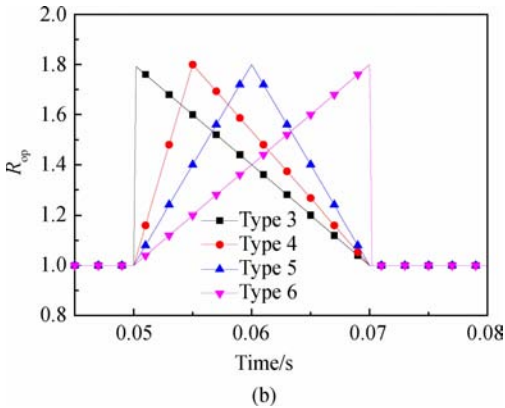
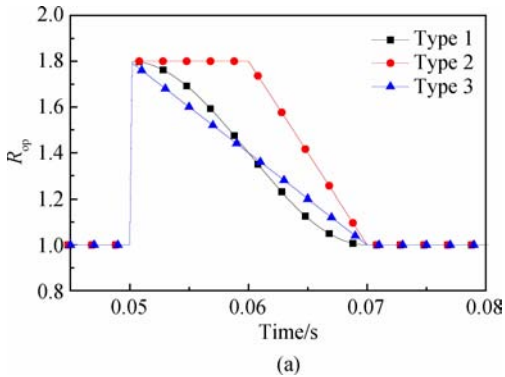


图 6 S 形进气道对称面网格分布
Fig. 6 Grid distribution of symmetry plane of S-duct

2.2 计算工况

发动机喘振发生后通常在极短的时间内在进气道出口截面产生一个较高的压力峰值之后迅速降低. 喘振发生前后进气道出口截面压力幅值的比称为超压比(overall pressure ratio, OPR, 量符号记为 R_{op}). 将喘振发生时进气道出口截面压力突然上升阶段称为加载过程,压力下降阶段称为卸载过程,根据不同的压力变化规律,共提出了 10 种不同喘振超压比随时间变化波形,如图 7 所示.

其中类型 1~类型 3 压力加载过程都在瞬间完成,OPR 最大值均为 1.8,之后按照不同的函数规律在 20 ms 内卸载恢复到原值;类型 4~类型 6 中按照不同的压力梯度加载,并保持压力变化总时间为 20 ms,超压比最大值仍为 $R_{op}=1.8$;类型 7、类型 8、类型 9、类型 10 与类型 3 相同,为瞬间加载线性卸载,变化时间同为 20 ms,但 OPR 最大值不同,分别为 1.4,1.6,2.0,2.2.



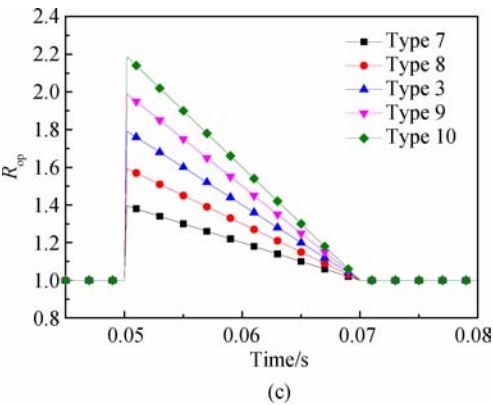


图 7 不同喘振超压比变化规律

Fig.7 Variational law of different surge overall pressure ratios

本文分别计算了亚声速来流及超声速来流两种条件下进气道锤击波荷载强度,其中亚声速来流条件下来流马赫数 $Ma_\infty=0.9$,飞行高度为 0 km,来流攻角为 0° ;超声速来流条件下 $Ma_\infty=1.5$,飞行高度为 7 km,来流攻角为 0° ;针对不同的来流马赫数及 R_{op} 随时间变化规律,共计算了 15 种工况,详细工况见表 1,表中 $R_{op,max}$ 表示 OPR 最大值.

表 1 计算工况
Table 1 Calculational cases

工况 编号	Ma_∞	攻角/ ($^\circ$)	换算流量/ (kg/s)	R_{op} 变化规律	$R_{op,max}$
1	0.9	0	77.7	类型 1	1.8
2	0.9	0	77.7	类型 2	1.8
3	0.9	0	77.7	类型 3	1.8
4	0.9	0	77.7	类型 4	1.8
5	0.9	0	77.7	类型 5	1.8
6	0.9	0	77.7	类型 6	1.8
7	0.9	0	77.7	类型 7	1.4
8	0.9	0	77.7	类型 8	1.6
9	0.9	0	77.7	类型 9	2.0
10	0.9	0	77.7	类型 10	2.2
11	1.5	0	76	类型 7	1.4
12	1.5	0	76	类型 8	1.6
13	1.5	0	76	类型 3	1.8
14	1.5	0	76	类型 9	2.0
15	1.5	0	76	类型 10	2.2

3 计算结果及结论

3.1 不同马赫数 S 形进气道正常工作状态流场

在计算中先满足不同来流马赫数条件下给定的换算流量,当流场稳定后得到进气道出口截面的平均压力大小,当 $Ma_\infty=0.9$ 时,进气道出口截面平均压力值为 12 4757 Pa,当 $Ma_\infty=1.5$ 时,进气道出口截面平均压力值为 109 886 Pa. 该压力值即为喘振发生前进气道出口截面压力基准值, R_{op} 的计算即以此值为基准. 之后将进气道出口截面条件设置为压力出口条件,并通过随时间变化的函数表达式来设定类型 1~类型 10 对应的压力变化波形,以此来模拟发动机的喘振所产生的压力变化. S 形进气道正常工作状态下,进气道对称面流场马赫数分布云图如图 8 所示. 从图中可看出 $Ma_\infty=0.9$ 时,除进气道唇口局部区域外,进气道内外呈现高亚声速流动,整个流场均较为平稳. 当 $Ma_\infty=1.5$ 时,在进气道前缘形成一道斜激波,气流经过这道斜激波后在进气道入口处形成一道正激波,此后气流变为亚声速流. 在这两种状态下,进气道出口没有明显的对涡存在.

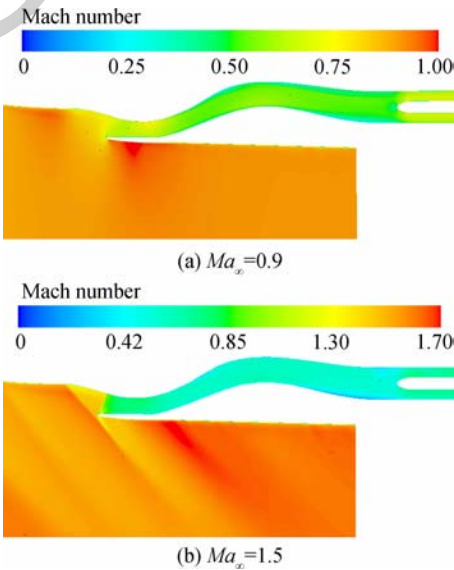


图 8 正常工作状态下 S 形进气道对称面马赫数分布
Fig.8 Mach number counters of symmetry plane of S-duct for normal state

3.2 锤击波流场

进气道喘振发生时,发动机失速并在压气机进口截面产生一个较强的压力脉冲,使得进气道内形成一个向上游传递的锤击波. 图 9 为工况 3 计算条件下,不同时刻 S 形进气道内马赫数分布

云图,从图中可以看出锤击波位置随时间(t)变化过程.锤击波形成($t=0.05\text{ s}$ 时刻)后迅速向前传播,使得进气道内流动受到强烈的阻碍,波后流速大幅度降低并在壁面附近出现明显的回流.经过 0.046 s 后锤击波由进气道入口推出.图 10 为相应时刻压力分布云图,由图中可知,锤击波扫过瞬间形成高压区,波锋面位置产生很高的气动荷载,严重威胁进气道的结构安全.在锤击波向前传播过程中,由于受进气道横截面积大小的影响,进气道的马赫数是增加的,锤击波扫过这些区域时,波锋面的最高压力值也不断增强,另外受气流离心力的影响,可以发现波锋面上压力分布是不均匀的.下面将通过进气道内监测点的压力随时间变化曲线来研究锤击波波锋面压力的变化及其对进气道内壁面气动荷载的影响.

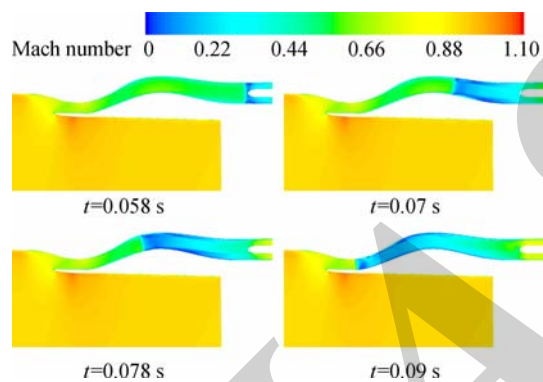


图 9 不同时刻对称面流场马赫数分布云图
Fig. 9 Mach number counters of symmetry plane for different times

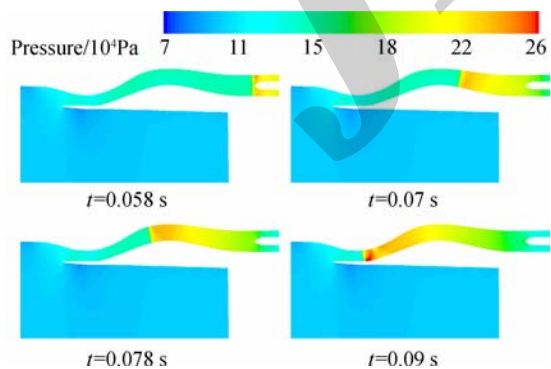


图 10 不同时刻对称面流场压力分布云图
Fig. 10 Pressure counters of symmetry plane for different times

图 11 为进气道壁面监测点压力随时间变化曲线,其中压力幅值按照式(13)进行无量纲化

$$p_n = \frac{p}{p_{\text{locale}}} \tag{13}$$

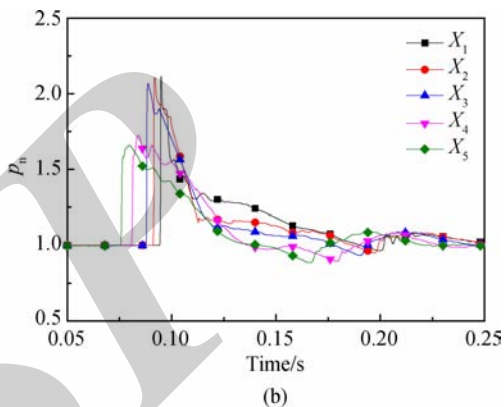
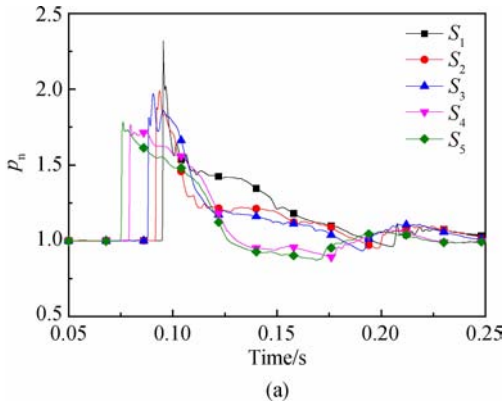


图 11 壁面监测点 p_n 值随时间变化曲线
Fig. 11 p_n versus time of monitoring points on the wall

式中 p 为瞬时压力, $\bar{p}_{\text{locale}}$ 表示进气道无锤击波作用状态下,每个监测点当地压力时均值. p_n 可以更加直观地表明锤击波作用使得当地压力升高的倍数.

通过各监测点得到的压力随时间变化曲线可以看出,不同监测点压力值升高幅度有所不同,总体上呈现出由后向前最大压力值逐渐升高的趋势,与上述得到的锤击波前传过程强度增强的结论相一致.由图 11 可以看出 S_4, S_5 点的压力幅值略高于 X_4, X_5 点的压力值, X_2, X_3 最大值大于 S_2, S_3 最大值,且相差幅度更大.由图 5(a)可知监测点 S_4, S_5, X_2, X_3 均位于弯曲段半径大的一侧壁面上.这说明锤击波经过弯曲段的时候,由于受气流离心力的影响,波锋面上压力分布并不均匀,在半径大的一侧壁面产生的峰值压力更大.由图 8 可知,监测点 S_1 附近的气流速度大于进气道内的流速,当锤击波扫过该处时,产生相对于当地压力约 2.3 倍的气动荷载.

图 12 为由进气道中心线上 338 个监测点的监测数据绘制的压力时间分布云图.沿着进气道中心线建立曲线坐标系,以进气道入口位置为原点.在曲线坐标系下记进气道中心线长度 L ,监测

点到进气道入口的距离为 x 。图 12 中横坐标为 x/L , $x/L=0$ 表示进气道入口位置, $x/L=1$ 表示进气道出口截面位置; 纵坐标为时间; 图中颜色条表示 p_n 值的大小。从图中可以看到一道明显的由进气道尾部向前传递的压力波, 这就是进气道内的前传锤击波。图中的高、低压锋面的斜率即表示锤击波传播的速度, 它可以近似看成当地声速与当地流速的合速度。图中显示高、低压锋面近似为一条直线, 说明锤击波在进气道内向前传播过程中传播速度变化较小可以近似看作为匀速传播, 该工况下锤击波前传速度约为 180m/s, 同时可以看出在锤击波向前传递过程中, 锤击波的波前波后压力差逐渐增大, 一直持续到 $x/L=0$ 附近, 即进气道唇口位置处, 此时 p_n 约为 2。当锤击波传递到 $x/L<0$ 位置处时波前波后压力差迅速减小, 这是因为此时锤击波已由进气道唇口推出, 进入到外流场中, 因此其强度迅速衰减。

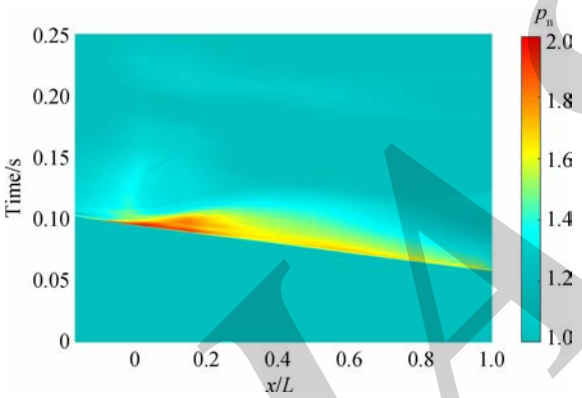


图 12 中心线监测点压力-时间分布云图
Fig. 12 Pressure versus time of center line monitoring points

3.3 不同压力卸载方式对锤击波荷载影响

假定喘振发生时进气道出口截面超压比加载方式相同但卸载方式改变, 研究不同卸载规律对进气道内锤击波荷载的影响, 对应于工况 1~工况 3。

在瞬间加载情况下, 选择了 3 种卸载方式, 分别对应图 7(a) 中类型 1~类型 3。其中类型 1 卸载方式符合余弦函数变化规律, 类型 2 中压力最大值持续一段时间之后线性卸载, 类型 3 压力直接线性卸载。卸载时间均保持为 20 ms, OPR 最大值保持相同均为 1.8。得到进气道壁面监测点压力随时间变化曲线如图 13 所示。

从图中可以看出, 计算得到各监测点压力变化大体保持相同, 压力升高幅度最大点均为 S_1 点, 分别升高到 2.37, 2.41, 2.36 倍。工况 2 中 S_1

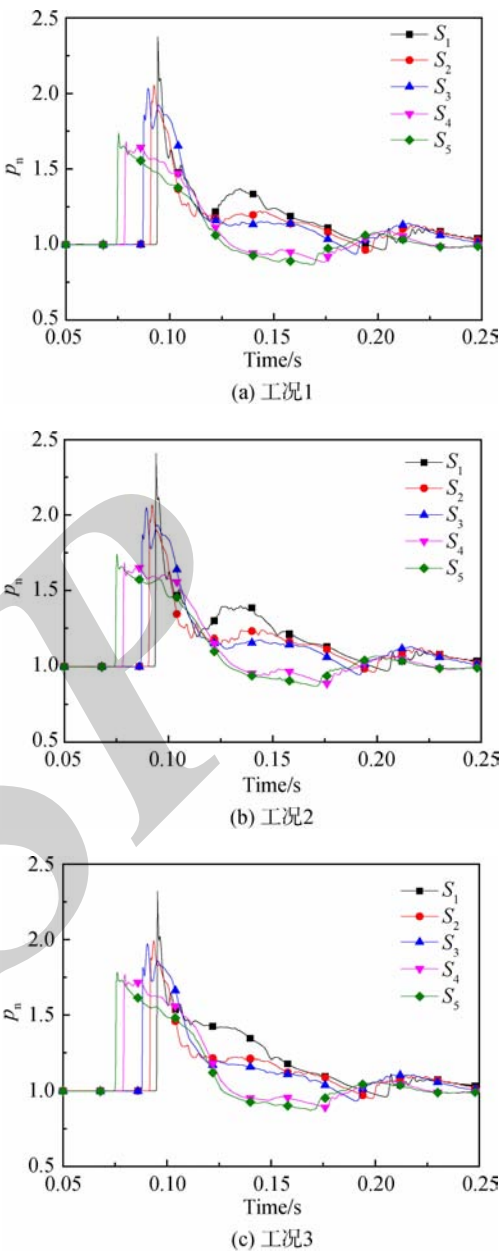


图 13 不同工况下壁面监测点 p_n 值随时间变化曲线
(工况 1~工况 3)

Fig. 13 p_n versus time of monitoring points on the wall for different cases (case 1~case 3)

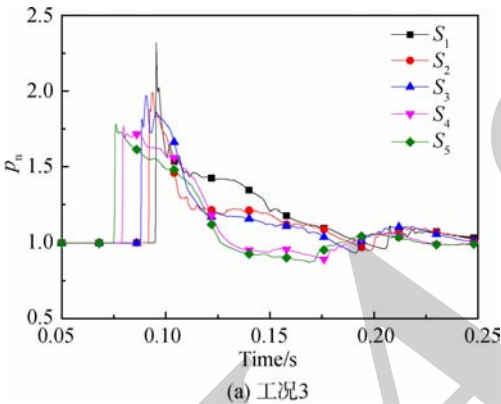
点压力最大幅值略高于另外两种工况, 可能是因为工况 2 中荷载维持最大值持续一段时间, 使得系统中能量输入有所增加, 因此幅值有小幅度升高。但整体上进气道内锤击波荷载变化很小, 因此不同卸载方式对进气道内锤击波荷载产生较小影响。

3.4 不同压力加载方式对锤击波荷载影响

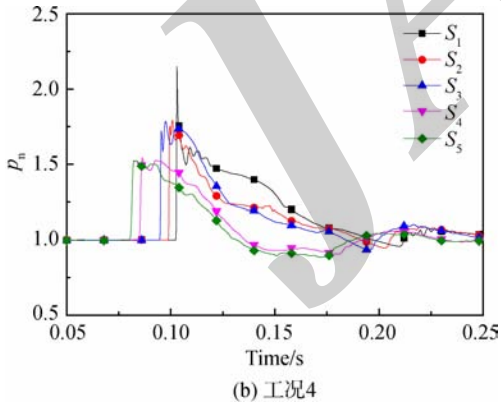
假定 4 种不同的进气道出口截面压力加载方式, 分别对应于工况 3~工况 6。使压力最大幅值相同, 整个压力变化过程持续时间均为 20 ms, 如图 7 (b) 所示, 其中类型 3 压力变化梯度最大, 压力增加

最快,加载时长为 5 ms;类型 6 压力变化梯度最小,加载时长为 15 ms. 这 4 种工况下,加载和卸载过程中,进气道出口截面的时间平均压力是不变的.

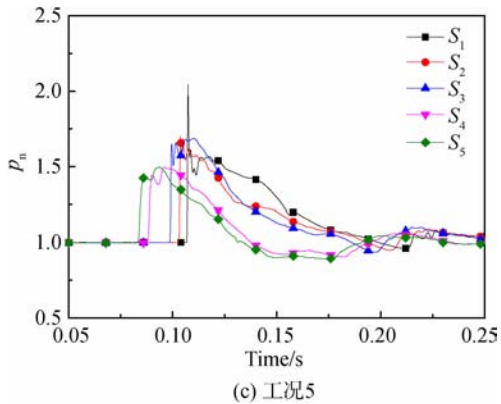
图 14 为不同加载方式下进气道壁面监测点压力随时间变化曲线. 从图中可以看出,不同的加载梯度下进气道内最高压力升高幅度并不相同,工况 3~工况 6 压力分别升高到锤击波经过前压力的 2.36,2.15,2.04,1.85 倍. 呈现出随着加载梯度的减小进气道内锤击波荷载最大值逐渐下降的趋势. 同时可以看出监测点 S_1 达到最大荷载的时间并不相同,说明锤击波传递到 S_1 位置处的时间不同,这意味着 4 种不同加载方式下锤击波在进气道内传播的速度并不相同,下面将通过中心线监测点得到的压力-时间分布云图来进一步研究进气道内锤击波传播速度的变化规律.



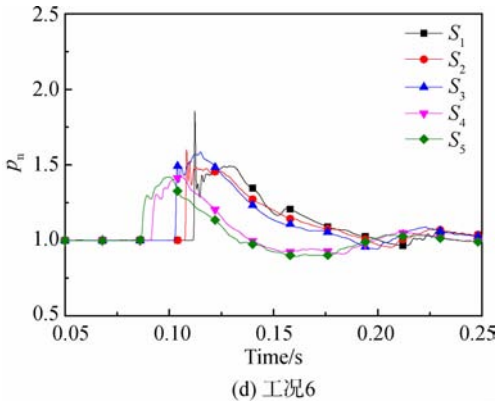
(a) 工况3



(b) 工况4



(c) 工况5



(d) 工况6

图 14 不同工况下壁面监测点 p_n 值随时间变化曲线
(工况 3~工况 6)

Fig. 14 p_n versus time of monitoring points on the wall for different cases (case 3~case 6)

图 15 是不同加载方式下,锤击波波锋面位置附近的当地声速分布云图,由图可知,当地声速随着加载梯度的减小呈现出逐渐降低的趋势. 图 16

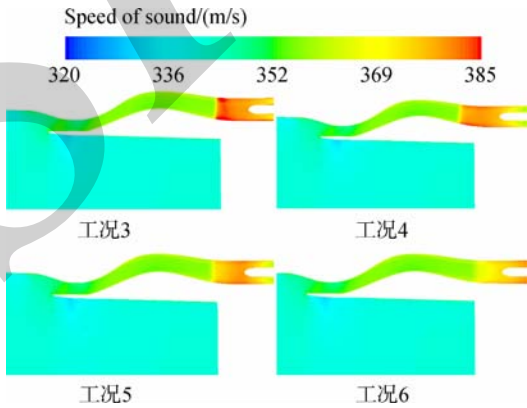


图 15 不同工况流场声速分布云图

Fig. 15 Speed of sound counters for different cases

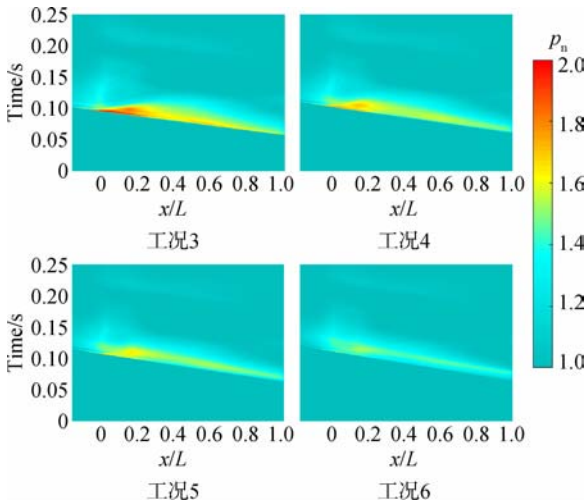


图 16 不同工况中心线监测点压力-时间分布云图

Fig. 16 Pressure versus time of center line monitoring points for different cases

为不同加载方式下进气道中心线监测点得到的压力时间分布云图,从图中同样可以看出,锤击波强度也随着加载梯度的减小呈现出逐渐降低的趋势.同时通过对图中斜率进行比较发现锤击波的传播速度也不相同,分别为 180,159,149,142 m/s.说明加载梯度越大,进气道内部锤击波传播速度越快.

由此可知,不同的超压比加载梯度会影响波锋面附近的当地声速,从而影响锤击波在进气道内的传播速度,同时显著地影响进气道锤激波的最大荷载.加载梯度越大,锤击波运动速度越快,锤击波产生的壁面压力荷载越强.因此在进气道结构设计过程中需要得到尽可能准确的喘振超压比的加载梯度.

3.5 超压比最大值对锤击波荷载影响

假定加载方式均为瞬间加载,卸载方式均为线性卸载,荷载变化时间保持为 20ms,但 OPR 最大值不同.如图 7(c)所示,类型 7、类型 8、类型 3、类型 9、类型 10 中 OPR 最大值分别为 1.4,1.6,1.8,2.0,2.2.之后保持上述 5 种工况加载规律不变,将来流马赫数从 $Ma_\infty=0.9$ 变为 $Ma_\infty=1.5$,分别对应工况 11~工况 15,来研究不同来流马赫数条件下,不同的超压比最大值对锤击波荷载的影响规律.

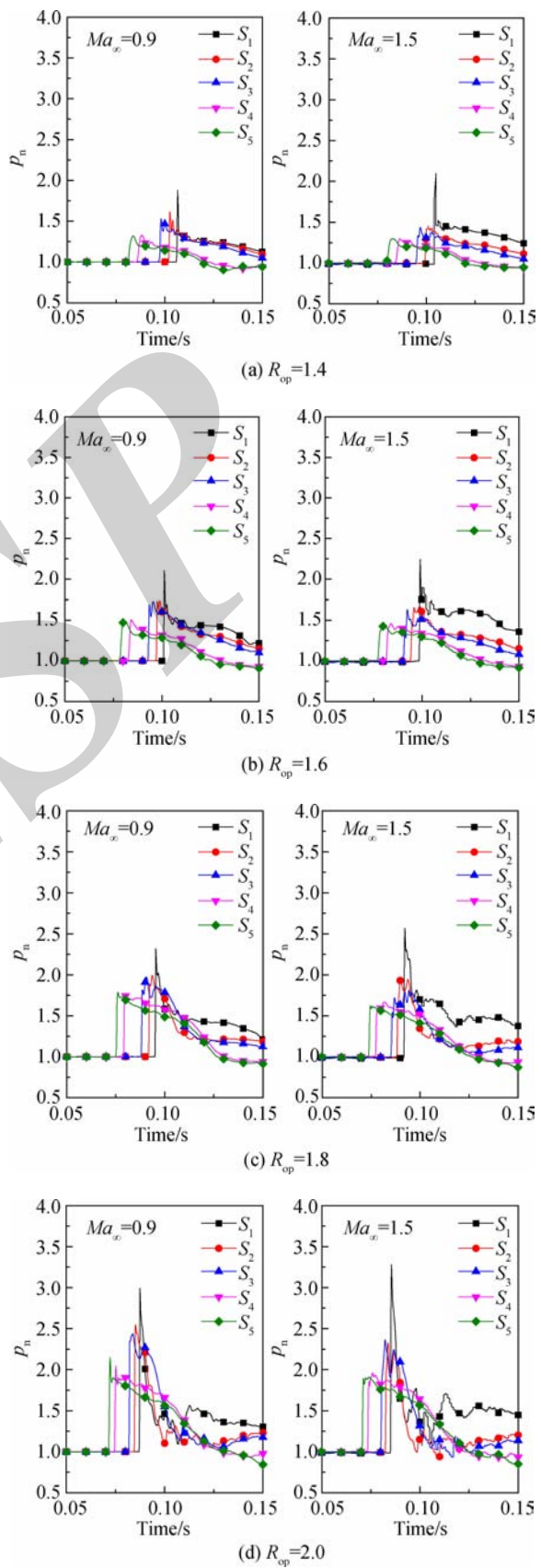
图 17 为不同计算工况下得到的进气道壁面监测点压力随时间变化曲线.从图中可以看出,随着进气道出口截面喘振超压比最大值的增加,进气道内由锤击波产生的最大压力荷载呈现明显的升高趋势,将最大压力荷载 p_n 值详细列于表 2.

图 18 为 p_n 最大值随 OPR 变化趋势图,图中离散点为数值模拟结果,曲线为图中点的拟合曲线,发现 p_n 最大值随 OPR 的变化趋势近似符合二次函数变化规律.从图中还可以看出超声速来流条件下 p_n 最大值随 OPR 的变化趋势与亚声速来流条件下相似,但是超声速来流条件下 p_n 最大值整体高于亚声速来流,整体升高约为 0.3.

图 19 为不同超压比最大值下进气道中心线监测点得到的压力时间分布云图,从图中可以看出,在相同来流马赫数下,随着进气道出口截面超压比最大值的增加,锤击波前后压力差增大,锤击波强度增强.同时图中压力面斜率变大,表明锤击波在进气道内传播速度随着 OPR 最大值的增加而增快,锤击波速度变化趋势见表 3.

由图 19 可知,当 OPR 最大值为 2.0 和 2.2 时,锤击波在进气道入口附近呈现明显的振荡过

程,而且外流为超声速时,这种压力振荡的强度更大.



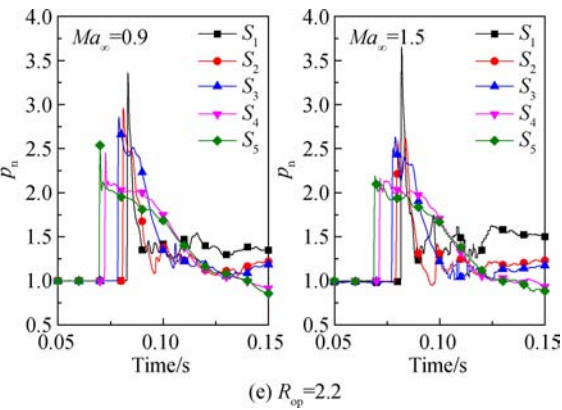


图 17 不同工况下壁面监测点 p_n 值随时间变化曲线
($R_{op}=1.4\sim2.2$)

Fig. 17 p_n versus time of monitoring points on the wall for different cases ($R_{op}=1.4\sim2.2$)

表 2 不同超压比下的 p_n
Table 2 p_n for different OPRs

Ma_∞	R_{op}				
	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2
0.9	1.8	2.1	2.3	3	3.35
1.5	2.09	2.24	2.56	3.27	3.66

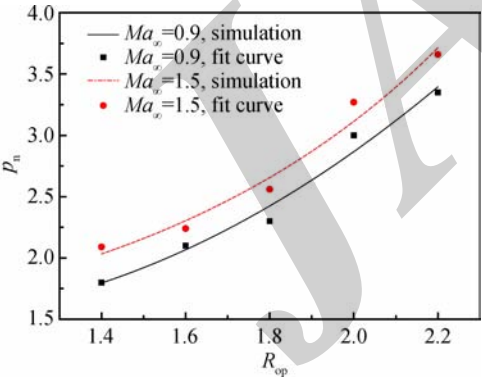


图 18 p_n 最大值随 OPR 变化规律

Fig. 18 Variational law of maximum p_n with OPR

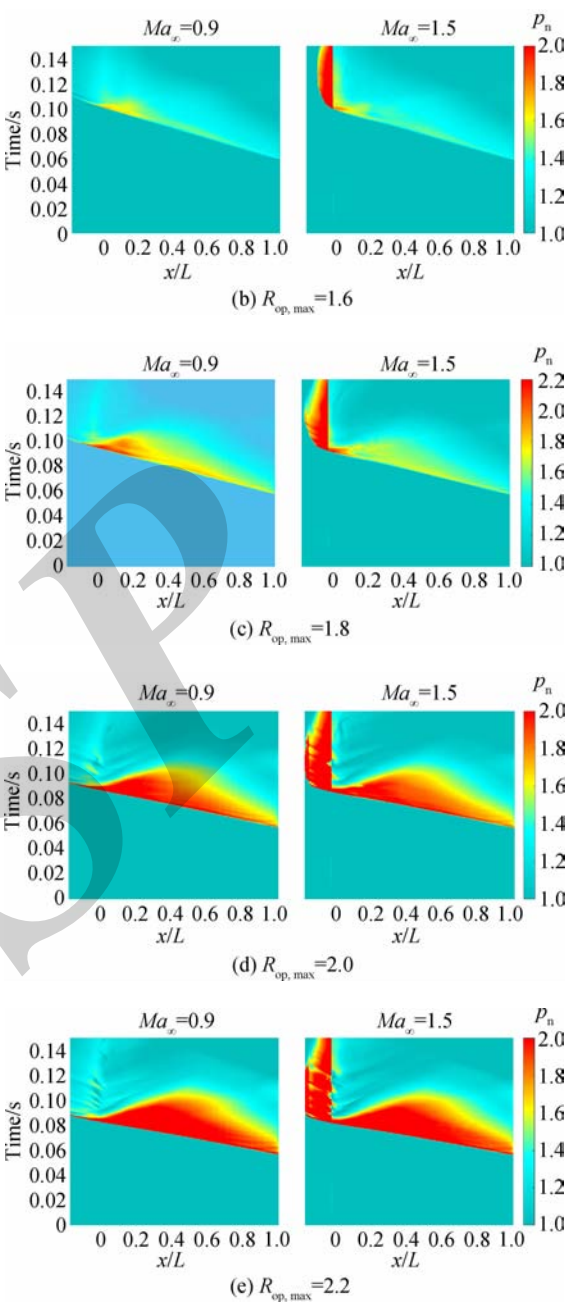
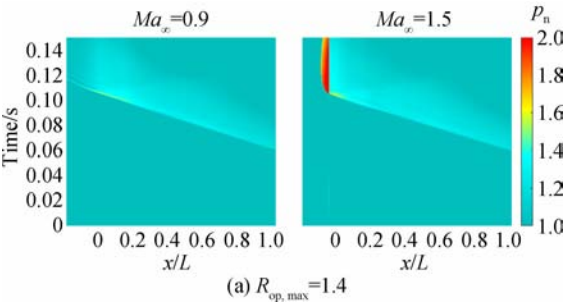


图 19 不同超压比的最大值下中心线监测点压力时间分布云图

Fig. 19 Pressure versus time of center line monitoring points for different maximum OPRs

表 3 不同超压比最大值下锤击波传播速度 (单位:m/s)
Table 3 Hammer shock velocity for different maximum OPRs (unit:m/s)

Ma_∞	R_{op}				
	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2
0.9	144	160	180	220	253
1.5	149	170	190	235	256



4 结 论

1) 由发动机喘振引发的锤击波在 S 形进气道内前传过程中,锤击波的传播速度保持不变,但强度不断增强,进气道内壁受到的压力荷载逐渐增大。同时由于 S 形进气道存在两个弯曲段,受离心力的影响,进气道壁面受到的压力荷载并不均匀,半径较大一侧壁面受到的锤击波压力荷载值更大。

2) 发动机喘振所产生的瞬时高压的不同卸载方式对进气道内锤击波的强度及锤击波在进气道壁面上产生的压力荷载值影响较小。

3) 发动机喘振时产生高压的加载梯度会对锤击波产生较大的影响,随着压力加载梯度的增加,锤击波运动速度越快,锤击波产生的壁面压力荷载越强。本文计算工况下锤击波传播速度由 142 m/s 增加到 180 m/s,压力荷载增加倍数由 1.85 倍增加到 2.36 倍。

4) 同压力加载梯度相似,超压比 OPR 的最大值也会对锤击波的强度产生较大的影响。随着 OPR 最大值的增加,锤击波最大压力荷载随之增大,且近似符合二次函数的变化规律。同时不同来流马赫数下,超声速来流锤击波压力荷载整体高于亚声速来流锤击波荷载值, p_n 整体升高约为 0.3。

参考文献:

- [1] 姜正行. 飞机内流空气动力学[M]. 北京: 航空工业出版社, 1989.
- [2] Menzies R D, Babcock K J, Barakos G N, et al. Surge wave propagation modelling using computational fluid dynamics [C]// Proceedings of 21st Applied Aerodynamics Conference. Orlando: AIAA, 2003: 1-12.
- [3] Kurkov A P, Soeder R H, Moss J E. Investigation of the stall hammer shock at the engine inlet[J]. Journal of Aircraft, 1975, 12(4): 198-204.
- [4] Porro A R. On Hammershock propagation in a supersonic flow field[C]// Proceedings of 23rd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences. Toronto: NASA, 2002: 1-14.
- [5] 朱宇, 沈天荣. 飞机进气道锤击波载荷评估方法研究[J]. 航空发动机, 2015, 41(3): 6-11.
ZHU Yu, SHEN Tianrong. Evaluation approach of hammer shock loading for aircraft inlet[J]. Aeroengine, 2015, 41(3): 6-11. (in Chinese)
- [6] Goble B, King S. Inlet hammershock analysis using a 3-D unsteady Euler/Navier-Stokes code [C]// Proceedings of 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit. Vista: AIAA, 1996: 21-45.

- [7] Webb D R, Heron K H. The effect of engine surge on intake-structure loads[R]. London: The Royal Aircraft Establishment, 1979.
- [8] Causon D, Ingram D. Numerical simulation of engine surge in a twin side-by-side intake system[J]. The Aeronautical Journal, 1997, 25(3): 365-370.
- [9] Ytterstrom A, Axelson E. Hammershock calculations in the air intake of JAS 39 GFUPEN, using dual timestepping [C]// Proceedings of 17th Applied Aerodynamics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. Norfolk: AIAA, 1999: 232-251.
- [10] Blazek J. Computational fluid dynamics principles and applications. [M]. Oxford, UK: Elsevier, 2005.
- [11] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. International Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638-1649.
- [12] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence modeling for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [13] Spalart P R, Jou W H, Strelets M, et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach [C]// Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES. Ruston: Greyden Press, 1997: 4-8.
- [14] Spalart P R, Deck S, Shur M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities [J]. Theoretical and computational fluid dynamics, 2006, 20(3): 181-195.
- [15] Durbin P A, Pettersson-Reif B A. Statistical theory and modeling for turbulent flows [M]. 2nd ed. New York: John and Wiley sons Limited Publication, 2011.
- [16] Wellborn S R, Reichert B A, Okiishi T H. An experimental investigation of the flow in a diffusing S-duct [C]// Proceedings of 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit. Nashville: NASA, 1992: 1-13.
- [17] 刘振侠, 郭东明, 张丽芬. S形进气道流场数值模拟[J]. 航空动力学报, 2006, 21(6): 1064-1068.
LIU Zhenxia, GUO Dongming, ZHANG Lifan, et al. Numerical simulation of flow field for supersonic S-shap inlet [J]. Journal of Aerospace Power, 2006, 21(6): 1064-1068. (in Chinese)
- [18] 翁小齐, 郭荣伟. 一种腹下 S 弯进气道低速大攻角下气动特性实验[J]. 航空动力学报, 2008, 23(9): 1573-1578.
WONG Xiaochai, GUO Rongwei. Investigation of pneumatic characteristics for a ventral S-shaped inlet at high incidence and low speed [J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(9): 1573-1578. (in Chinese)
- [19] 谢文忠, 郭荣伟. 腹下无隔道大偏距 S 弯进气道流场特性 [J]. 航空学报, 2008, 29(6): 1453-1459.
XIE Wenzhong, GUO Rongwei. Flow field of ventral diverterless high offset S-shaped inlet at transonic speeds [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2008, 29(6): 1453-1459. (in Chinese)