

横向矩形微槽对高超边界层失稳的控制作用

郭启龙^{1,2}, 涂国华¹, 陈坚强^{1,2}, 袁先旭^{1,2}, 万兵兵¹

- (1. 中国空气动力研究与发展中心 空气动力学国家重点实验室, 四川 绵阳 621000;
2. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 模拟了马赫数为6的空间发展平板边界层,通过在平板表面添加二维横向微槽研究了其对基本流及第二模态扰动波的影响。结果表明:所研究的二维微槽构形与常规多孔涂层相比具有较大的尺寸(100 μm 以上),微槽对基本流的流向速度影响很小,空间采样点上的频谱并未出现新的不稳定模态。微槽有利于减小摩擦阻力,槽内流动导致的压差阻力比摩擦阻力低1~2个数量级,总阻力随着开槽率的增加而减小,当开槽率为0.6时,减阻效果超过40%。在入口以两种方式添加了第二模态扰动波,包括单个扰动和多个叠加扰动,下游的演化结果说明横向微槽能够在一个宽带频率范围内对第二模态的增长起到明显的抑制作用,且控制效果随着开槽率的增大而增强。

关 键 词: 高超声速; 边界层转换; 流动控制; 延迟转换; 多孔表面

中图分类号: V211.3; O354.4

文献标志码: A

Control of hypersonic boundary layer instability by transverse rectangular micro-cavities

GUO Qilong^{1,2}, TU Guohua¹, CHEN Jianqiang^{1,2},
YUAN Xianxu^{1,2}, WAN Bingbing¹

- (1. State Key Laboratory of Aerodynamics,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China;
2. Computational Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: The spatial-developing flat-plate boundary layer of Mach number of 6 was simulated. The influences of the two-dimensional transverse micro-cavities on the base flow and the second mode instability wave were studied by adding them on the flat-plate surface. Results indicated that the two-dimensional micro-cavity configuration had a larger size (more than 100 μm) compared with the conventional porous coating. The comparison of the base flows showed that the micro-cavities had little effect on the streamwise velocity. No new instability mode appeared on the spectrum of the sampling point. The micro-cavities could be helpful to reduce the frictional drag. The drag caused by the pressure difference in the cavities was one to two orders of magnitude lower than the frictional drag. As the porosity in-

收稿日期: 2019-07-15

基金项目: 国家自然科学基金(11772350); 国家重点研发计划(2016YFA0401200)

作者简介: 郭启龙(1988—),男,助理研究员,博士,主要从事高精度数值方法与转捩控制研究。

通信作者: 涂国华(1977—),男,研究员,博士,研究方向为流动稳定性与转捩、高阶精度格式、高超声速复杂流动模拟。

E-mail: ghtu@skla.cardc.cn

引用格式: 郭启龙,涂国华,陈坚强,等. 横向矩形微槽对高超边界层失稳的控制作用[J]. 航空动力学报, 2020, 35(1): 135-143. GUO Qilong, TU Guohua, CHEN Jianqiang, et al. Control of hypersonic boundary layer instability by transverse rectangular micro-cavities[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(1): 135-143.

creased, the total drag decreased. A reduction over 40% on the total drag can be reached when the porosity was 0.6. Two ways were employed for adding second mode instability waves at the inflow boundary, including a single-mode disturbance and a superposition of multi-modes disturbances. The downstream evolution indicated that the transverse micro-cavities had apparent suppression effect on the amplification of the second mode within a broadband frequency range, and the control effect became stronger with the increasing porosity.

Key words: hypersonic; boundary layer transition; flow control; transition delay; porous surface

边界层转捩问题是当前国际学术研究的热点与难点。在高超声速条件下,边界层转捩对飞行器气动力和气动热的产生有重要影响,推迟高超声速边界层从层流向湍流的转捩可以有效的降低阻力并减轻热防护系统的负担^[1]。对边界层转捩实施有效的控制(促进或推迟)依赖于对转捩机理的深入认识,虽然国内外在这方面开展了大量研究^[2-8],但对其机理的认识仍然十分有限,尤其是在高超声速条件下,边界层转捩现象更加复杂。因此在高超声速条件下发展有效的推迟边界层转捩的控制方法具有较大难度。国内外针对平板、尖锥等简单构形的高超声速边界层已发展一些有推迟转捩潜力的主/被动控制方法,包括壁面吸气(或吹/吸气)、局部加热/冷却、粗糙带、波形壁、多孔表面(壁面微槽/微孔)、二氧化碳(CO₂)喷注等,其中多孔表面被认为是一种具有较高实用前景的被动控制方法^[9-10]。

高超声速边界层中通常存在第二模态扰动波,第二模态扰动波失稳是导致转捩的主要原因之一。第二模态具有声模态特性,因此能够吸收声波的控制方式一般也具有抑制第二模态增长的潜力。Malmuth 等^[11]最早发现使用能够吸收高频声波的多孔涂层能够有效地抑制第二模态的增长。随后这种多孔表面作为一种潜在的推迟高超声速边界层转捩的被动控制方法得到了大量学者的关注。Fedorov 等^[12]通过线性稳定性理论(linear stability theory, LST)分析了多孔表面对第二模态的抑制机理进行了研究,他们将涂层表面上的孔考虑为规则分布的细长圆柱封闭孔,孔的直径和间距均远小于扰动波波长,其实际尺寸在几十微米的数量级,通过分析发现多孔涂层通过吸收扰动能量能够在一定的扰动频率范围和雷诺数范围内抑制第二模态的增长。他们还基于细长管内的声波传播理论导出了多孔壁边界条件。Rasheed 等^[13]在风洞实验中确认了该结论。

Chokani 等^[14]使用双谱分析对比了常规壁面和多孔表面的边界层内第二模态的非线性相互作用(亚谐共振)。其中多孔表面边界层的谐频共振几乎被完全消除。Egorov 等^[15]使用数值模拟研究了二维的平板、尖锥、压缩拐角上的高超声速边界层中多孔表面的控制作用。多孔表面的控制效果会受到表面的开孔率,孔半径、深度、排列方式和截面形状等参数的影响。开孔率是最重要的参数之一,理论/计算/实验结果^[15-16]均表明多孔表面对第二模态的抑制作用随着开孔率的增大而增加。Sandham 等^[17]数值模拟了矩形截面的微槽(沿展向或流向布置)对高超声速边界层的作用,与文献^[15]不同的是他们直接求解了槽内的流动(而不是使用模型边界条件)。Wartemann 等^[18]详细对比了圆柱形微孔和展向微槽构形对控制作用的影响。朱德华等^[19]比较了三维顺排和错排的矩形微孔对第二模态扰动的作用。涂国华等^[20]利用 LST 分析了不同开孔率和孔半径对第二模态扰动波的影响,得到了抑制扰动波幅值增长的最优开孔率和孔半径。

多孔表面的控制作用也显著地依赖于适用的几何参数。这方面,最为关键的参数是孔/槽的尺寸和形状因子(长深比)。当前所研究的孔/槽的尺寸大多在 50~100 μm 量级,长深比在 0.1~0.2 左右,此时,孔/槽的尺寸决定了完全气体 Navier-Stokes(N-S)方程仍然适用(可以忽略稀薄效应)且可以忽略所带来的粗糙表面效应,另一方面细长形的孔/槽有利于采用模型化得简化边界条件^[12],避免了模拟微纳尺度的流动细节。对数值计算来说,空间发展模式虽然更接近实际情况,但需要更大的计算量,使用时间模式开展 LST 分析或 DNS(direct numerical simulations)模拟来研究多孔表面对边界层转捩的控制效果成为了一种流行的做法,Bres 等^[21]研究了使用时间模式代替空间模式 LST 对多孔表面高超声速边界层进行分析的可行性。

当孔/槽的尺寸逐步增大时,孔内的流动会对边界层造成越来越大的影响(如粗糙表面效应),模型化的边界条件逐渐失效,且时间模式和空间模式之间的区别也会逐渐增大。Sandham 等^[17]在比较相同开孔/槽率下的不同开槽数量的影响时,发现较少的开槽数量(对应单个槽具有较大尺寸)会在 Mack 模态的基础上引入高频扰动,该高频成分可能来自于开槽的尖缘外形,且其幅值随着槽的宽度增加而增大。当孔/槽尺寸增大到一定程度时(100 μm 以上),其对高超声速边界层的作用机理可能与常规情况(50~100 μm 量级)有所不同,其对多孔表面的控制效果造成的影响还是未知的。

从模型加工的角度来看,孔/槽的尺度越大越有利于加工。综合考虑的前期研究以及其他相关研究结论,本文主要关注较大的开槽尺寸对多孔表面控制效果的影响。通过直接模拟马赫数为 6 的空间发展高超声速平板边界层,比较了光滑表面和开槽表面上的基本流和第二模态扰动波的发展,还研究了当来流中添加多个扰动时扰动波的发展与添加单个扰动情况下的区别。

1 计算设置

1.1 计算方法

采用高精度有限差分格式进行离散。具体地,无黏项采用 4 阶 weighted essentially non-oscillatory and non-free-parameter (WENN) 格式^[22],黏性项采用 4 阶中心差分格式。对于定常计算(基本流),时间推进采用 lower-upper symmetric gauss-seidel(LUSGS),非定常计算的时间推进采用 3 阶 Runge-Kutta 格式。

1.2 来流条件与壁面微槽构形

本文研究的平板边界层来流参数与文献^[17, 20]相同,自由流马赫数为 $Ma_\infty = 6.0$,以 $L_0 = 1 \text{ mm}$ 为参考长度,则雷诺数为 $Re_\infty = \rho_\infty U_\infty L_0 / \mu_\infty = 1 \times 10^4$,来流温度为 216.65 K。壁面边界条件为无滑移等温冷壁,壁温为 300 K。入口边界条件($x/L_0 = 0$)由基本流叠加第二模态扰动波实现,表示为

$$\mathbf{q}(0, y, t) = \mathbf{q}_0(0, y, t) + \sum_{m=0}^{M-1} \epsilon_m \cdot \text{Re}[\hat{\mathbf{q}}_m(y) \cdot e^{i(\omega_m t + \varphi_m)}] \quad (1)$$

式中 $\mathbf{q} = [\rho, u, v, T]^T$, $\text{Re}[\cdot]$ 表示取实部, M 表示所叠加的模态数量。基本流 $\mathbf{q}_0(0, y, t)$ 通过直

接求解 N-S(Navier-Stokes) 方程获得^[20],首先得到光滑平板上的空间发展层流边界层,再选取边界层名义厚度 $\delta/L_0 = 1.26$ 的剖面作为入口基本流。 ϵ_m 为第 m 个模态的初始扰动幅值, $\hat{\mathbf{q}}_m$ 为归一化的扰动型函数, $\omega_m = 2\pi f_m$ 为圆频率, φ_m 为初相位。基于给定的入口基本流剖面,第二模态扰动波 $\hat{\mathbf{q}}_m(y)$ 通过空间发展线性稳定性理论(LST)得到。

根据 LST 分析结果,最不稳定第二模态扰动波的无量纲频率约为 0.226(对应的有量纲频率为 400 kHz)。共设置了 2 种入口扰动添加方式

1) 单个扰动

$$M = 1, \epsilon_m = 1 \times 10^{-4}, f_m = 0.226, \varphi_m = 0;$$

2) 多个扰动

$$M = 17, \epsilon_m = 1 \times 10^{-4}, f_m = 0.16385 + 0.00565m, \varphi_m \text{ 为 } 0 \sim 2\pi \text{ 内的随机数。}$$

在入口下游 $x/L_0 = 4.7$ 的位置开始布置沿流向均匀分布的微槽(如图 1 所示),每个微槽的尺寸取为:宽度 $s/L_0 = 0.4$,深度 $d/L_0 = 2$ 。整个开槽表面在流向的长度为 $A = 16$ 。设 N 为开槽数,则开槽率为 $\phi = N \cdot s/A$ 。采用 21×31 个网格点对单个开槽进行离散,流向均匀分布($\Delta x/L_0 = 0.02$),法向在平板表面处加密。外部平板法向上采用 301 个网格点进行离散,其中超过 50% 的网格点位于边界层内部,流向网格与开槽数量相关,相邻微槽之间的流向网格间距不超过 0.06。流向的有效计算域为 $x/L_0 \in [0, 20.7]$,在有效计算域下游及法向外边界附近均添加了吸波缓冲层,通过网格拉伸与添加阻尼项消除开边界可能造成的虚假扰动波反射。

为了对比开槽率 ϕ 对控制效果的影响,比较了 7 组不同开槽率,即 $\phi = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ (其中 $\phi = 0$ 为光滑平板)。因此最终共设置 21 个算例,分别在表 1 中列出。

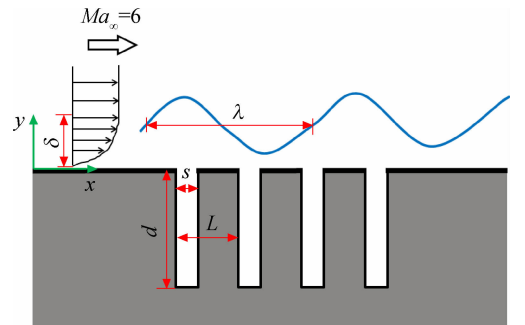


图 1 二维构形的微槽示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the two-dimensional micro-cavities configuration

表 1 计算所采用的开槽率和入口扰动

Table 1 Porosity and inflow disturbances adopted in the computations

开槽数	开槽率	算例编号		
		$M=0$	$M=1$	$M=17$
$N=0$	$\phi=0$	N00M00	N00M01	N00M17
$N=1$	$\phi=0.1$	N01M00	N01M01	N01M17
$N=2$	$\phi=0.2$	N02M00	N02M01	N02M17
$N=3$	$\phi=0.3$	N03M00	N03M01	N03M17
$N=4$	$\phi=0.4$	N04M00	N04M01	N04M17
$N=5$	$\phi=0.5$	N05M00	N05M01	N05M17
$N=6$	$\phi=0.6$	N06M00	N06M01	N06M17

1.3 计算结果验证

对于光滑平板($\phi=0.0$)情况,比较了由 LST 和数值模拟(N00M01)得到的第二模态扰动增长。图 2 中给出了两种方法得到的最不稳定的第二模态扰动波($f=0.226$, f 表示模态的无量纲频率)的法向最大幅值 $\hat{u}_{\max}$ 沿流向的变化(x/L_0 表示无量纲流向坐标), $\hat{u}_{\max}$ 定义为

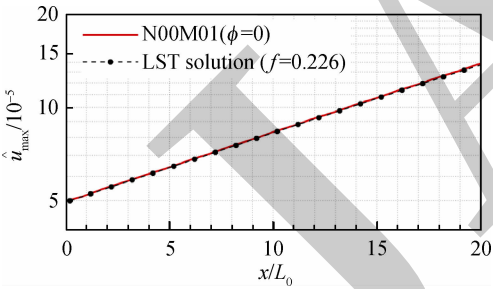


图 2 数值模拟与 LST 得到的 $f=0.226$ 第二模态速度脉动壁法向最大幅值沿流向的发展

Fig. 2 Streamwise development of the maximum amplitude of second-mode velocity fluctuation for $f=0.226$ obtained by numerical simulation and LST

LST

$$\hat{u}_{\max} = \epsilon_m \max_y \left[\left| \hat{u}(y) \right| \cdot e^{-\int_{y_0}^y a_i(x) dx} \right] \quad (2)$$

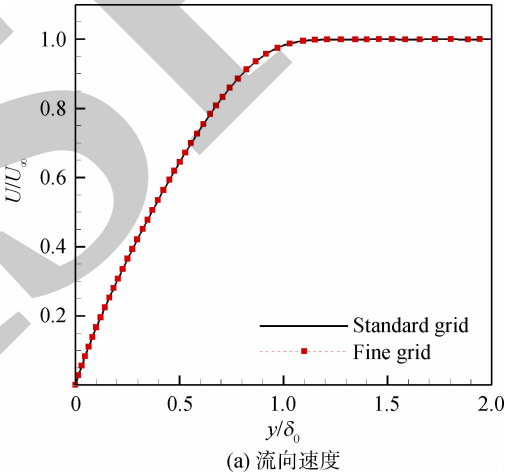
数值模拟

$$\begin{aligned} \hat{u}_{\max} &= \epsilon_m \max_y \left[\left| \hat{u}(x, y, f) \right| \right] \\ \hat{u}(x, y, f) &= F[u'(x, y, t)] \end{aligned} \quad (3)$$

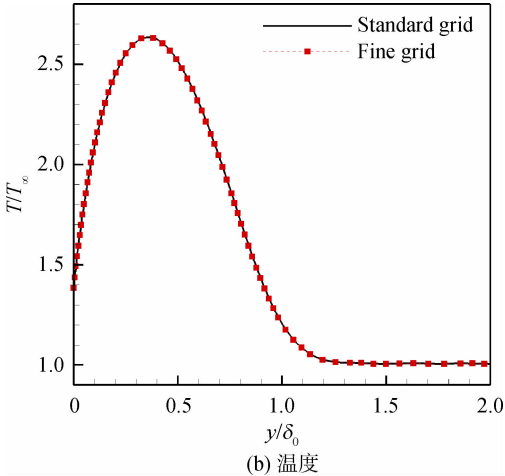
式中 $\hat{u}(y)$ 为模态的本征函数(复数), $a_i(x)$ 为空间增长率,两者均由 LST 获得。 $u'(x, y, t)$ 为通过数值模拟得到的扰动速度, $F\{\cdot\}$ 表示 Fourier

变换。图 2 中可以看到数值模拟与 LST 结果取得了很好的一致,同时也证明了所模拟的区域确实处于扰动线性增长阶段(其中纵轴以自然对数尺度绘制以直观地表示线性增长)。

对于表面开槽($\phi>0$)情况,采用网格收敛性的方式验证 $\phi>0$ 的计算结果,这里选取了 N08M00、N08M01、N16M00、N16M01 四个算例考核了其网格收敛性,网格在流向和法向各加密 1 倍,分布保持不变。计算结果显示边界层基本流与扰动的演化基本不随网格加密而变化,图 3 中给出了 N08M00 算例得到的在 $x/L_0=20.7$ 处的无量纲流向速度 (U/U_∞) 和无量纲温度 (T/T_∞) 沿边界层法向坐标 (y/δ_0) 的分布。在不同网格上的比较, δ_0 表示局部的边界层名义厚度。图 4 中显示了 N08M01、N16M01 计算得到的 $\hat{u}_{\max}$ 的



(a) 流向速度



(b) 温度

图 3 $x/L_0=20.7$ 位置的流向速度和温度剖面随网格加密的变化

Fig. 3 Variation of the streamwise velocity and temperature profiles at $x/L_0=20.7$ with grid refinement

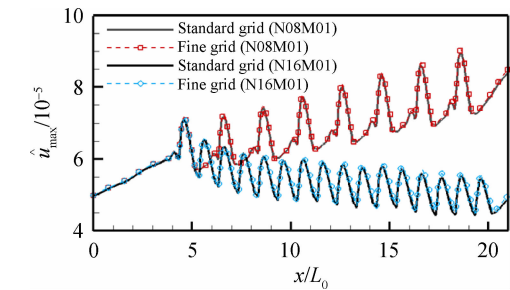


图 4 $f=0.226$ 第二模态扰动波发展随网格加密的发展
Fig. 4 Development of the second mode instability wave development for $f=0.226$ with grid refinement

发展,可以看到平均剖面及扰动波的发展规律基本不随网格加密而变化。

2 表面微槽对基本流的影响

本节对比了不同开槽率对基本流的影响,图 5 和图 6 中分别给出了基本流的流向无量纲速度 u_0/U_∞ 和法向无量纲速度 v_0/U_∞ 分布云图。表面微槽对法向速度的分布会产生明显的作用,外部来流场中形成了较弱的膨胀/压缩波结构,这些波系结构特征尺度与槽宽度相当,在时空方向都没有出现失稳情况,即这些膨胀/压缩波系是稳定的。流向速度分布受到的影响较小。

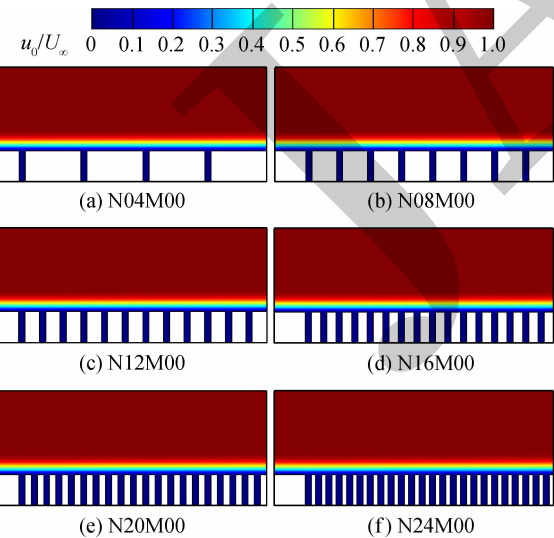


图 5 基本流流向速度云图
Fig. 5 Contours of the streamwise velocity in different base flows

图 7 中给出了若干流向截面上的速度随法向无量纲坐标的分布剖面,其中流向速度剖面随开槽率的增加基本不变,法向速度剖面上明显体现了开槽所引入的压缩/膨胀波。图 8 中给出了槽内的无量纲流向速度 (U/U_∞) 和无量纲法向速度

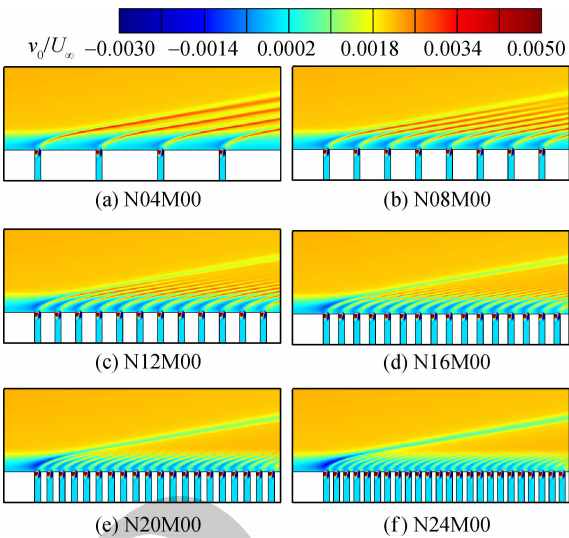


图 6 基本流壁法向速度云图
Fig. 6 Contours of the wall-normal velocity in different base flows

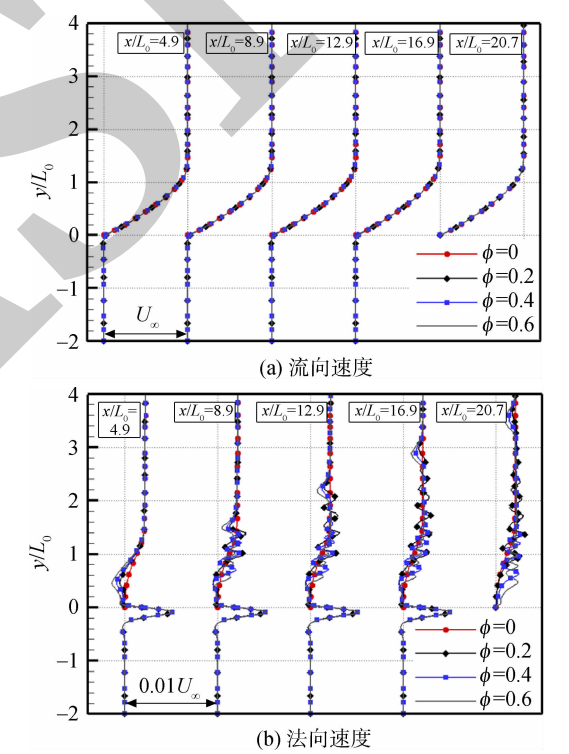


图 7 不同流向位置上的基本流速度剖面
Fig. 7 Base flow velocity profiles at different streamwise locations

(V/U_∞) 分布及流线分布,可以看出槽内形成了尺度相近的旋涡,从速度分布上看,最靠近边界层的旋涡具有最大的速度,其速度各分量的值均小于来流速度的 0.6%,开槽率改变对槽内的速度分布几乎没有影响,即槽内流动体现出很强的相似性。

计算了流向 $4.7 \leq x/L_0 \leq 20.7$ 区间(开槽区

间)固壁上所受到的总阻力系数 C_d (包括摩擦阻力系数 $C_{d,f}$ 和压差阻力系数 $C_{d,p}$)。结果如图 9 所示,摩擦阻力和压差阻力随着开槽率的变化近似呈线性分布。开槽率增大,摩擦阻力减小而压差阻力增大,定量上摩擦阻力比压差阻力大约高 1~2 个量级,因此总阻力系数也随开槽率增大而单调递减,在开槽率为 0.6 时,减阻效果为 41.8%。

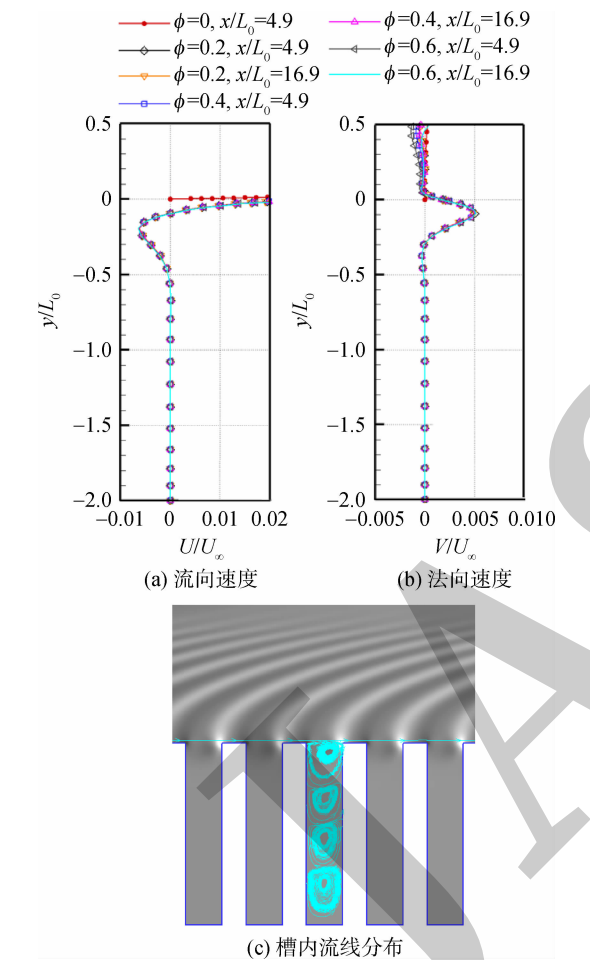


图 8 槽内截面上的基本流速度剖面与流线
Fig. 8 Base flow velocity profiles and streamlines on the sections inside the micro-cavity

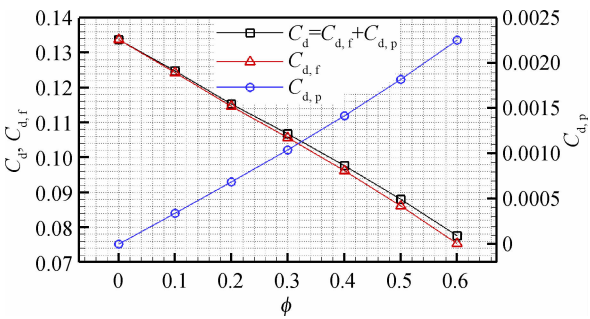


图 9 阻力系数随开槽率的变化
Fig. 9 Variations of the drag coefficients with the porosity

3 表面微槽对第二模态扰动波的影响

3.1 添加单个扰动

在入口添加单个第二模态 ($f=0.226$) 扰动所得到的瞬时流场如图 10 所示,图中给出了脉动法向速度的等值线云图。图中光滑平板的结果显示了第二模态所对应的典型流向行波特征,有开槽时槽内会出现法向传播的扰动波,通过对比发现开槽引发的扰动波会叠加在来流的第二模态扰动波上,图 11 中给出了采样点 p_0 ($x/L_0=20.7, y/L_0=0.1$) 位置的流向脉动速度频谱分布,图中横轴以自然对数尺度绘制, f_0 表示最不稳定的模态频率,可以看到开槽并不会引入新的不稳定模态。

为了定量上明确开槽对扰动波的影响,在式 (2)、式 (3) 式的基础上,定义模态幅值的法向积分量 $\hat{U}$ 为

$$\hat{U}(x, f) = \int_0^\infty \hat{u}(x, y, f) dy \quad (4)$$

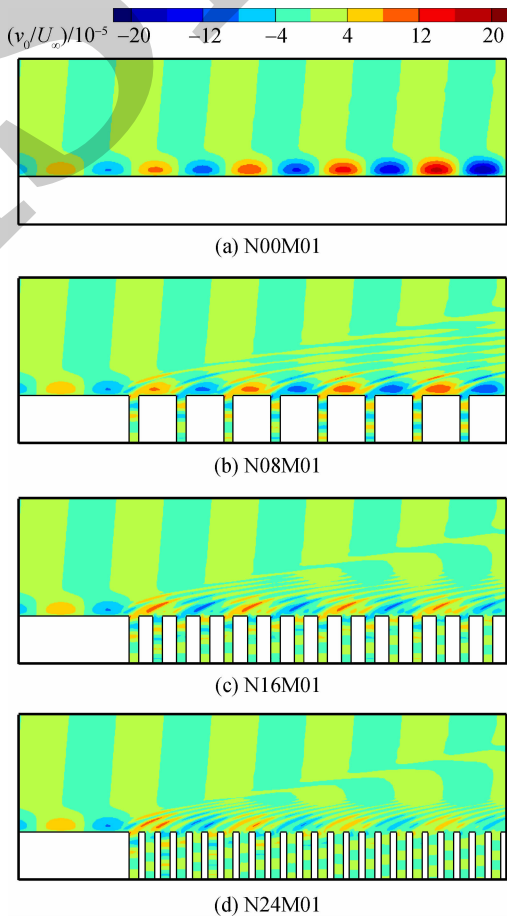


图 10 添加单个扰动得到的瞬时壁法向速度脉动云图
Fig. 10 Contours of the instantaneous wall-normal velocity fluctuation obtained by adding single-mode disturbance

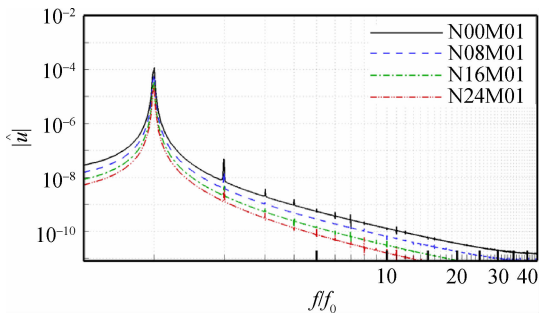


图 11 采样点 p_0 位置的速度脉动频谱
Fig. 11 Spectrum of the streamwise velocity fluctuation at the sampling point p_0

图 12 和图 13 中分别给出了 $f=0.226$ 模式的 $\hat{u}_{\max}$ 和 $\hat{U}$ 随无量纲流向坐标 x/L_0 的变化,图中纵轴均采用 N00M01 的入口值进行归一化。相较于光滑平板,随着开槽率的增大, $\hat{u}_{\max}$ 和 $\hat{U}$ 的发展受到显著的影响,每经过一个微槽,两者的值

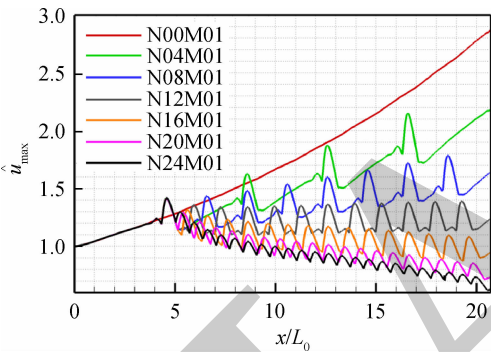


图 12 $f=0.226$ 模式的速度脉动壁法向最大幅值沿流向的发展
Fig. 12 Streamwise development of the wall-normal-maximum amplitude of the velocity fluctuation for $f=0.226$

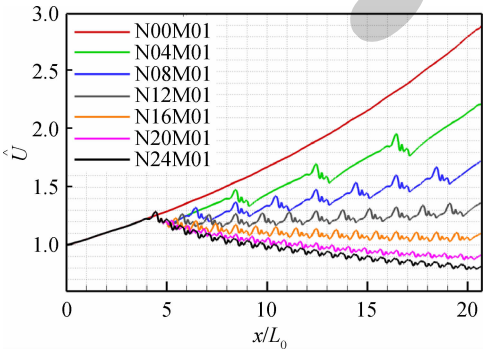


图 13 $f=0.226$ 模式的速度脉动壁法向积分幅值沿流向的发展
Fig. 13 Streamwise development of the wall-normal-integrated amplitude of the velocity fluctuation for $f=0.226$

先增加再减小。当开槽率较小时 ($\phi \leq 0.2$), 微槽对扰动发展的影响是独立的, 每个微槽下游的幅值均要小于其上游的幅值, 在相邻槽之间的平板上幅值是增长的, 且增长速度接近光滑平板 (N00M01); 开槽率达到 0.3 ($N=12$) 以上时, 相邻槽之间的平板长度很小, 总体上看扰动波基本不增长, 甚至被抑制。

3.2 添加多个扰动

图 14 给出了采用 LST 得到计算区域内的第二模态中性曲线的上枝和下枝, 同时还给出了最不稳定的频率, 可见在此空间区域内不稳定波的频率范围是 $0.18984 \sim 0.25877$, 最不稳定性频率在 0.226 左右, 添加的扰动波频率范围是 $0.1695 \sim 0.2599$, 能覆盖所有不稳定频率。图 15 中给出了在入口添加多个第二模态扰动时所得到的法向速度脉动的瞬时分布。

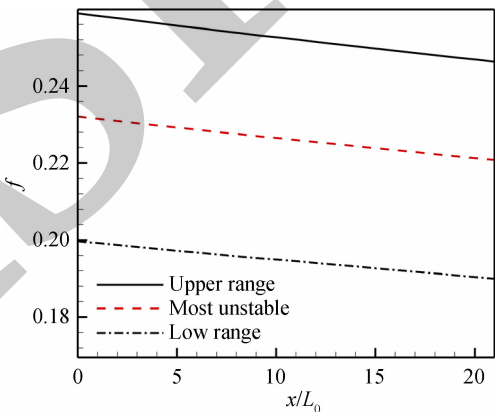


图 14 由 LST 得到的第二模态中性曲线及最不稳定的频率曲线
Fig. 14 Upper and lower range on the neutral curves of the second-mode obtained by LST

不同频率的 $\hat{u}_{\max}$ 的发展在图 16 中给出 (为了显示清楚, 并未画出所有的曲线), 其中 $f=0.226$ 的扰动具有最大的增长率, $f < 0.19775$ 和 $f > 0.25425$ 范围内的扰动是衰减的。图 17 中给出了添加多个扰动时, 最不不稳定模态 ($f=0.226$) 的 $\hat{u}_{\max}$ 的发展规律, 图中纵轴采用 N00M17 的入口值进行归一化, 可以看到此时最不不稳定模态在不同开槽率条件下的发展与添加单个扰动时的结果十分接近 (见图 12)。

为了定量显示开槽率对抑制扰动波效果的影响, 定义开槽结束位置 ($x/L_0 = 20.7$) $\hat{u}_{\max}$ 与相应的光滑平板入口处 ($\phi=0, x/L_0=0$) 的 $\hat{u}_{\max}$ 的比值为扰动的放大系数, 即

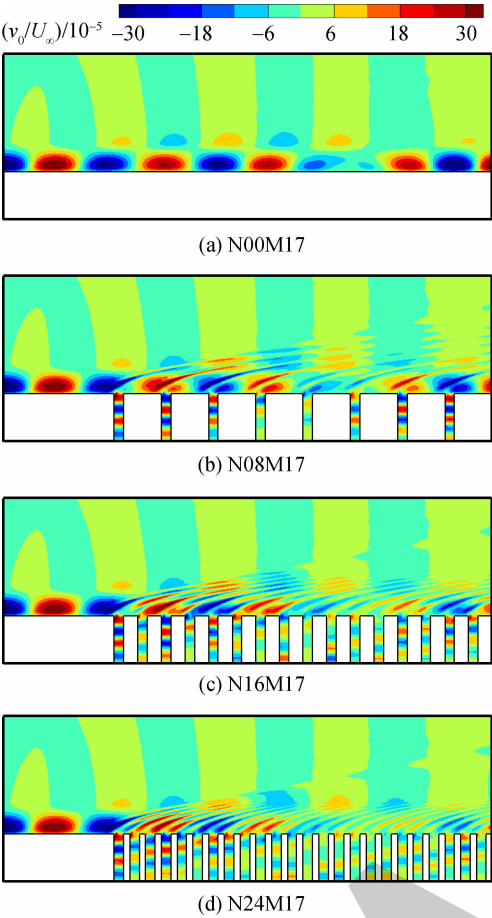


图 15 添加多个扰动得到的瞬时壁法向速度脉动云图
Fig. 15 Contours of the instantaneous wall-normal velocity fluctuation obtained by adding multi-modes disturbance

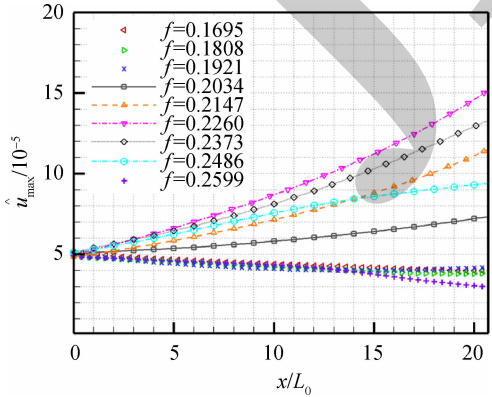


图 16 N00M17 中不同频率 $\hat{u}_{\max}$ 的发展
Fig. 16 Development of the $\hat{u}_{\max}$ for different frequencies in N00M17 case

$$\beta(f, \phi) = \frac{\hat{u}_{\max}(x/L_0 = 20.7, f; \phi)}{\epsilon_m/2} \quad (5)$$

在图 18 中给出了不同频率第二模态扰动的放大系数随开槽率的变化,其中各条曲线均随着

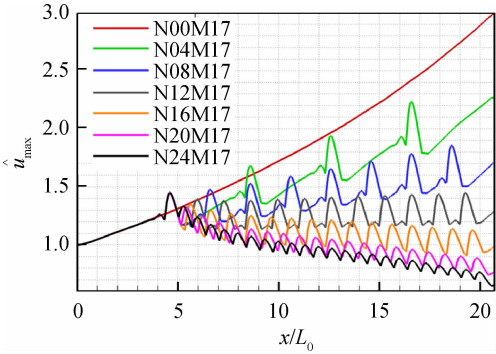


图 17 添加多个扰动得到的 $f=0.226$ 模态的速度脉动壁法向最大幅值沿流向的发展
Fig. 17 Streamwise development of the wall-normal-maximum amplitude of the velocity fluctuation for $f=0.226$ with multi-disturbances

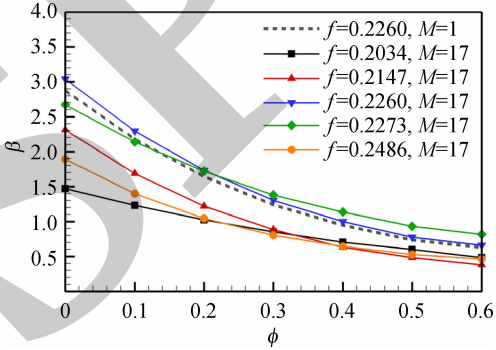


图 18 放大系数随开槽率的变化
Fig. 18 Variations of the amplification coefficients with the porosity

开槽率增大而单调减小,说明表面开槽能够抑制各个频率的第二模态增长。在 $\phi \geq 0.5$ 时,图中所有模态的 β 值均小于 1.0,即扰动幅值被抑制到小于入口幅值的水平;对于最不稳定($f = 0.226$)的模态,最大开槽率时 β 较光滑平板情况下降低了大约 78%。表面开槽对所添加的第二模态均体现出了降低扰动幅值的作用,且随着开槽率的增大,降低的效果越明显。说明表面开槽在一个宽带频率范围内均能抑制第二模态的增长。

4 结 论

本文采用二维数值模拟研究了横向微槽对高超声速空间发展边界层第二模态扰动增长的抑制作用,所研究的微槽宽尺寸为 $400\text{ }\mu\text{m}$,大于常规多孔表面的尺寸。基本流计算结果的对比说明,微槽对流向速度影响很小,对法向速度和压力分布有一定的影响,空间采样点的压力频谱上并未

出现新的不稳定模态。微槽有利于减小摩擦阻力,虽然槽内的流动会导致额外的压差阻力,但其比摩擦阻力低 1~2 个数量级,因此总阻力减小,且随着开槽率的增加,阻力减小更多,当开槽率为 0.6 时,减阻效果超过 40%。在入口以两种方式添加了第二模态扰动波,包括单个扰动和多个叠加扰动,下游的演化结果说明横向微槽能够在一个宽带频率范围内对第二模态的增长起到明显的抑制作用,且控制效果随着开槽率的增大而增强。

参考文献:

[1] 陈坚强,涂国华,张毅锋,等. 高超声速边界层转捩研究现状与发展趋势[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(3): 311-337.
CHEN Jianqiang, TU Guohua, ZHANG Yifeng, et al. Hypersonic boundary layer transition: what we know, where shall we go[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(3): 311-337. (in Chinese)

[2] FEDOROV A V. Transition and stability of high-speed boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2011, 43: 79-95.

[3] ZHONG X, WANG X. Direct numerical simulation on the receptivity, instability, and transition of hypersonic boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2012, 44: 527-561.

[4] REED H L, PEREZ E, KUEHL J, et al. Hypersonic stability and transition prediction[R]. AIAA-2013-2556, 2013.

[5] 罗纪生. 高超声速边界层的转捩及预测[J]. 航空学报, 2015, 36(1): 357-372.
LUO Jisheng. Transition and prediction for hypersonic boundary layers[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 357-372. (in Chinese)

[6] 李宁, 罗纪生. 不可压平板边界层转捩机理[J]. 航空动力学报, 2013, 28(4): 743-751.
LI Ning, LUO Jisheng. Transition mechanism of an incompressible boundary layer on a flat plate[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(4): 743-751. (in Chinese)

[7] 袁湘江, 陆利蓬, 沈清, 等. 钝体头部边界层“逾越”型转捩机理研究[J]. 航空动力学报, 2008, 23(1): 81-86.
YUAN Xiangjiang, LU Lipeng, SHEN Qing, et al. Study of bypass transition mechanisms in the boundary layer of blunt bodies[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(1): 81-86. (in Chinese)

[8] 袁湘江, 李国良, 刘志勇, 等. 小攻角高超声速钝锥边界层失稳特性[J]. 航空动力学报, 2011, 26(12): 2805-2811.
YUAN Xiangjiang, LI Guoliang, LIU Zhiyong, et al. Study of the instability characteristic in the boundary layer of a hypersonic blunt cone at low angle of attack[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(12): 2805-2811. (in Chinese)

[9] KIMMEL R L. Aspects of hypersonic boundary-layer tran-

sition control[R]. AIAA-2003-0772, 2003.

[10] FEDOROV A V. Prediction and control of laminar-turbulent transition in high-speed boundary-layer flows[J]. Proceedings IUTAM, 2015, 14(1): 3-14.

[11] MALMUTH N D, FEDOROV A V, SHALAEV V. Problems in high-speed flow prediction relevant to control[R]. AIAA 98-2995, 1998.

[12] FEDOROV A V, MALMUTH N D, RASHEED A, et al. Stabilization of hypersonic boundary layers by porous coatings[J]. AIAA Journal, 2001, 39(4): 605-610.

[13] RASHEED A, HORNUNG H G, FEDOROV A V, et al. Experiments on passive hypervelocity boundary layer control using a porous surface[R]. AIAA-2001-0274, 2001.

[14] CHOKANI N, BOUNTIN Bountin D A, SHIPLYUK A N, et al. Nonlinear aspects of hypersonic boundary-layer stability on a porous surface[J]. AIAA Journal, 2005, 43(1): 149-155.

[15] EGOROV I V, FEDOROV A V, NOVIKOV A V, et al. Direct numerical simulation of supersonic boundary-layer stabilization by porous coatings [R]. AIAA-2007-948, 2007.

[16] FEDOROV A V, MALMUTH N D. Parametric studies of hypersonic laminar flow control using a porous coating of regular microstructure[R]. AIAA-2008-588, 2008.

[17] SANDHAM N D, LUDEKE H. Numerical study of mach 6 boundary-layer stabilization by means of a porous surface [J]. AIAA Journal, 2009, 47(9): 2243-2252.

[18] WARTEMANN V, LUDEKE H, SANDHAM N D. Numerical investigation of hypersonic boundary-layer stabilization by porous surfaces[J]. AIAA Journal, 2012, 50(6): 1281-1290.

[19] 朱德华, 刘智勇, 袁湘江. 多孔表面推迟高超声速边界层转捩的机理[J]. 计算物理, 2016, 33(2): 163-169.
ZHU Dehua, LIU Zhiyong, YUAN Xiangjiang. Mechanism of transition delay by porous surface[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2016, 33(2): 163-169. (in Chinese)

[20] 涂国华, 陈坚强, 袁先旭, 等. 多孔表面抑制第二模态失稳的最优开孔率和孔半径分析[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 273-278.
TU Guohua, CHEN Jianqiang, YUAN Xianxu, et al. Optimal porosity and pore radius of porous surfaces for damping the second-mode instability [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 273-278. (in Chinese)

[21] BRES G A, COLONIUS T, FEDOROV A V. Stability of temporally-evolving supersonic boundary layers over micro-cavities for ultrasonic absorptive coatings[R]. AIAA-2008-4337, 2008.

[22] ZHANG H X, ZHANG L P, ZHANG S H, et al. Some recent progress of high-order methods on structured and unstructured grids in CARDIC[J]. Computers and Fluids, 2017, 154: 371-389.