

边界层厚度对腔体气动声学特性影响数值模拟

张群峰¹, 闫盼盼¹, 黎 军²

(1. 北京交通大学 土木建筑工程学院, 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: 为了研究来流边界层厚度对开式腔体气动声学特性的影响, 基于分离涡模拟方法, 计算了来流马赫数为 2.0 条件下, 不同来流边界层厚度与腔体深度比时, 长深比为 5.88 的腔体流动特性, 得到了该腔体声压级的频谱特性. 计算结果表明: 随着来流边界层厚度增加, 形成的剪切层稳定性增强, 失稳后上下摆动幅度减少, 失稳生成的大尺度涡与超声速主流的相互作用减弱, 使得大尺度涡发展到腔体后缘时所具有的平动动能和转动动能降低. 大尺度涡撞击腔体后缘在腔体内形成的气动噪声的声压级降低, 最大减小幅度达 7.5 dB. 同时各阶模态的频率也发生偏移, 偏移值在 100 Hz 左右. 基于新的假设重新推导了 Rossiter 公式, 明确了经验常数的物理意义, 并以此解释了频率偏移现象.

关 键 词: 边界层厚度; 声压级; 分离涡模拟; 腔体; 剪切层

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Numerical simulation on influence of boundary-layer thickness on the cavity aero-acoustic characteristics

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

(1. School of Civil Engineering,

Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;

2. Shenyang Aircraft Design and Research Institute,

Aviation Industry Corporation of China, Shenyang 110035, China)

Abstract: To analyze the aero-acoustic characteristics in open cavity influenced by inflow boundary-layer thickness, the cavity with length-to-depth ratio of 5.88 was simulated under conditions of different ratios of inflow boundary-layer thickness to cavity depth and inflow Mach number of 2.0, based on detached eddy simulation method; and the features of sound pressure level spectrum were obtained. The results show that increase of inflow boundary-layer thickness leads to enhanced stability in shear layer and decreased the oscillation amplitude stemmed from shear layer instability. This weakens the interaction between large scale vortex and supersonic main flow, causing the decrease in translational kinetic energy and rotation kinetic energy of large scale vortex. Responding to the energy decrease of large scale vortex, the maximum reduction of the sound pressure level inside the cavity is 7.5 dB. Meanwhile, the tone frequencies have about 100 Hz shift. A new formula with clarified physical meanings of empirical constant has been deduced from the Rossiter formula based on a new hypothesis. And the frequencies shift phenomenon can be illustrated by the new formula.

Key words: boundary-layer thickness; sound pressure level; detached eddy simulation; cavity; shear layer

腔体流动普遍存在于航空航天领域中(如内埋武器舱、飞机起落架等),腔体流动包含着极其复杂的流动物理现象:波系相交和反射、剪切层/激波干扰等,因此对于腔体流动的研究既有基础研究价值又存在实际工程应用价值.自20世纪50年代以来,国内外对腔体流动进行了大量的实验及数值研究^[1-13].根据长深比不同将腔体流动特性分为开式流动、过渡式流动、闭式流动.对于开式流动腔体,Rossiter提出了腔体自激振荡模型,并给出了预测腔体频率的半经验公式.在其模型中,反射声波诱导剪切层失稳形成大尺度涡结构是自激振荡形成的必要环节,而大尺度涡的频率和强度与剪切层的稳定性相关.剪切层的稳定性极大程度上受到上游来流边界层的影响,因此上游来流边界层的特性对腔体声学特性有很大的影响.对于来流边界层的影响,国内外学者进行了一些研究:Ahuja等^[14]通过实验研究发现,亚声速条件下通过增大来流边界层厚度,可以大幅度地降低腔体声压级甚至消除某些模态的噪声.文献^[15]通过实验研究了亚声速和超声速情况下来流边界层厚度对腔体气动特性的影响,发现超声速情况下,增加来流边界层厚度依旧是减小噪声等级的有效措施,同时在实验中观察到了腔内激振频率发生偏移.文献^[16]通过数值模拟研究了亚声速时二维情况下来流边界层厚度的影响,发现对于1阶模态的幅值影响最大,薄来流边界层时幅值明显较厚来流边界层的要大,并且同样观测到了振荡频率小幅偏移现象.由于受实验设备的限制和计算规模的限制,对来流边界层流动特性对腔体声学特性影响的机理研究还不尽完善.随着近年来计算机性能的大幅度提升和一些新的湍流模型的提出,数值模拟的计算速度和计算精度得到了极大的提高.数值模拟提供的详尽的流场信息为揭示来流边界层流动特性对腔体声学特性影响的机理提供了可信的依据.本文将基于IDDES(improved delayed detached-eddy simulation)模型,针对不同来流边界层(下文简称边界层)厚度对开式腔体气动声学特性的影响进行数值模拟研究,并希望能够对这种影响的机理进行分析.

1 计算模型

1.1 计算模型

本文选取的模型为文献^[1]中的实验模型,同时以该文献中的实验结果来验证数值方法的准确

性.模型腔体长宽高分别为400,60,68 mm.长深比 $L/D=5.88$.整个计算域长宽高为4800,1600,2000 mm.

1.2 计算条件

来流马赫数 $Ma_\infty=2.0$,基于腔体长度的雷诺数为 6.1×10^6 ,迎角 $\alpha=0^\circ$.根据最终选定的网格尺度,保证在一个时间步内,流场信息传播距离小于最小网格尺度,将非定常时间步长设为 2.5×10^{-6} s.本文入口条件设置为远场自由来流条件,腔体壁面均采用无滑移壁面条件.腔体底部设置11个压力监测点($P_1 \sim P_{11}$),监测点分布见图1,计算中将通过改变腔体前段无滑移壁面的长度(图1中虚线标示区域)来调整边界层厚度,无滑移壁面的长度选择为150,300,600 mm.

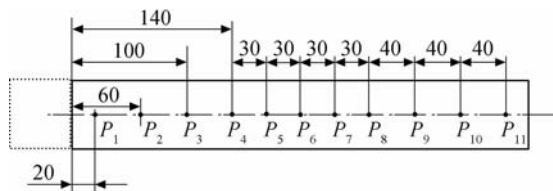


图1 腔体底部压力监测点分布(单位:mm)

Fig. 1 Distribution of pressure monitoring points on cavity bottom (unit:mm)

2 数值计算方法

2.1 控制方程

本文主要研究超声速条件下腔体流动,考虑黏性影响,三维可压缩非定常的守恒型控制方程表示如下^[17]:

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

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; Ω 为控制体; dS 为面元值.

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

式中 ρ 为密度; u, v, w 分别为 x, y, z 三个方向的速度; E 为总能.

$$E = e + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2} = e + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \quad (3)$$

式中 e 为单位质量内能; $\mathbf{v}$ 为速度矢量.

$$\mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \\ \rho H V \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中 V 为垂直于面元 dS 的逆变速度; p 为压力; H 为总焓.

$$V \equiv \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = n_x u + n_y v + n_z w \tag{5}$$

$$H = E + \frac{p}{\rho} \tag{6}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \end{bmatrix} \tag{7}$$

$$\Theta_x = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + w \tau_{xz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \tag{8}$$

$$\Theta_y = u \tau_{yx} + v \tau_{yy} + w \tau_{yz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \tag{9}$$

$$\Theta_z = u \tau_{zx} + v \tau_{zy} + w \tau_{zz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \tag{10}$$

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} ($i = x, y, z, j = x, y, z$) 为黏性应力; κ 为导热系数; T 为温度.

2.2 分离涡模拟方法

采用 DES(detached-eddy simulation)方法来模拟超声速条件下腔体流动中的湍流特性. 分离涡模拟方法最初被提出是为了解决高雷诺数情况下存在显著分离的流动. 在边界层很薄的情况下, DES 方法比 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 或 LES (large eddy simulation) 更适用, 得到的结果更加精确, 更令人信服^[18]. DES 定义了新的长度尺度 $\tilde{d} = \min(d, C_{des} \Delta)$, C_{des} 为系数, Δ 表示网格间距, d 为到壁面的最近距离. 用 $\tilde{d}$ 代替 S-A(Spalart-Allmaras)模型中的 d , 当 $d \ll C_{des} \Delta$, 这个模型即为 S-A 模型; 当 $d \gg C_{des} \Delta$ 这个模型即转变为大涡模拟中的 Smagorinsky 亚格子雷诺应力模型. 这样在不同区域将两种模型各自的优点结合起来, 综合考虑计算时间和计算精度, DES 方法优于两者中单独任一种方法. 也因此 DES 被称为 RANS/LES 混合模型^[19].

无论是由于网格的细化或者是由于边界层的加厚, 当使得网格间距 Δ 小于边界层厚度 δ 时计算会自动转换为 LES 方法, 但是边界层内网格又不足以满足 LES 方法所要求的分辨率, 这就会引起模型应力损耗, 甚至出现非物理的分离. 为了解决这一问题, 2006 年 Spalart 等提出了对 DES97 进行修改完善的 DDES(delayed-DES)模型^[20]. 通过对边界层参数进行延迟控制, 保证在边界层一直采用 RANS 模型, LES 模型在边界层外才会被

激活. 最新一次对 DES 的修改是 2008 年 Shur 等^[21]提出的 IDDES(improved-DDES), 模型中重新定义亚格子长度尺度

$$\Delta_{idDES} = \min[\max(c_w d_w, c_w h_{max}, h_{wn}), h_{max}] \tag{11}$$

式中 c_w 为经验常数; d_w 为网格格心到壁面的距离; h_{wn} 为持之壁面方向的网格尺度; h_{max} 为 h_{wn} 的最大值.

同时加入了 WMLES (wall-modeling in LES), 实现了根据来流条件中是否存在湍流成分自动选择 WMLES 分支或 DDES 分支.

Spalart 提出的 DES97 中 RANS 模型选用的是 S-A 模型, 在之后 Strelets 又做了进一步的扩展^[22], 提出以 SST (shear stress transport) $k-\omega$ 模型代替 S-A 模型的 SST $k-\omega$ DES 模型, 使得新的混合模型兼有了 SST $k-\omega$ 模型的诸多优点. 2012 年, Gritskevich 等^[23]对 SST $k-\omega$ DDES 和 IDDES 模型的常数进行了进一步的精确矫正, 下文中的 SST $k-\omega$ DES 均指的是 IDDES 模型.

2.3 离散格式

在非定常计算中使用双重时间步法, 即在控制方程中引入虚拟时间项, 根据精度设定物理时间步求解真实解, 而每一物理时间步内, 通过虚拟时间内迭代达到收敛, 内迭代步应用多重网格技术加速收敛. 对流量采用 2 阶精度 Roe 格式, 选用修正的 Venkatakrishnan^[24]限制器保证 2 阶精度插值且具有 TVD(total variation diminish)性质, 同时又具有较小的数值耗散, 扩散通量采用中心差分格式求解.

2.4 网格划分

为了精确捕捉边界层及剪切层内的流动现象, 剪切层区域内的网格局部进行了加密. 壁面第 1 层网格宽度为 0.05 mm, 总的网格数目为 1 600 万. 图 2(a)给出了对称面内网格示意图, 图 2(b)为黑框标示区域范围局部放大图.

2.5 数值方法验证

对来流为超声速的腔体流动, 可用 Heller 等改进的 Rossiter 半经验公式来估算各阶频率^[25-27]

$$f = \frac{U}{L} \cdot \frac{(m-r)}{Ma_\infty \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_\infty^2\right)^{-0.5}} + \frac{1}{\xi} \tag{12}$$

其中阶次 $m = 1, 2, 3, \dots$; r 为经验常数取 0.38; ξ 为涡传播速度与远方来流速度之比取为 0.57; U

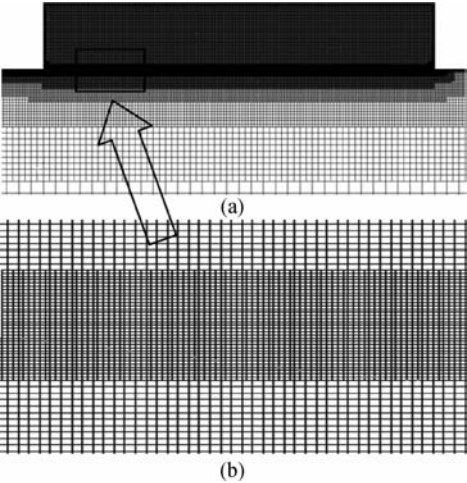


图 2 腔体中心截面网格分布
Fig. 2 Grid distribution on central section of cavity

为来流速度; L 为腔体长度; γ 为比热比。
为了验证所使用的数值模拟方法的准确性,对文献[1]中腔体缩比模型的流动进行了数值模拟,该模型实验测得的各阶频率和改进的 Rossiter 半经验公式计算值符合。

首先采用 SST $k-\omega$ 模型进行定常计算,然后以定常结果为初场,以 2.5×10^{-6} s 为时间步,采用 SST DES 模型进行非定常计算,对计算得到的腔体底面中部 7 号监测点的压力时域分布曲线做傅里叶变换,变换过程中加汉宁窗处理,得到测点声压级(SPL,记为 l_{sp})频域分布图。图 3 为实验动态传感器测得的腔体声压级频谱曲线与计算得到的腔体声压级频谱曲线的比较,可以看出 SST DES 模型捕捉到的各主要模态的频率与实验测得的频率符合得较好,但声压级幅值上有一定的偏差,这主要是由于实验所采用风洞的背景噪声对声压级幅值有一定的影响,同时实验由于受动态

传感器的采样频率的限制,而未测到更高阶频率。
通过计算结果与实验结果的比较说明计算所采用的网格和时间步是适合的,采用的计算方法和 SST DES 模型能较为准确地模拟腔体流动。

3 计算结果与分析

3.1 边界层速度剖面

本文通过改变腔体前段无滑移壁面的长度计算了 3 个算例,相应得到了 3 种不同的边界层厚度,如表 1 所示,表中 D 为腔体深度。

表 1 各算例边界层参数

Table 1 Boundary layer parameters of each case				
算例	无滑移壁面长度/mm	δ /mm	$(\delta/L)/10^{-3}$	δ/D
1	150	2.5	6.25	0.029
2	300	3.7	9.25	0.044
3	600	5.3	13.25	0.074

边界层内速度剖面通常假定按幂数律变化^[28],即

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{N}}$$

(13)

腔体前缘边界层无量纲速度剖面图如图 4(a)所示,通过图中可以看出,前两种算例剪切层速度分布图型大致符合 $N=7$ 的幂数律分布规律,第 3 种算例有一定偏离。

图 4(b)中竖直虚线表示速度值为远方来流速度的 99%,从图中可以看出 3 种算例的边界层名义厚度 δ_{99} 分别为 2.5,3.7,5.3 mm。

3.2 声压级频谱特性

对计算得到的腔体底部监测点压力时域分布曲线做傅里叶变换,变换过程中加汉宁窗处理,得到各测点声压级频域曲线,图 5 为分别取腔体前中后部 3 个代表性点(监测点 P_4, P_7, P_{10})的声压

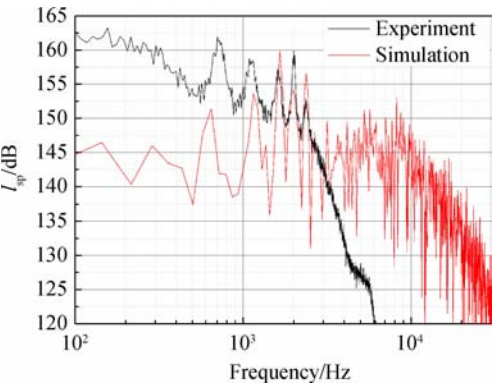
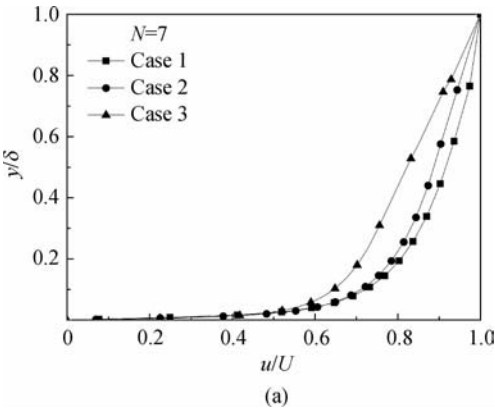


图 3 腔底中心线声压级分布
Fig. 3 Sound pressure level distribution along the center line on cavity bottom



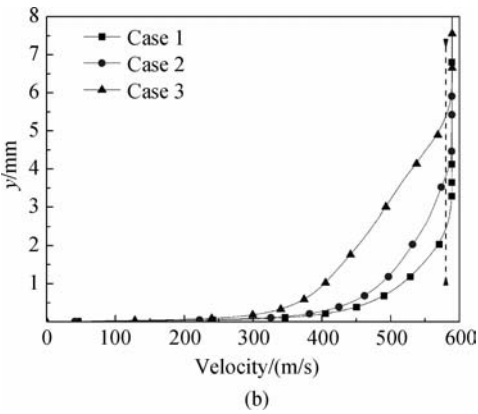


图 4 边界层速度剖面图

Fig. 4 Velocity profile of boundary layer

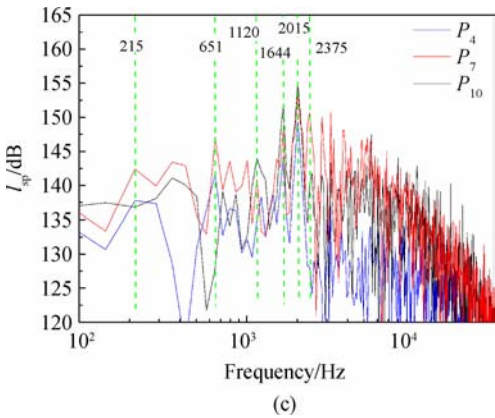


图 5 腔体声压级分布图

Fig. 5 Sound pressure level distribution of cavity

级频域分布图,图 5(a)~图 5(c)分别对应表 2 中算例 1~算例 3.

从图 5 中可以看出,从算例 1 到算例 3,随着边界层的增厚,腔体内声压级最大值呈现下降趋势,算例 1 最大声压级为 162.5 dB,算例 3 最大声压级为 155 dB,最大下降幅度为 7.5 dB.

同时从图 5 中还可以看出,随着边界层的增厚,各模态分布频率呈现减小的趋势,表 2 详细列出了各阶模态频率分布值,频率总体减小幅度为 100 Hz 左右.

表 2 不同工况腔体各阶模态频率值

Table 2 Mode frequencies in cavity of each case

算例	频率/Hz					
	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$
1	314	856	1185	1749	2185	2503
2	300	801	1091	1700	2105	2468
3	215	651	1120	1644	2015	2375

3.3 声压级降低机理分析

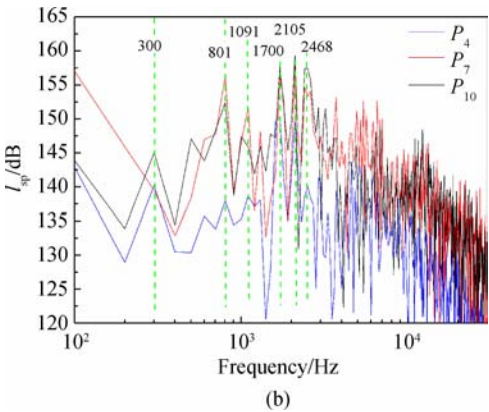
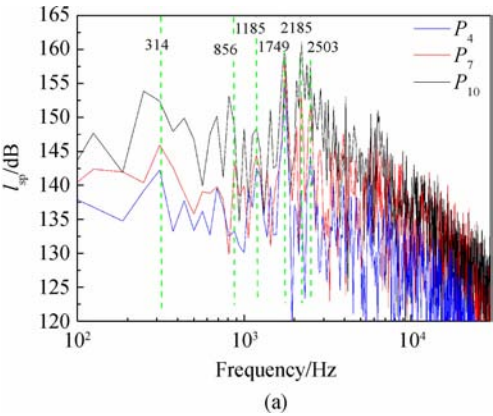
3.3.1 剪切层对比分析

由于边界层厚度不同,腔体前缘附近形成的剪切层也相应发生变化.图 6 为腔体中心截面的马赫数分布图,图 6(a)、图 6(b)分别对应算例 1、算例 3.通过图中可以看出,随着边界层厚度的增加,腔体前缘形成的剪切层的厚度也相应增加,致使剪切层稳定性增强,对于扰动的敏感性降低.

虚线圆标示出剪切层失稳过程,通过云图对比可以发现,由于算例 3 剪切层增厚、稳定性增强,因此算例 1 剪切层失稳后形成的大尺度涡结构摆动幅度明显高于算例 3.大尺度涡结构与外部超声速主流的相互作用增强,形成交替的压缩波系和膨胀波系,大尺度涡结构从主流获得更多的能量,具有更大的平动动能.因此薄剪切层情况下,剪切层内涡结构能够以更大的动能与腔体尾缘发生碰撞,导致腔体内部产生较高的噪声水平.而边界层较厚的情况与之相反,腔体内噪声水平显著降低.

3.3.2 旋涡结构对比分析

大尺度涡结构与腔体后缘撞击是噪声产生的关键环节,直接影响腔体整体噪声水平.迄今为止



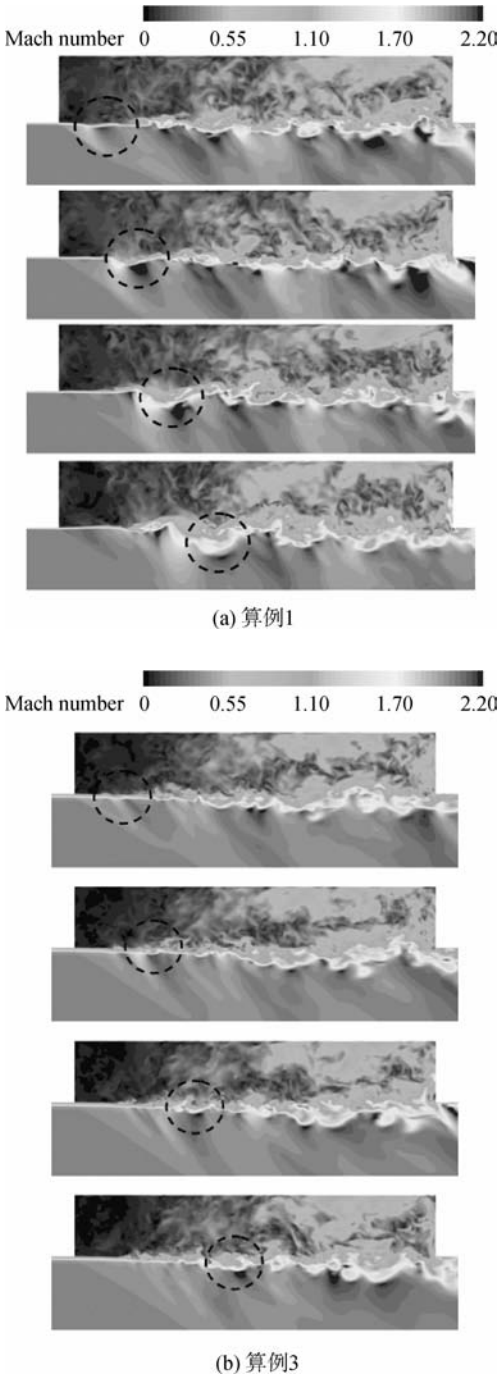


图 6 腔体中心截面马赫数云图
Fig. 6 Mach number contours on central section of cavity

人们已经提出了几种识别大尺度涡结构的方法,最常用的有 4 种判据^[29]: ω 判据、 Q 判据、 Δ 判据和 λ_2 判据. 其中 Q 判据可以揭示流体微元净转动相对于轴向变形的强弱,当流场某处 Q 为正且很大时,说明此处的旋转率占有绝对优势,这样根据 Q 的不同取值就可以识别不同强度的涡的存在. 然而 Q 判据中 Q 为正只是涡存在的充分不必要条件,需要结合压力最低的附加条件来支持^[23]. Q

值定义如下:

$$Q = \frac{1}{2} (\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 + \|\mathbf{S}\|^2) \quad (14)$$

其中 $\boldsymbol{\Omega}$ 是旋转运动的旋转率张量; $\mathbf{S}$ 是应变率张量.

本文将采用 Q 判据来识别区分剪切层内涡结构及判别其强弱,并通过压力最低条件来确定涡的存在. 图 7 中下侧为 Q 值云图,上侧为以腔体上壁面为轴的镜像压力云图, Q 值云图中红色区域为 Q 值最大区域,也即涡可能存在的区域. 图 7(a)、图 7(b)分别对应算例 1、算例 3. 通过与上侧镜像压力云图进行对照,若下侧出现红色 Q 值极大值区域同时上侧镜像位置出现蓝色压力极小值区域,这就表明此处区域存在旋涡结构. 可以发现,高强度旋涡结构主要存在于剪切层范围内和腔体后缘区域. 通过对比可知,随着边界层厚度的增加,使得腔体剪切层内涡结构强度和规模都呈现减小的趋势.

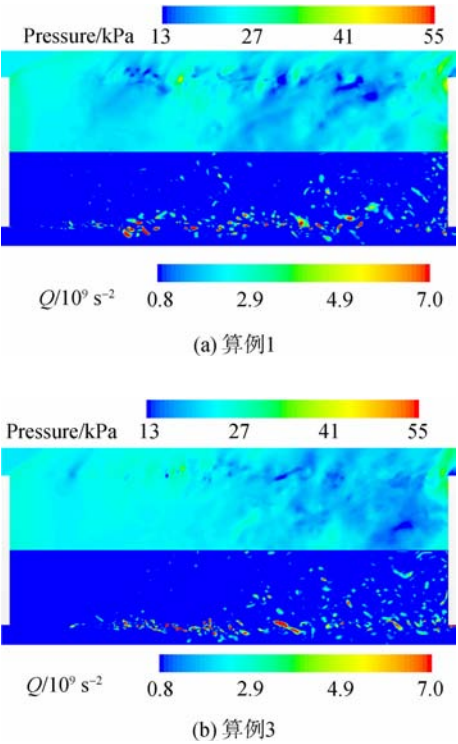


图 7 中心截面 Q 值及压力云图
Fig. 7 Q and pressure contour on central section

图 8 为算例 1 与算例 3 不同 Q 值等值面对比图,上侧为算例 1,下侧为算例 3. 从图中可以进一步确认,涡结构主要分布在剪切层及腔体后缘范围内. 图 8(c)显示高强度旋涡主要集中在剪切层范围内. 随着边界层厚度增加,旋涡结构强度和数量都有所减小,剪切层附近旋涡分布厚度变窄.

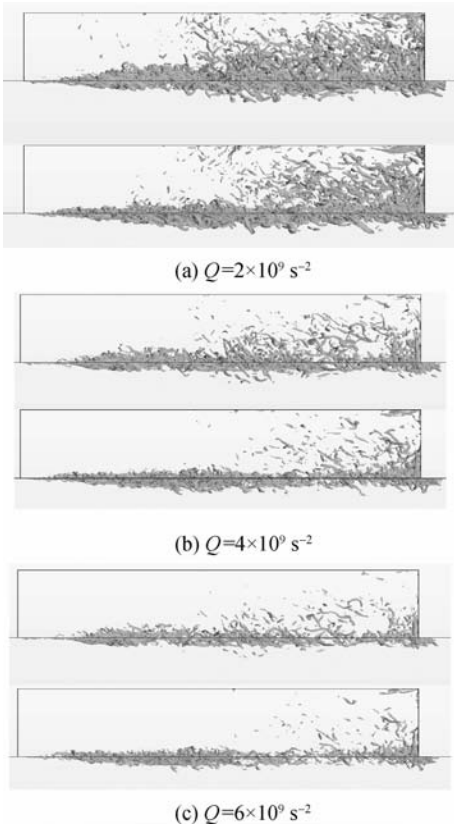


图 8 Q 值等值面分布图
Fig. 8 Q isosurface distribution

因此随着边界层的增厚,腔体内涡结构的强度及规模都相应减小,也就意味着与腔体后缘撞击的旋涡转动动能减小.导致腔体内部噪声声压级的降低.

通过以上分析可知,随着边界层的增厚,腔体前缘剪切层强度增强,导致到达腔体后缘的大尺度涡速度减小,旋涡的平动动能降低;同时也使得旋涡结构的强度降低,转动动能降低.这两方面原因共同作用使得与腔体尾缘撞击的涡总能量减小.最终使得撞击产生的腔体内整体声压级有明显幅度的下降.

3.4 频率偏移机理分析

对于腔体噪声各阶模态频率分布的预测方法,应用最广泛的即上文提到的 Rossiter 公式.因此本文依旧希望能够从公式的角度来解释频率偏移现象.公式中存在半经验常数,但其物理意义在文献[19]中并未给出.下面将通过在原文献的推导基础上进行改善,来明确半经验常数的物理意义.

Rossiter 在推导半经验公式过程中,假设声波到达前缘瞬时即在剪切层中诱导产生新的大尺度涡,而在腔体尾缘涡撞击并向后继续移动一段

距离后,辐射声波才产生并向前缘传播.本文针对此提出一条新的假设,并应用类似的办法推导出形式相同的公式,但公式中未知量的物理含义变得明确.

首先假设涡撞击尾缘时立即产生声波辐射并向前传播,而当声波传播到腔体前缘后并不立即在前缘剪切层内诱导产生新的大尺度涡,而是存在一个时间滞后效应.并继承文献[19]中假设涡传播速度与远方来流速度之比 ξ ,声波波长 λ_a ,涡间距 λ_v ,腔体内前传声波速度 c ,计算涉及到共 N_a 个整周期声波, N_v 个整周期的大尺度涡.涡脱落频率与声波频率相等,有

$$\frac{\xi U}{\lambda_v} = \frac{c}{\lambda_a} \quad (15)$$

如图 9 所示,当 $t=0$ s 时,前传扰动声波到达腔体前缘,此时并未产生新的大尺度涡,但可以假设一个虚拟的涡从腔体前方传来,距腔体前缘为 $\gamma_v \lambda_v$,以此来模拟这种滞后效应.

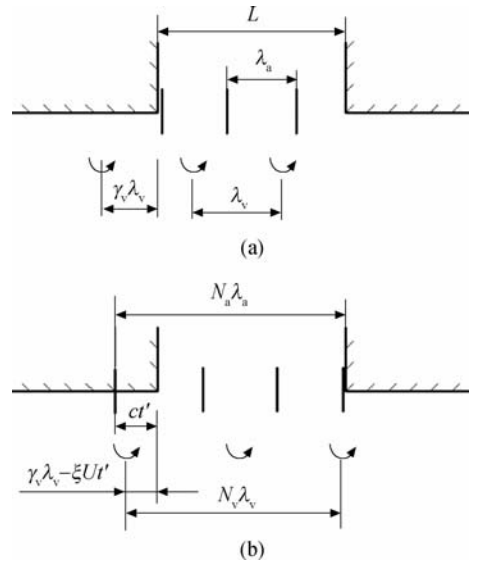


图 9 腔体流动简化模型
Fig. 9 Simplified model of flow over cavity

当 $t=t'$ 时刻,距后缘最近的大尺度涡与腔体发生撞击并产生新的声波.这段时间内, $t=0$ s 时到达前缘的声波又向前传递了 ct' 的距离,腔体上游虚拟的涡向后传递了 $\xi Ut'$. 则有

$$\begin{aligned} N_a \lambda_a &= L + ct' \\ N_v \lambda_v &= L + \lambda_v \gamma_v - \xi Ut' \end{aligned} \quad (16)$$

联立 3 个式子消去 t' 得

$$f = \frac{U}{L} \cdot \frac{(N_a + N_v - \gamma_v)}{Ma_\infty \frac{c_\infty}{c} + \frac{1}{\xi}} \quad (17)$$

式中 c_∞ 为来流声速, 公式形式上与 Rossiter 经验公式一致, 但其中经验常数 γ_v 物理意义更加明确, 其反映了扰动声波到达前缘后诱导新的大尺度涡过程滞后效应的强弱, γ_v 越大则滞后效应越明显。

下面针对本文的算例进行分析。首先, 随着边界层加厚, 腔体内形成的剪切层厚度也相应增加, 变厚的剪切层对扰动的敏感性降低, 这就是使得腔体前缘扰动声波诱导新的大尺度涡的滞后效应得到加强, 因此公式中 γ_v 取值增大, 导致各阶模态频率 f 减小。其次, 3.3 节已经提到薄剪切层情况下, 涡传播速度更快, 也就是公式中 ξ 值更大, ξ 值越大, 公式中分母越小, f 越大, 因此薄剪切层时各阶模态频率最大。

4 结 论

1) 通过数值模拟腔体流动发现随着边界层厚度的增加, 腔体内声压级等级呈下降趋势, 最大下降幅度达 7.5 dB。同时各阶模态频率发生偏移, 减小范围在 100 Hz 左右。

2) 随着边界层的加厚, 腔体前缘形成剪切层强度增强, 致使剪切层内大尺度涡的平均平动动能和转动动能都有一定幅度的降低, 最终导致撞击尾缘的总能量降低, 使得腔体内声压级整体都有所降低。

3) 通过改进 Rossiter 公式的推导方法, 明确了经验常数 γ_v 的物理意义为表示扰动声波到达前缘后诱导新大尺度涡这一过程的滞后效应。随着边界层的增厚, 剪切层稳定性增强, 使得滞后效应增强即 γ_v 增大, 最终导致了各阶模态频率降低。

参考文献:

- [1] 黎军, 李天, 张群峰. 开式流动腔体的流动机理与控制[J]. 实验流体力学, 2008, 22(1): 80-83.
LI Jun, LI Tian, ZHANG Qunfeng. The mechanism and control of open cavity flow[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2008, 22(1): 80-83. (in Chinese)
- [2] Beresh S J, Wagner J L, Pruett B O M. Supersonic flow over a finite-width rectangular cavity[J]. AIAA Journal, 2015, 53(2): 296-310.
- [3] ZHUANG Ning, Alvi F S, Shih C. Another look at supersonic cavity flows and their control[J]. AIAA-2005-2803, 2005.
- [4] ZHUANG Ning, Alvi F S, Alkislal M B C. Supersonic cavity flows and their control[J]. AIAA Journal, 2006, 44(9): 2118-2128.
- [5] Gai S L, Kleine H, Neely A J, et al. Supersonic flow over a shallow open rectangular cavity[J]. Journal of Aircraft, 2014, 52(2): 609-616.
- [6] Handa T, Miyachi H, Kakuno H, et al. Modeling of a feedback mechanism in supersonic deep-cavity flows[J]. AIAA Journal, 2015, 53(2): 420-425.
- [7] Li W, Nonomura T, Oyama A, et al. Feedback mechanism in supersonic laminar cavity flows[J]. AIAA Journal, 2013, 51(1): 253-257.
- [8] 杨党国, 李建强, 范召林. 超声速来流边界层厚度对浅腔声学特性的影响[J]. 航空动力学报, 2010, 25(4): 907-911.
YANG Dangguo, LI Jianqiang, FAN Zhaolin. Shallow cavity noise influencing by boundary-layer thickness at supersonic speeds[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(4): 907-911. (in Chinese)
- [9] 谭玉婷, 伍貽兆, 田书玲. 基于 DES 的二维和三维空腔流动特性研究[J]. 航空计算技术, 2010, 40(1): 67-70.
TAN Yuting, WU Yizhao, TIAN Shuling. Numerical simulation of 2D/3D cavity flows using DES[J]. Aeronautical Computing Technique, 2010, 40(1): 67-70. (in Chinese)
- [10] 司海青, 王同光. 边界条件对三维空腔流动振荡的影响[J]. 南京航空航天大学学报, 2006, 38(5): 67-70.
SI Haiqing, WANG Tongguang. Influence of boundary condition on 3-D cavity flow-induced oscillations[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2006, 38(5): 67-70. (in Chinese)
- [11] Boydston J D, Squires K D, Forsythe J R. Detached eddy simulation of high reynolds number flow over a rectangular cavity[R]. AIAA-2008-606, 2008.
- [12] Ryan F, Janmes E. Nonlinear feedback mechanisms inside a rectangular cavity[J]. AIAA Journal, 2014, 52(10): 2127-2141.
- [13] Jonathan G, Lawrence U. Detached eddy simulation of a supersonic cavity flow with and without passive flow control[R]. AIAA-2011-3844, 2011.
- [14] Ahuja K K, Mendoza J. Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes[R]. NASA Report CR-4654, 1995.
- [15] 杨党国, 罗新福, 李建强. 来流边界层厚度对开式空腔气动声学特性的影响分析[J]. 空气动力学学报, 2011, 29(4): 486-490.
YANG Dangguo, LUO Xinfu, LI Jianqiang. Analysis of aeroacoustic characteristics in open cavities influenced by boundary-layer thickness[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2011, 29(4): 486-490. (in Chinese)
- [16] 李晓东, 刘靖东, 高军辉. 空腔流激震荡发生的数值模拟研究[J]. 力学学报, 2006, 38(5): 599-604.
LI Xiaodong, LIU Jingdong, GAO Junhui. Numerical simulation of flow-induced oscillation and sound generation in a cavity[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2006, 38(5): 599-604. (in Chinese)
- [17] Blazek J. Computational fluid dynamics principles and ap-

plications[M]. London:Elsevier,2005:16-18.

[18] Spalart P R. Detached eddy simulation[J]. Annual Review of Fluid Mechanics,2009,41(1):203-229.

[19] 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[R]. Ruston, US; International Conference on DNS/LES,1997.

[20] 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.

[21] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow,2008,29(6):1638-1649.

[22] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows[R]. AIAA-2001-0879,2001.

[23] Gritskevich M S,Garbaruk A V,Schütze J,et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model[J]. Flow, Turbulence and Combustion,2012,88(3):431-449.

[24] Venkatakrishnan V. On the convergence of limiters and convergence to steady state solutions[R]. AIAA 93-0880, 1993.

[25] Rossiter J E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds[R]. Farnborough,UK;Aeronautical Research Council,1964.

[26] Heller H H,Holmes D G,Covert E E. Flow induced pressure oscillations in shallow cavities[J]. Journal of Sound and Vibration,1971,18(4):545-546.

[27] Heller H H,Bliss D B. The physical mechanism of flow induced pressure fluctuations in cavities and concepts of their suppression[R]. AIAA 75-491,1975.

[28] 陈懋章. 粘性流体动力学基础[M]. 北京:高等教育出版社,2002:128-129.

[29] 李震,张锡文,何枫. 基于速度梯度张量的四元分解对若干涡判据的评价[J]. 物理学报,2014,63(5):054704. 1-054704. 7.

LI Zhen,ZHANG Xiwen,HE Feng. Evaluation of vortex criteria by virtue of the quadruple decomposition of velocity gradient tensor[J]. Acta Physica Sinica,2014,63(5): 054704. 1-054704. 7. (in Chinese)

(编辑:陈 越)