

文章编号:1001-246X(2010)03-0375-06

# 凹腔非定常特性的数值模拟

马小亮, 杨国伟

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190)

摘 要: 采用基于 Menter SST 两方程湍流模型的 DES 方法, 数值模拟开式凹腔在跨声速条件下的非定常流动特性. 计算凹腔底部和后壁面上的点的声压级频谱以及总声压级, 证明在第二噪声模态上的声压级最大.

关键词: DES; 凹腔; 声压级; 非定常

中图分类号: V211.1+5

文献标识码: A

## 0 引言

从未来航空武器的发展趋势来看, 新一代战斗机将集隐身、超音速巡航、高机动性和敏捷性等作战能力于一身. 从机载武器装载方式来看, 采用内埋式弹舱是未来作战飞机武器装载的发展趋势.

战斗机的弹舱开启时, 在弹舱内会形成复杂的非定常流场, 使舱内壁面前后气动载荷不同, 对飞机飞行稳定性产生很大的影响. 非定常流场会在舱内壁面形成振动载荷, 弹舱结构设计和导弹发射装置的研制需要知道舱内振动载荷的相关信息.

内埋式弹舱的流动是典型的腔体流动, 本文的主要工作是采用 DES(脱体涡模拟)方法数值模拟在跨声速条件下, 长深比为 5 的腔体的非定常流动特性.

## 1 实验模型

凹腔风洞实验模型<sup>[1]</sup>如图 1 所示, 长度( $L$ )、深度( $D$ )和宽度( $W$ )的比例为  $L:D:W=5:1:1$ , 来流到凹腔前壁面的距离是  $7.75D$ , 凹腔后壁面到出口的距离是  $5.25D$ , 其中  $D=101.6\text{ mm}$ . 来流马赫数  $M_\infty=0.85$ , 压力  $P_\infty=62\ 100\text{ Pa}$ , 温度  $T_\infty=266.53\text{ K}$  以及雷诺数  $Re=13.47\times 10^6$ .

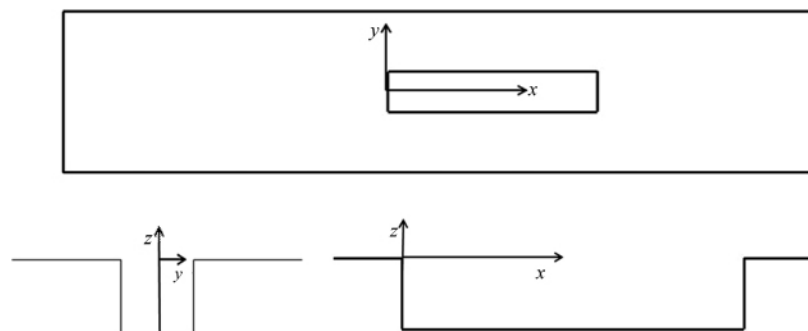


图 1 凹腔剖视图

Fig. 1 Sketch of cavity geometry

实验中对凹腔底部和后壁面上的 11 个点进行了压力测量, 位置坐标如表 1 所示, 本计算从中选取了 k17, k18, k20, k24, k27 五个点进行计算.

计算中使用的网格是多块结构网格  $y_1^+ \approx 1$ .

收稿日期: 2009-02-24; 修回日期: 2009-07-07

作者简介: 马小亮(1981-)男, 辽宁大连, 博士生, 主要从事计算流体力学研究.

表 1 测压点位置  
Table 1 Pressure transducer positions

位置	测压点	$x/25.4\text{mm}$	$y/25.4\text{mm}$	$z/25.4\text{mm}$
后壁面	k17	20.0	0.0	-0.75
	k18	20.0	0.0	-1.5
底部	k19	1.0	0.0	-4.0
	k20	3.0	0.0	-4.0
	k21	5.0	0.0	-4.0
	k22	7.0	0.0	-4.0
	k23	9.0	0.0	-4.0
	k24	11.0	0.0	-4.0
	k25	13.0	0.0	-4.0
	k26	15.0	0.0	-4.0
	k27	17.0	0.0	-4.0
	k28	19.0	0.0	-4.0

## 2 数值方法

本文采用包含子迭代的 LU-SGS 隐式时间推进方法<sup>[2]</sup>和改进的 HLLW 空间离散格式<sup>[3]</sup>. 子迭代可以消除由于方程线性化等带来的误差, 使计算更加稳定. 改进的 HLLW 格式在等熵流动区域, 格式自动恢复到迎风差分 Roe 通量分裂格式, 在熵跳跃大的流动区域, 格式变为标准的 HLLW 格式. 这样既可克服 Roe 格式模拟激波流动产生的非物理振荡现象, 也可以克服 HLLW 格式在连续流动区域表现出的较强的格式黏性, 提高流场整体计算精度.

## 3 湍流模型

传统意义上, 数值模拟湍流流动的方法<sup>[4]</sup>包括雷诺平均 Navier-Stokes (RANS) 方法、大涡模拟 (LES) 方法、直接数值模拟 (DNS) 方法等.

但是, DNS 方法和 LES 方法所需网格数量都较大, 在当前的计算机资源条件下模拟复杂流动有一定的困难, 目前主要用于简单湍流流场的模拟. RANS 方法通过雷诺平均能较准确地模拟湍流附面层内的无分离及小分离的湍流流动, 所需的网格数量小, 耗费的计算资源和计算时间较少. 但对于流场存在大尺度涡的湍流流动, 该方法得到的结果有一定的局限性. 单一采用上述方法, 要么计算量太大, 要么计算结果较差.

为了弥补 RANS 方法和 LES 方法的不足, Spalart<sup>[5]</sup>在 1997 年提出了脱体涡模拟 (DES) 方法, 其思想是在湍流附面层内采用 RANS 方法, 用湍流模型模拟其中的小尺度脉动运动, 而在远离物面的区域采用 LES 方法. 这样既能够把计算时间和计算资源大大降低, 所得到的结果与 RANS 比较也会有所改善. 普遍流行的 DES 方法包括两种: 基于 SA 一方程湍流模型的 DES 方法和基于 Menter SST 两方程湍流模型的 DES 方法. 为了模拟凹腔的非定常现象, 本文采用基于 Menter SST 两方程湍流模型的 DES 方法, 其思想是保持 Menter SST 模型中的  $\omega$  方程不变, 而在  $k$  方程的耗散项中引入湍流尺度参数  $l_{k-\omega}$ , 模型方程变为

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho k}{\partial x_j} = \mu_t \Omega^2 - \frac{\rho k^{1.5}}{l_{k-\omega}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (1)$$

其中  $l_{k-\omega} = \frac{k^{0.5}}{\beta_k \omega}$ . 在 DES 方法中  $l_{k-\omega}$  将由  $\min(l_{k-\omega}, C_{DES} \Delta)$  代替, 其中  $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  为网格单元的最大边长. 常数  $C_{DES} = 0.61(1 - F_1) + 0.78F_1$ . 关于 Menter SST 两方程湍流模型的具体表达式以及其中的常数在相关文献中可以查到, 这里不再重复.

经过上述变化, 在靠近物面的边界层上, 由于  $\omega$  值相当大, 而湍流动能  $k$  的值有限, 此时  $l_{k-\omega}$  远小于网格单元尺度, SST 湍流模型起作用, 采用的是雷诺平均的算法, 而远离物面时,  $\omega$  值减小, 当  $l_{k-\omega}$  增大到大于  $C_{DES} \Delta$  时, 改变后的模型充当大涡模拟的亚格子雷诺应力模型.

## 4 开式流动噪声模态

腔体的非定常流动的压力脉动为随机性和周期性的压力脉动的组合,不同的腔体流动中的随机性和周期性的压力脉动所占的比例不同.闭式腔体流动大多数呈现随机性的压力脉动;开式流动主要由稳定的周期性压力波动所控制而随机性的压力脉动很小.

J. E. Rossiter<sup>[6]</sup>进行了带有高频传感器和流动可视化技术的实验研究,研究了马赫数  $M = 0.3 \sim 1.2$ , 长深比  $L/D = 1 \sim 10$  状态下的开式流动特性.根据实验结果提出了一个简单的涡运动加声反馈的模型,并基于这个模型提出腔体噪声频率是几个变量的函数,如

$$f_n = \frac{U_\infty}{L} \frac{n - \gamma}{M_\infty + 1/\kappa}, \quad (2)$$

其中  $U_\infty$  是自由来流速度,  $L$  是凹腔长度,  $n$  是模数, 是一个正整数,  $M_\infty$  是来流马赫数, 常数  $\kappa$  和  $\gamma$  分别等于 0.57 和 0.14.

长深比为 5 的凹腔是典型的开式流动, 根据上述公式得到前四种噪声模态的频率分别是  $f_1 = 180$  Hz,  $f_2 = 390$  Hz,  $f_3 = 590$  Hz 以及  $f_4 = 820$  Hz.

## 5 数据处理

由一点随时间变化的压力得到该点的均方根压力为

$$\bar{P} = \sqrt{\frac{1}{N - N_0} \sum_{k=N_0}^N P_{\text{fluc } i}^2}, \quad (3)$$

其中  $P_{\text{fluc } i} = P_i - P_{\text{av}}$ ,  $P_{\text{av}}$  为平均压力.

由均方根压力得到该点的总声压级 OASPL (Overall Sound Pressure Level),

$$\text{OASPL} = 20 \lg \left( \frac{\bar{P}}{P_{\text{ref}}} \right), \quad (4)$$

其中参考压力  $P_{\text{ref}} = 2 \times 10^{-5}$  Pa.

时域的脉动压力数据要通过快速傅立叶变换 (FFT) 得到声压级频谱. 本文采用 FORTRAN 中的 FFTRF ( $N, P, C$ ) 函数进行快速傅立叶变换, 其中  $N$  为样本数,  $P$  为  $N$  个样本数值,  $C$  是傅立叶变换系数, 当  $N$  为偶数的时候, 具体表达式如下:

$$P_{\text{fluc } i} = \frac{1}{N} \left\{ c_1 + 2 \sum_{n=2}^{(N+1)/2} c_{2n-2} \cos \left[ \frac{2\pi(n-1)(i-1)}{N} \right] - 2 \sum_{n=2}^{(N+1)/2} c_{2n-1} \sin \left[ \frac{2\pi(n-1)(i-1)}{N} \right] \right\}, \quad (5)$$

其中

$$c_{2m-2} = \sum_{n=1}^N s_n \cos \left[ \frac{(m-1)(n-1)2\pi}{N} \right], \quad m = 2, \dots, N/2 + 1, \quad (6)$$

$$c_{2m-1} = - \sum_{n=1}^N s_n \sin \left[ \frac{(m-1)(n-1)2\pi}{N} \right], \quad m = 2, \dots, N/2, \quad (7)$$

$$c_1 = \sum_{n=1}^N s_n. \quad (8)$$

当  $N$  为奇数的时候,  $c$  的定义如式 (6) ~ (8), 其中  $m = 2, \dots, (N+1)/2$ .

利用上式分离出各种频率的声波  $k$  次波的形式和频率为

$$P_1 = |c_1|, \quad (9)$$

$$P_k = \sqrt{c_{2k-2}^2 + c_{2k-1}^2}, \quad k = 2, 3, \dots, (N+1)/2, \quad (9)$$

$$f_k = \frac{k-1}{T} = \frac{k-1}{N\Delta t}, \quad k = 1, 2, \dots, (N+1)/2. \quad (10)$$

在快速傅立叶变化之后, 通过式 (11) 获得以分贝 (dB) 为单位的声压级值 (SPL)

$$\text{SPL} = 20 \lg \left( \frac{P_k}{P_{\text{ref}}} \right). \quad (11)$$

## 6 计算结果及分析

图2是五个点上的压力随时间的变化图以及声压级的频谱图. 从压力图可以看出, 压力随时间呈典型的

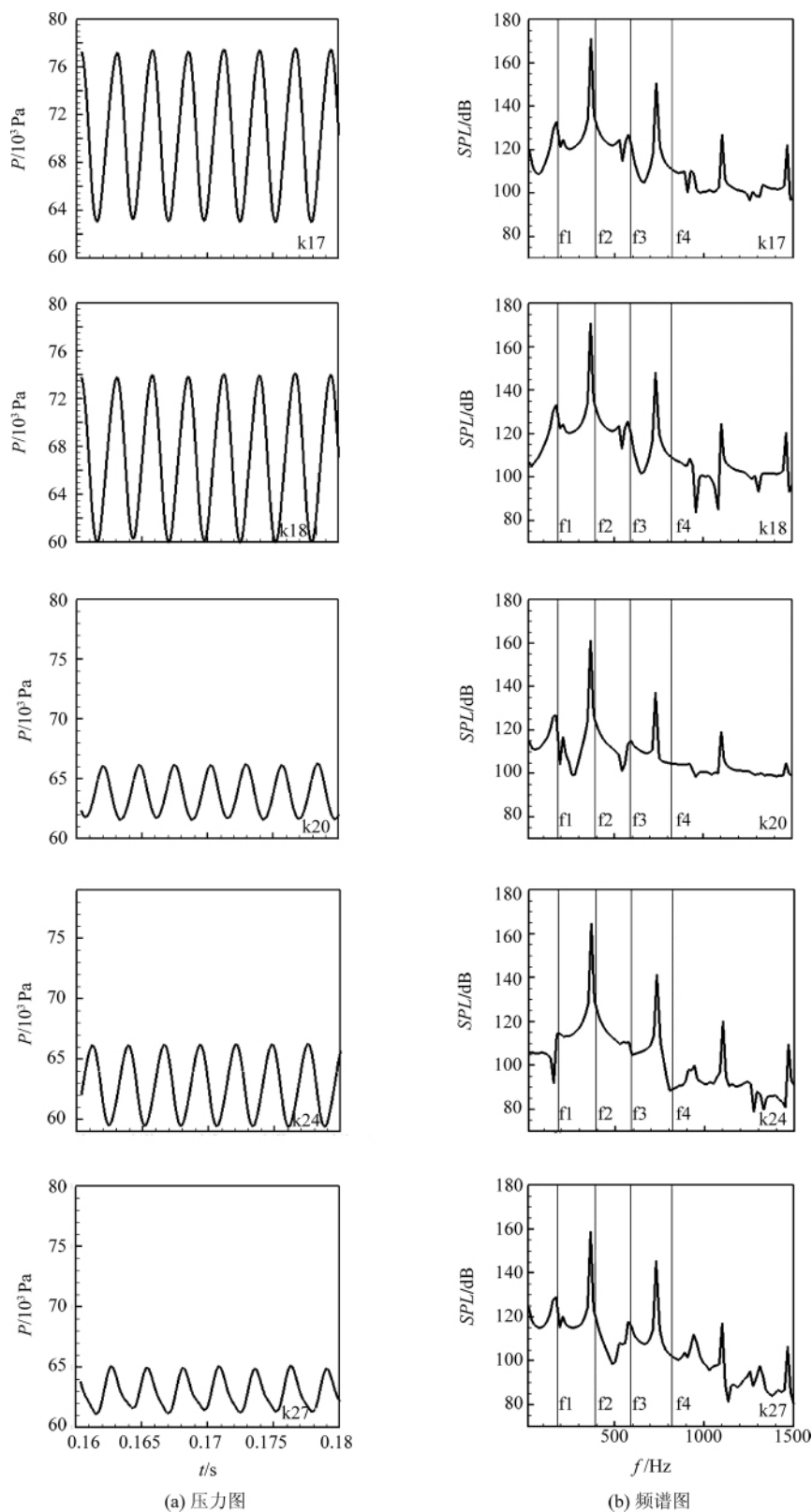


图2 压力随时间的变化图和声压级  $SPL$  的频谱图

Fig. 2 Pressure fluctuations and  $SPL$  spectra

周期性变化. 同腔体底部的压力比较, 后壁面上的压力更高. 从频谱图可以看出, 在  $k17$ ,  $k18$ ,  $k20$  和  $k27$  四个点上, 计算的频谱在第一、第二和第三模态上符合的比较好, 在  $k24$  点上第二模态符合的比较好, 第一和第三模态的波峰不明显. 在所有点中, 计算的频率在第四模态上差别都较大. 从频谱图中还可以看出, 在所有模态中, 在第二模态上的声压级最高.

图 3 是在  $k20$ ,  $k24$  和  $k27$  三个点上计算的总声压级 OASPL 和实验结果的比较, 可以看出, 计算的结果比实验结果偏低, 但是基本符合的比较好, 误差较小.

图 4 是在凹腔的对称面上五个不同时刻的流线图. 能够看出腔体内的涡从前壁面向后壁面移动, 是周期性变化的, 通过图 2 所示的压力脉动得到的周期大约为  $0.004$  s.

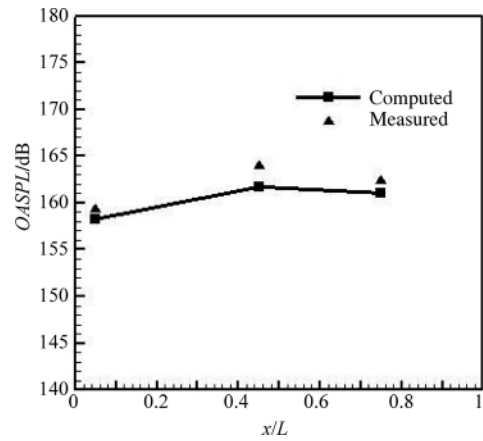


图 3 总声压级的比较  
Fig. 3 Comparison of OASPL

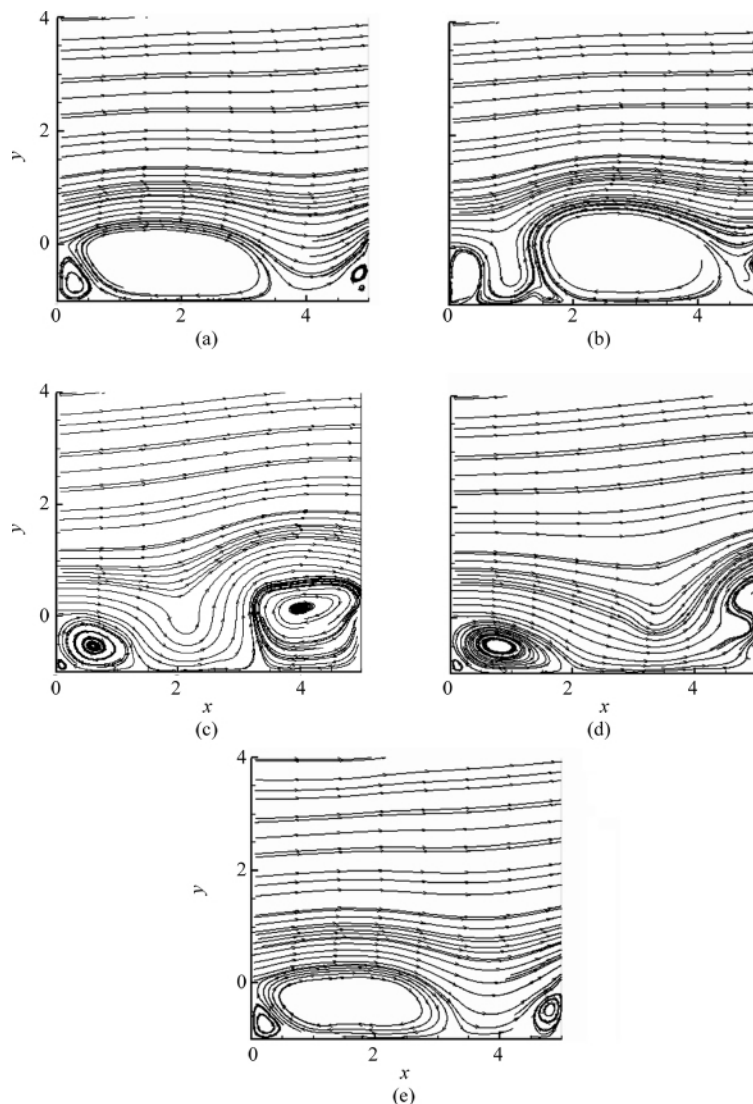


图 4 凹腔内不同时刻的流线图  
Fig. 4 Computed unsteady flow fields at different times

## 7 结论

从以上的数值模拟可以看出,采用基于 Menter SST 湍流模型的 DES 方法能够很好地模拟腔体的非定常流动特性;同实验比较,能够比较好的捕捉到第一、第二和第三模态的频率;从声压级的频谱图可以看出,在第二模态上,声压级最大;计算的总声压级小于实验结果,但是误差很小,结果令人满意.

### 参 考 文 献:

- [1] Peng Shia-Hui. Unsteady RANS simulation of turbulent cavity flow—summary of 2D baseline computations [R]. FOI-R—1915—SE. Sweden: Swedish Defence Research Agency 2005:1 – 32.
- [2] Yoon S Jameson. Lower-upper symmetric-Gauss-Seidel method for Euler and Navier-Stokes equations [J]. AIAA Journal ,1988 , 26(9) :1025 – 1026.
- [3] Obayashi S ,Guruswamy G P. Convergence acceleration of a Navier-Stokes solver for efficient static aeroelastic computations [J]. AIAA Journal ,1995 ,33(6) :1134 – 1141.
- [4] Li Guichun. Aero-Optics [M]. Beijing: National Defence Industry Press 2006.
- [5] Spalart P R. Comments on the feasibility of LES for wings , and on a hybrid RANS/LES approach [C]// Advances in DNS/LES , 1<sup>st</sup> Afosr Int Conf on DNS/LES , 1997.
- [6] Rossiter J E. Wind-tunnel experiment on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds [R]. A R C R & M , No. 3438 ,1964. .

## Simulation of Unsteady Cavity Flow

MA Xiaoliang , YANG Guowei

(LHD , Institute of Mechanics , Chinese Academy of Science , Beijing 100190 , China)

**Abstract:** Menter SST based detached eddy simulations (DES) is performed for transonic flow over an open cavity to study unsteady flow and acoustic fields. Sound pressure level (SPL) spectra and overall sound pressure level(OASPL) on surface of the cavity floor and the cavity back wall are computed. It shows that the second mode is dominant with the largest magnitude in SPL.

**Key words:** detached eddy simulations; cavity; sound pressure level; unsteady flow