

非定常 IV 型激波-激波干扰数值模拟研究

田正雨 李 桦 范晓楠

(国防科技大学航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘要 对IV型激波-激波干扰非定常流动进行了数值模拟, 采用有限体积法, 结合空间半隐的二阶 OC-TVD 格式与时间二阶显式 Runge-Kutta 法求解三维全 N-S 方程, 并且使用了 Baldwin-Lomax 代数湍流模型. 得到了周期性流场变化结果, 其中包括周期变化的双涡结构. 壁面压强峰值的大小和位置均呈周期性振动, 壁面压力系数和 Stanton 数的时均分布与定常实验结果符合得较好. 并从一周期内流场结构的扰动传播出发, 分析了结构变化的相位, 说明了IV型激波-激波干扰内在的非定常性机理与影响因素.

关键词 激波-激波干扰, 非定常, OC-TVD 格式, Runge-Kutta 法, 振动

引 言

在超音速飞行器飞行状态下, 其前体激波系可能与翼缘或进气道唇缘弓形激波发生干扰(如图1所示), 并在干扰处附近壁面产生很大的压强和传热, 对飞行器产生严重的影响, 因此设计中必须予以考虑. 在高超声速飞行器技术的发展中, 准确把握干扰的流场形态及其变化特性是非常重要的.

激波-激波干扰使得流场中产生了包括激波与剪切层的复杂结构, 表现为多种不同的形式. 根据唇口弓形激波与入射激波交点的位置, Edney^[1] 将这些干扰结构分为了6种不同的形式(I~VI型)(如图2所示), III, IV型干扰中斜激波入射到弓形激波的亚声速流的激波面上, 其余几种类型均入射到弓形激波的超声速段上, 且II, III, V型的入射点均在声速线与弓形激波交点附近的区域内, 范围较小. 这6种类型具有不同的壁面干扰特性: I, II型和V型干扰表现为激波-边界层干扰; III型干扰表现为剪切层-边界层干扰; VI型干扰则表现为膨胀扇-边界层干扰; 而IV型干扰将形成超声速“喷流”结构冲击翼缘或进气道唇缘, 在冲击处形成较大的压强和

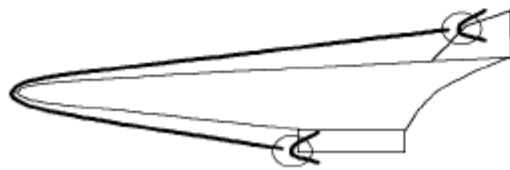


图 1 可能发生激波-激波干扰的位置

Fig.1 Site of possible shock-shock interaction

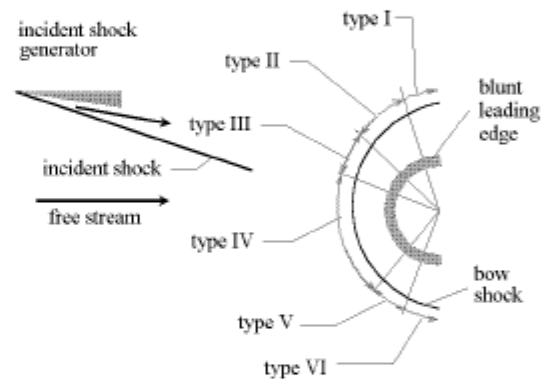


图 2 钝边缘 6 种激波干扰类型的入射位置

Fig.2 Location of six shock-shock interaction patterns on blunt leading edge

传热, 在 6 种类型中对飞行器影响最大, 因此最受关注.

国外对此作了大量的研究: 美国 20 世纪 60 年代就进行了入射斜激波与三维飞行器的弓形激波的干扰试验, 用于对流场结构的确认, 后来则更加偏向于对二维发动机进气道唇缘处激波-激波干扰的研究. 早期除了试验研究外, 研究者还发展了利用斜激波关系理论分析预测干扰结构的方法, 但这些方法对试验结果所给出的激波距离和“喷流”宽度依赖很大. 后来随着 CFD 的发展与广泛应用, 特别是 20 世纪 80 年代以来, 一系列激波捕捉的 TVD 格式相继出现, 使得数值模拟能够更加清晰地反映出流场结构及干扰的影响, 目前对定常的干扰流场结构和壁面影响已经研究得比较清楚.

研究发现 IV 型激波 - 激波干扰更具有的非定常性。Kroll 等^[2]于 1991 年首先详细模拟分析了 IV 型干扰的非定常细节,指出非定常周期可以由“喷流”滞止弓形激波在平均位置附近的振动来反映;1995 年 Datta^[3]进行的数值模拟研究观察到“喷流”冲击引起的非定常分离,得到了较好的模拟 - 实验对比结果;1998 年 Gregory^[4]则进行了高超声速下真实气体的非定常 IV 型激波 - 激波干扰数值模拟,分析了真实气体对流场振动和表面热流的影响,模拟结果反映出真实气体效应增大了干扰流场振动的频率,文献 [4] 同时指出,扰动传播与反馈是非定常性得以维持的根本原因。然而非定常机理并未完全弄清,因此为了更好地认识 IV 型激波 - 激波干扰的非定常特性,本文采用数值方法对这一现象进行了模拟,并结合得到的非定常结果对一周期内的流场扰动传播与影响机理进行了分析。

1 基本方程与方法

控制方程为三维直角坐标系下基于 Favere 质量加权平均的非定常守恒型无量纲全 N-S 方程

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial E_\nu}{\partial x} + \frac{\partial F_\nu}{\partial y} + \frac{\partial G_\nu}{\partial z} \quad (1)$$

式中, Q 为守恒变量, $E, F, G, E_\nu, F_\nu, G_\nu$ 分别为 x, y, z 3 个方向的无黏 / 黏性通量。方程 (1) 利用有限体积法离散求解,采用半隐离散,其形式为

$$\delta Q_{i,j,k} = - \left(\frac{\delta t}{\Omega} \right)_{i,j,k} \{ [(\hat{f}_{i+1/2}^i - \hat{f}_{i-1/2}^i)_{j,k} + (\hat{f}_{j+1/2}^i - \hat{f}_{j-1/2}^i) - (\hat{f}_{k+1/2}^i - \hat{f}_{k-1/2}^i)]^{n+1} - [(\hat{f}_{i+1/2}^\nu - \hat{f}_{i-1/2}^\nu)_{j,k} + (\hat{f}_{j+1/2}^\nu - \hat{f}_{j-1/2}^\nu) + (\hat{f}_{k+1/2}^\nu - \hat{f}_{k-1/2}^\nu)]^n \} \quad (2)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \hat{f}_{t+1/2}^i &= (\mathbf{f}_{t+1/2}^i \cdot \mathbf{n}_{t+1/2}^i \sigma_{m+1/2})_{t,n}, \\ \hat{f}_{t+1/2}^\nu &= (\mathbf{f}_{t+1/2}^\nu \cdot \mathbf{n}_{t+1/2}^\nu \sigma_{m+1/2})_{t,n}, \end{aligned} \right\} t = i, j, k \quad (3)$$

\mathbf{f} 表示流通矢量, Ω 为控制单元体积, σ 为单元体表面元面积,上标 i 和 ν 分别表示无黏和黏性, \mathbf{n} 为单元体表外法向单元矢量。空间格式上采用具有较好流场细节捕捉能力的二阶 OC-TVD 格式,时间格式则采用了二阶时间精度的显式 Runge-Kutta 法,并使用了 Baldwin-Lomax 代数湍流模型。

2 数值模拟细节

本文的非定常数值模拟针对 1998 年 Duquesne 等^[5]进行的激波 - 激波干扰实验,实验的圆柱直径为 15mm. 计算网格如图 3,大小为 $159 \times 100 \times 5$,垂直于圆柱壁面方向为 5 个网格,在壁面和入射斜激波附近区域均进行了加密。

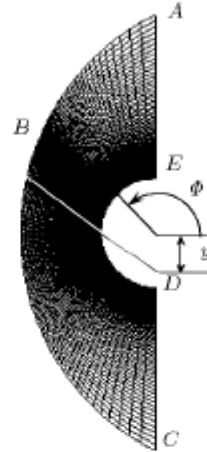


图 3 计算网格

Fig.3 Grid for simulation

根据实验得到计算的自由来流条件为:马赫数 $M_{1\infty} = 5.0487$, 温度 $T = 66.99\text{K}$, 压强 $p = 1277.739\text{Pa}$, 另外入射斜激波后气流折转角 $\theta = 13^\circ$, 入射位置 y 为 0.748 倍半径 (如图 3)。为形成入射斜激波,需要通过人工给出适当的入口边界条件来实现,通过斜激波关系式可得到波后气流条件。因此入口 AB 段提斜激波后气流条件, BC 段提自由来流条件。 AE 和 CD 提流场出口外推条件, DE 提恒温无滑移壁面条件,壁温 $T_w = 300\text{K}$ 。计算从定常程序计算的激波 - 激波干扰流场起算,为尽量减少初始态对流场的影响,待流场收敛至规则的周期波动后再考虑为正式的计算结果。

3 数值模拟结果

图 5 所示为无入射激波干扰时壁面 Stanton 数 St 分布的计算值与试验值比较,二者基本一致。

激波 - 激波干扰数值模拟得到了周期性的非定常干扰流动结果,结果取自完全收敛为稳定的周期性流动的阶段,图 4 所示为稳定阶段的流场总残值对数曲线。从中得到流场振动频率为 46.02 kHz。

模拟捕捉到清晰的流场结构,图 6 为流场残值处于振动平均位置时的马赫数值线图,可见清晰的入射激波、离圆柱距离不同的两道弓形激波以及与

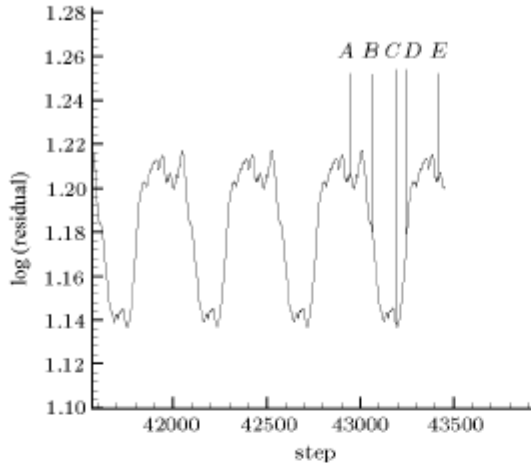


图 4 流场残值随时间步变化曲线
Fig.4 Time history of log (Residual)

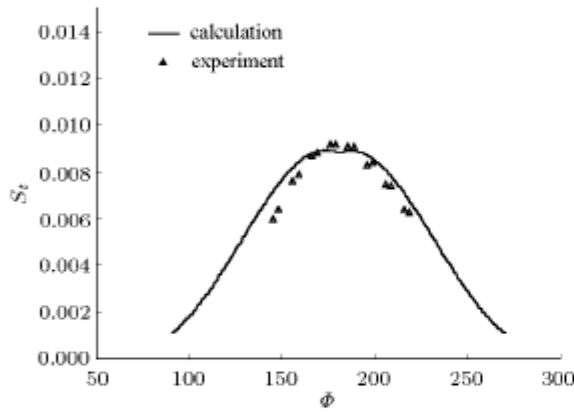


图 5 壁面 Stanton 数分布计算值与试验值比较 (无入射激波干扰)
Fig.5 Computed Stanton number distribution without impinging shock compared with experimental data

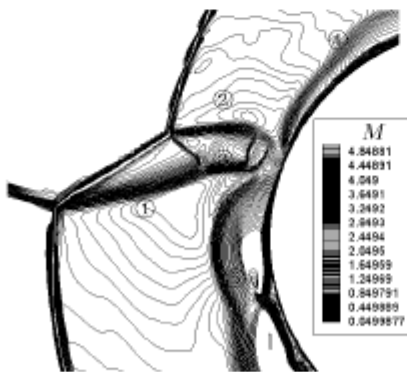


图 6 流场马赫数等值线图
Fig.6 Mach contours of flow field in average residual

其相连的发射状激波,此激波是超声速“喷流”区的入口,下方为剪切层④,其后是“喷流”内伏激波.内伏激波后的超音速“喷流”区夹在上下两道剪切

层②③之间,在壁面附近中止于一道较短的弓形滞止激波.气体在圆柱表面膨胀,于“喷流”冲击处上下两侧形成了超音速气流,它们与各自弓形激波后的亚音速区之间分别形成剪切层④和⑤,同时下方的剪切层⑤与壁面间存在分离区.以上流场结构均发生周期性摆动.

图 7 和图 8 分别为激波-激波干扰时,稳定的周期性状态下壁面压力系数 $C_p = (p-p_\infty)/(\rho u_\infty^2/2)$ 和 Stanton 数 S_t 分布的计算时均值与试验值比较 (这里的 u_∞ 对应于文献 [5] 中三维自由来流的速度).可见二者在峰值区与试验值符合得较好,在峰值两侧的区域存在较小的差异,这里正是非定常变化最剧烈的区域.

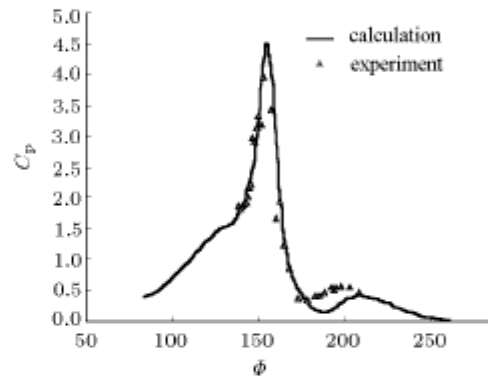


图 7 壁面压力系数分布的计算时均值与试验值比较
Fig.7 Computed time-averaged surface pressure coefficient compared with experimental data

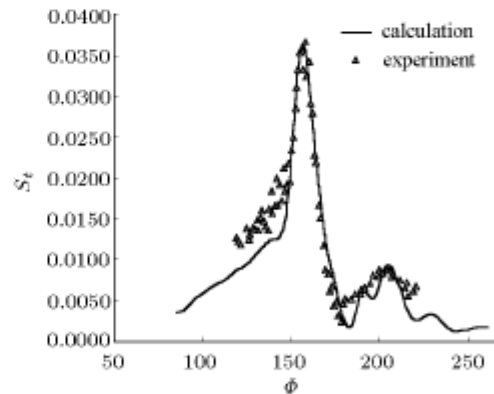


图 8 壁面 Stanton 数分布的计算时均值与试验值比较
Fig.8 Computed time-averaged surface Stanton number compared with experimental data

分析一个典型流动周期的结果,此时流场残值已经处于规则的波动.如图 4 所示, A 至 E 五个状态分别对应于流场残值处于一周期的 5 个典型位置.此流动周期各状态下壁面压力系数 C_p 分布如图

9 所示. (a) 和 (e) 状态由于处在相同的波动相位, 其压强分布几乎完全相同. 5 个状态的壁面压力系数峰值相差不大, 在 4.6 到 5 之间变化, 峰值位置在 $\phi = 156^\circ$ 附近振动. 从 (a) 到 (e) 的变化过程可见, 压强的波动基本上是由喷流冲击壁面位置向上

下两侧传播的, 两侧的波动变化存在差异, 其中峰值左侧区域的波动较大, 但是衰减较快; 峰值右侧的波动幅度较小, 却传播得较远.

图 10 所示为分别对应于 (a) 至 (e) 5 个状态的马赫数等值线及流线图. 明显观察到剪切层④与⑤之

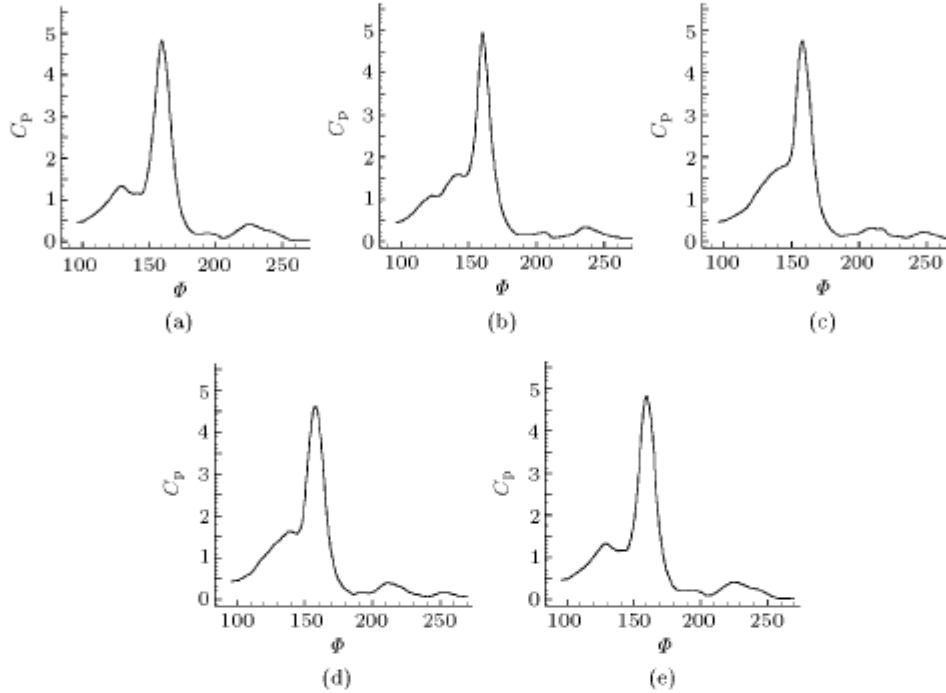


图 9 一周期 5 状态壁面压力系数分布

Fig.9 Computed surface pressure coefficient distribution of five cases in one cycle

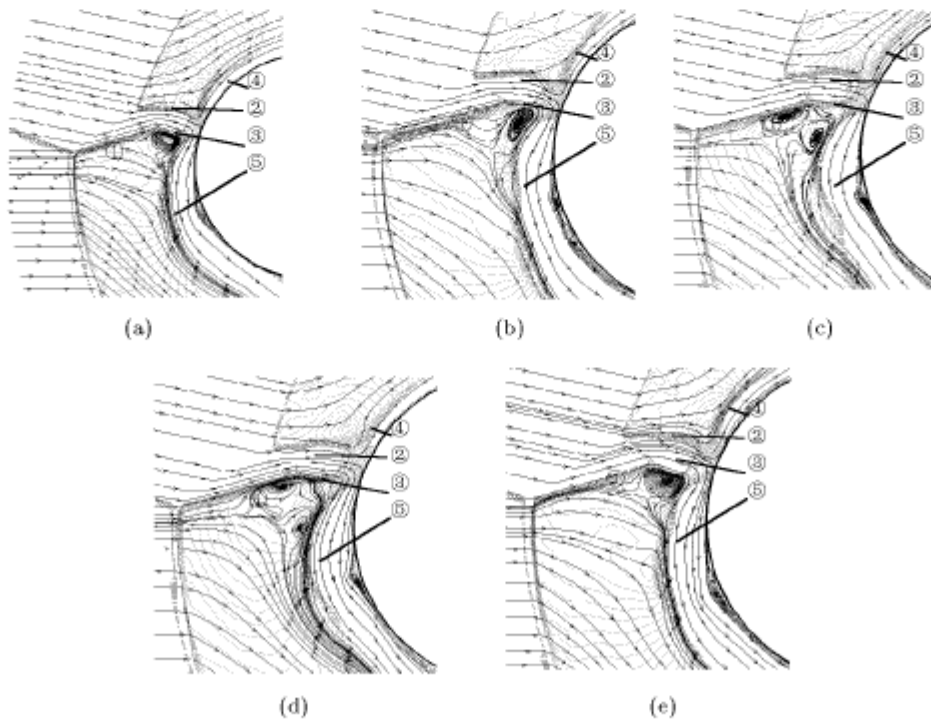


图 10 一周期 5 状态马赫数等值线及流线图

Fig.10 Mach contours and Stream lines of five cases in one cycle

间的涡产生变化。(a)中只有紧贴于③下方的一个涡;到(b)时,此涡受到壁面处剪切层④的作用开始下移,并贴附于④左侧,形状有所变化;变化到(c)时,涡继续沿④边缘向下运动,此时涡已经有所变小;到(d),先前的涡已经运动到离③较远的地方,而且继续变弱,与此同时,剪切层④的末端下方又产生了新的涡,此涡逐渐向壁面靠拢,并逐渐变大;(e)为一个周期的结束,向下运动的涡已经消失,新的涡又运动到③与④的夹角处,取代(a)中原来的

地位从而(e)又成为新的流动周期的开始.流动周期同时伴随着剪切层④与壁面间分离涡的周期变化过程,涡的产生和变化是剪切层受到扰动和传播扰动的一种表现.

4 非定常现象与机理分析

Furumoto^[4] 研究指出,IV型激波-激波干扰具有内在的非定常性,即“反馈机制”.扰动波产生于喷流冲击点附近,通过亚声速区向弓形激波传播.被扰动的弓形激波又对超音速喷流产生影响,“喷流”振动,使得非定常现象得以继续.本文得到的数值模拟结果也说明了这一点,在流场变化中观察到了弓形激波的移动,超声速“喷流”位置的变化,涡的变化以及壁面附近剪切层的变化,均为周期性的,没有衰减.为了弄清非定常变化的传播形式,从流场中截取(a),(b),(c)3条典型线(见图11), (a)通过剪切层④及远弓形激波, (b)贯穿超声速“喷流”达到壁面, (c)通过剪切层④和近弓形激波.图12为此3线上随时间变化的4个周期的压强等值线图.

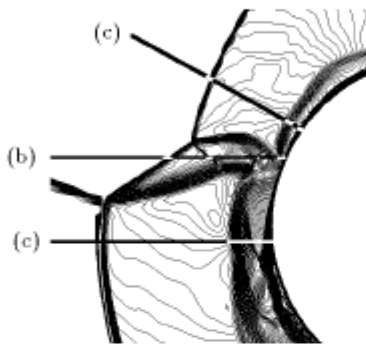


图 11 3 条典型线

Fig.11 Three representative lines in flow field

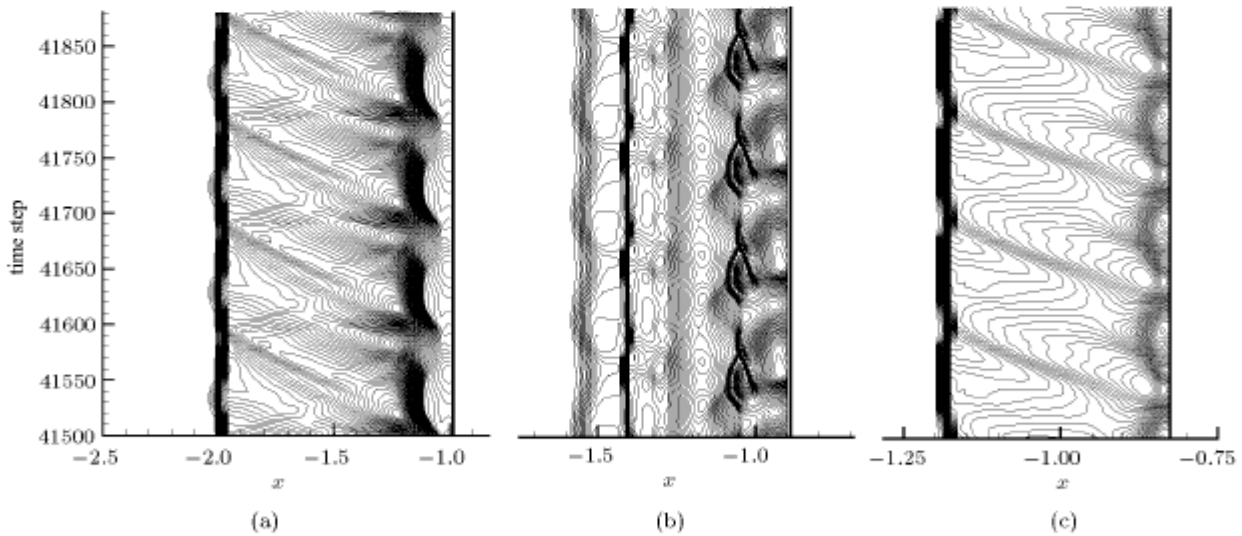


图 12 3 条典型线上压强随时间变化的等值线图

Fig.12 $x-t$ normalized pressure distributions of three representative lines

图12(a)和图12(c)反映出上下壁面附近剪切层④⑤的周期性变化都产生了扰动,并通过亚声速区传播到弓形激波处并产生影响.图中⑤比④的波动要大,产生的扰动更强,所以⑤对弓形激波的影响比④的要大,同时图12(a)中可以看出弓形激波将扰动向壁面直接反射,不过相对较弱.此外还注意到壁面剪切层内部有波的传播.图12(b)反映了贯穿

超声速“喷流”内部的多个结构,从右至左的波动结构分别为发射状激波、喷流内伏斜激波、压缩和碰撞波系列、滞止弓形激波以及壁面高压区.观察到前3个结构都只有位置的波动;而滞止弓形激波除了位置波动外,还存在与新的波面结合的过程;壁面高压区的位置也发生了变化.

通过上述流动变化特点,注意到扰动是通过流

场结构(激波、剪切层和亚声速区)传播维持的. 现简略分析流场内非定常性: 一周期开始时, 观察到由于扰动到使剪切层③约比剪切层④的波动快一个时间段 T_1 , 因而③对弓形激波的扰动也比④的早. 而扰动导致了弓形激波离壁面位置变化, 所以两侧弓形激波的这个变化过程相差一段时间 T_2 , 此过程直接影响到连接两道弓形激波的发射状斜激波, 使发射斜激波的激波角和两端的“三波点”都产生周期性变化. 发射状斜激波是超声速“喷流”的入口, 其周期性的摆动又致使剪切层①和内伏斜激波发生波动, 从而使整个“喷流”区包括剪切层②③发生上下摆动. 但是②③末端的摆动并不同步, 因为剪切层②比③长, 而计算结果中观察到内伏斜激波的上下摆动几乎一致, 所以扰动传播到剪切层③的末端比到②的末端快时间 T_3 . ②③末端的摆动即反映了滞止弓形激波的摆动, 就使得“喷流”冲击处两侧产生的超声速流发生变化, 又使剪切层④⑤变化(同时影响③的还有涡的变化), 且⑤的变化比④快一个时间段. ④⑤的变化再次让弓形激波受到影响, 从而使非定常现象得以持续下去. 当逐渐达到周期性的流场波动后, 上述的几个时间相位差也达到稳定. 图 9 中可见, T_1 约 1/4 周期, T_2 不到 1/4 周期; 由计算结果知, T_3 约 1/4 周期.

由以上分析知, “喷流”冲击处两侧剪切层④⑤的扰动相位差和“喷流”上下侧剪切层②③的长度差是保持流动非定常性的重要因素. 当然, 此非定常变化过程是非常复杂的, 除了上面所述的扰动传播影响过程外, 还存在一些较弱的影响过程, 比如弓形激波直接向壁面反射的扰动等, 这些过程也对非定常变化过程存在影响. 因此, 若要得更加全面地分析激波-激波干扰的非定常机理, 需要在更加精细的数值模拟结果的基础上, 更加全面地分析各流场结构的扰动传播与反馈过程.

5 结 论

(1) 采用空间二阶 OC-TVD 格式、时间二阶显

式 Runge-Kutta 法和 B-L 代数湍流模型, 求解了三维全 N-S 方程, 数值模拟了 IV 型激波-激波干扰的非定常流动, 得到了 46.02kHz 的周期性变化流场, 壁面压强峰值的大小和位置均周期性振动, 稳定的非定常变化状态下壁面压力系数和 Stanton 数的时均分布与定常实验结果符合得较好.

(2) 流场中观察到周期性的双涡变化结构, 以及周期性的剪切层与壁面间涡的变化过程.

(3) IV 型激波-激波干扰具有内在的非定常性. 本文从扰动传播影响的角度出发, 对一周期内各流场结构的变化相位进行了分析. 扰动从壁面剪切层传播到弓形激波, 再到发射激波与其后的剪切层, 再到内伏激波和超声速“喷流”, 再到滞止弓形激波, 又影响到壁面剪切层, 如此循环下去, 使得非定常变化不停止, 各结构的变化相位不同. 两侧壁面剪切层的扰动相位差和“喷流”上下侧剪切层的长度差是保持流动非定常性的重要因素.

参 考 文 献

- 1 Edney B. Anomalous heat transfer and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Technical Report 115, The Aeronautical Research Institute of Sweden, Stockholm, February, 1968
- 2 Kroll N, Gaitonde D, Aftosmis M. A systematic comparative study of several high resolution schemes for complex problems in high speed flow. AIAA, 91-0636, 1991
- 3 Gaitonde D, Shang JS. On the structure of an unsteady type IV interaction at Mach 8. *Computers & Fluids*, 1995, 24(1): 469~485
- 4 Gregory H Furumoto, Xiaolin Z. Numerical simulation of viscous unsteady type IV shock-shock interaction with thermochemical nonequilibrium. AIAA, 97-0982, 1997
- 5 Duquesne N, Alziary de Roquefort T. Numerical investigation of a three-dimensional turbulent shock/shock interaction. AIAA, 98-0774, 1998
- 6 Frame MJ, Lewis MJ. An analytical solution of the type IV shock interaction. AIAA, 96-2548, 1996

NUMERICAL INVESTIGATION OF AN UNSTEADY TYPE IV SHOCK-SHOCK INTERACTION

Tian Zhengyu Li Hua Fan Xiaoqiang

(Institute of Aerospace and Material Engineering, National University of Defence Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Self-sustained unsteady turbulent flow resulting from a IV typed shock-shock interaction is simulated numerically. Full N-S equations implemented with the algebraic Baldwin-Lomax model are solved by using finite volume method, second-order Harten-TVD spatial scheme and second-order Runge-Kutta method. Regular oscillations and a periodic structure of dual eddies are observed, which do not exist in steady cases. The peak pressure also oscillates regularly in its value and position, but their variation are very small. Time-averaged wall pressure coefficient and Stanton number distributions appear in good agreement with steady experimental results. From variations of three representative lines in the flow field, the inherent unsteady mechanism and influence factors are then analyzed by studying disturbances propagating in one cycle, and the phases of the structure variation. The disturbances propagate through subsonic areas, shocks and shear layers. Because of different structures having different phases, the disturbances finally result a regular periodic flow field. It shows that the phase difference between two shear layers near the wall, and the length difference between shear layers abutting against the supersonic jet are two facts that influence the flow field significantly.

Key words shock-shock interaction, unsteady, OC-TVD scheme, Runge-Kutta scheme, oscillation