

文章编号: 1001 - 2486(2003)05 - 0014 - 04

高超声速横向喷流的三维数值模拟*

田正雨, 范晓墙, 李桦

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南长沙 410073)

摘要: 采用有限体积法, 结合半隐的 Harten-TVD 格式和 Baldwin-Lomax 代数湍流模型, 求解了三维全 N-S 方程, 计算了超声速气流干扰流场, 并与实验数据进行了比较, 模拟清晰地捕捉到喷流附近复杂波系结构和旋涡结构, 并且显示出了弹体表面受到喷流影响的区域, 说明横向喷流干扰对弹体影响非常大。

关键词: 横向喷流; N-S 方程; Harten-TVD 格式; 分离

中图分类号: V235.213 **文献标识码:** A

Three-Dimensional Numerical Simulation of Hypersonic Flowfield with Lateral Jet

TIAN Zheng-yu, FAN Xiao-qiang, LI Hua

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The interaction flow with lateral jet in hypersonic flowfield was simulated numerically by solving three dimensional full N-S equations, using finite volume method, half implied Harten-TVD scheme and a algebraic Baldwin-Lomax model. The computation result was compared with the test data from foreign articles. The simulation captured the structures of shockwaves and eddies near the jet clearly, and showed the disturbed region to the missile. It proves that the jet has deep influence on the missile.

Key words: Lateral Jet; N-S equation; Harten-TVD scheme; Separation

新一代高超声速飞行器需要很高的精确性和机动性, 而传统的飞行器主要靠气动舵面进行机动控制。飞行器在稀薄大气层中作高超声速飞行时, 气动舵面难以提供足够的气动力, 取而代之的是采用喷流发动机进行姿态调整和机动控制, 这是现代高超声速飞行器设计发展的趋势。而且喷流控制技术还在推力矢量控制、冲压发动机和超燃发动机的燃料喷射控制等领域有着广泛的应用前景。喷流控制技术的关键就是喷流干扰问题, 喷流使得其影响域内飞行器表面气动力与气动热发生很大的变化, 直接影响到飞行器的姿态控制, 因此, 对喷流干扰流场的研究是非常有意义的。

由于横向喷流的干扰, 高超声速流场中形成了非常复杂的流动结构, 包含有激波诱导边界层分离、喷流诱导过度膨胀和强烈旋涡以及激波-边界层干扰等现象, 在三维流场中更加复杂, 准确捕捉这些结构需要较高精度的数值方法。美国从 20 世纪 60 年代起就开始了一系列的喷流实验与数值模拟工作^[1], 进行了大量深入细致的研究^[2-4], 现已进入应用阶段。目前国内也开展了关于喷流数值模拟的研究工作^[5,6]。本文意在通过捕捉激波精度较高的 Harten-TVD 格式对复杂弹头的横向喷流三维流场进行数值模拟, 分析流场特点及喷流对流场的影响。

1 数值方法

控制方程为基于 Favere 质量加权平均的三维直角坐标系下非定常守恒型无量纲 NS 方程:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \quad (1)$$

式中, Q 为守恒变量, E, F, G, E_v, F_v, G_v 分别为 x, y, z 三个方向的无粘/粘性通量。方程(1)利用有

* 收稿日期: 2003 - 01 - 15

基金项目: 国家部委预研项目(413130303)

作者简介: 田正雨(1980-), 男, 硕士生。

限体积法离散求解,采用半隐离散,其形式为:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_{i,j,k} = - \left(\frac{\Delta t}{\Omega} \right)_{i,j,k} & \{ [(f_{i+1/2}^i - f_{i-1/2}^i)_{j,k} + (f_{j+1/2}^i - f_{j-1/2}^i) - (f_{k+1/2}^i - f_{k-1/2}^i)]^{m+1} - \\ & [(f_{i+1/2}^v - f_{i-1/2}^v)_{j,k} + (f_{j+1/2}^v - f_{j-1/2}^v) + (f_{k+1/2}^v - f_{k-1/2}^v)]^n \} \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $f_{i+1/2}^i = (f_{i+1/2}^i \cdot n_{i+1/2}^i \sigma_{m+1/2})_{l,n}$, $f_{i+1/2}^v = (f_{i+1/2}^v \cdot n_{i+1/2}^v \sigma_{m+1/2})_{l,n}$, $l = i, j, k$; f 表示流通矢量, 上标 i 和 v 分别表示无粘和粘性, n 为单元体表外法向单元矢量, σ 为单元体表面元面积。上述方程采用 Harten-TVD 格式进行求解, 并结合了 Baldwin-Lomax 代数湍流模型。

2 算例与计算结果分析

算例的弹体外形为一带尾裙的多锥组合体^[3], 三段的半锥角分别为 13.0° 、 2.75° 和 11.7° , 锥体中部有台阶(见图 1)。本文给出了得到的计算结果和参考文献[3]中给出的实验结果的比较。

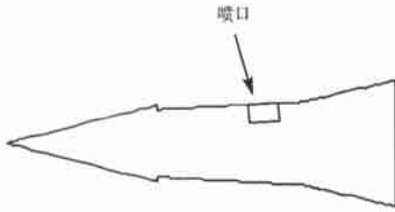


图 1 弹体外形
Fig. 1 Missile configuration

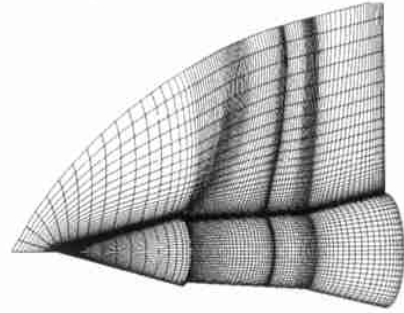


图 2 计算网格
Fig. 2 Grid for simulation

计算网格见图 2, 为 $118 \times 50 \times 31$ 的结构网格, 在壁面、喷口附近和其它流场变化剧烈的地方均作了加密。

2.1 无喷情况下计算结果的比较与分析

首先对无喷流时的流场进行了计算。计算所用自由来流马赫数 $M = 8.01$, 雷诺数 $Re = 6.984 \times 10^6$, 无攻角。

流场结构由图 3 的流场的压强等值线表示。主要是头部的锥形激波, 由于台阶的存在, 其后出现了很强的膨胀, 出现了分离区, 有分离涡出现。在分离区的下游, 由于流体的再附使流动方向与弹身表面一致, 而弹身中段有 2.75° 的半锥角, 因此产生了一道弱的激波。

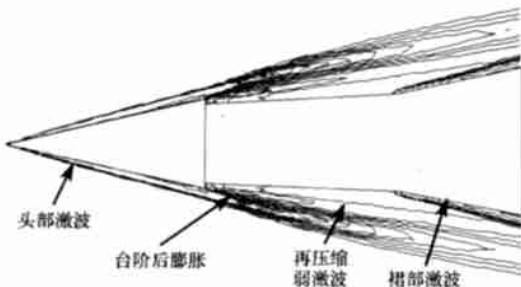


图 3 对称面压强等值线图(无喷)
Fig. 3 Pressure contours in symmetrical plane (jet off)

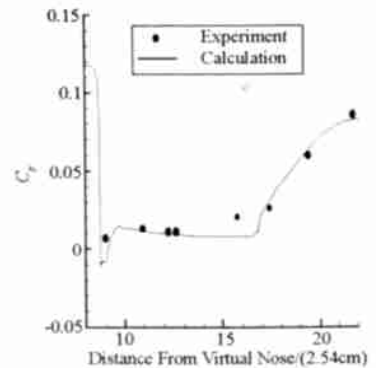


图 4 沿 $\omega = 0^\circ$ 的压力系数分布(无喷)
Fig. 4 Pressure coefficient distribution along $\omega = 0^\circ$ (jet off)

另外由于裙部附近的附加压缩,所以在裙部产生一道清晰的激波(见图 3)。但这道激波在裙基转折处却很轻微,这是由于在连接处形成的分离,使得激波前端向上游延长,这就延缓了裙部的再压缩。图 4 是物面压力系数 C_p 的计算曲线与实验值的对比,其中 ω 是所在位置以喷口中心为参考点绕体心转过的角。从 C_p 分布来看,在分离区附近符合得相当好,只有在裙基处计算值偏小。

2.2 有喷情况下计算结果的比较与分析

来流条件与无喷时的相同,无攻角,无量纲的喷流条件为:马赫数 $M_j = 2.94$, 温度 $T_j = 1.838$, 压强 $p_j = 24.524$ 。

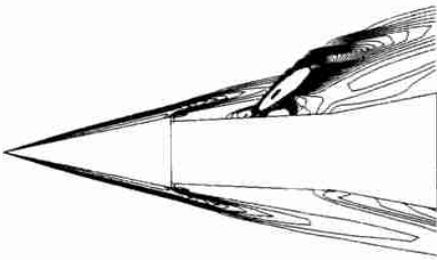


图 5 对称物面压强等值线图(有喷)
Fig. 5 Pressure contours in symmetrical plane (jet on)

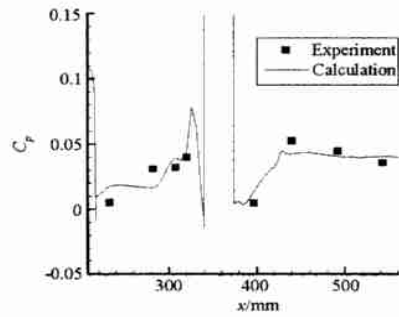


图 6 沿 $\omega = 0^\circ$ 物面压强分布
Fig. 6 Pressure coefficient distribution along $\omega = 0^\circ$

图 5 分别是对称面上的压强等值线分布的计算结果,明显地观察到清晰的干扰结构:喷流前方产生的一道弓形激波和喷流周围产生的桶形激波,桶形激波顶端中止于马赫盘;另外还可以看到弓形激波与边界层作用产生的分离激波。

图 6 是沿 $\omega = 0^\circ$ 的物面压强分布的计算值与实验值的比较,可以看到,计算值与实验值很接近,而且变化趋势相当。在喷口上游有一较大峰值,之前还有一小的突起。其产生原因如下:喷流喷出,其强烈的引射作用使得喷流与上游来流间产生剪切层,由于此剪切层与壁面垂直,它们的夹角处就会产生分离,同时伴有涡的出现(见图 7)。贴近喷流处由于气体随涡运动急剧远离壁面,发生膨胀使得压强降得很低,但随着涡的运动,气流又重新流向壁面,相应壁面处压强就有较大升高,于是产生了喷口上游第一个压强峰值。之前的小突起是由喷流前分离区内的第二个涡引起的,这个涡是由喷流前弓形激波在壁面附近与边界层作用形成的分离涡,由模拟结果同时观察到分离涡与物面之间还有微弱的分离。喷口下游的压强先是急剧降低,紧接着上升,最后又缓慢地下降。分析其原因如下:首先喷出的气流急剧膨胀,喷口下游均属于喷流膨胀区范围,临近喷口处压强急剧下降,是因为喷流引射使气体膨胀产生的。由于贴近物面气流的再附压缩,物面压强会有所上升;由于整个喷流后区的膨胀趋势,使得裙段后部的激波偏弱,压强稍有降低。



图 7 对称物面喷口上游流线图
Fig. 7 Stream lines before jet in symmetrical plane

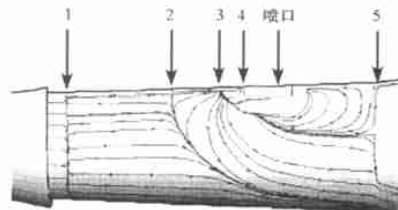


图 8 弹体中段表面流线图
Fig. 8 Wall stream lines in the middle part of the missile

再考虑喷流干扰对整个弹体表面的影响。由图 8 的弹体中段表面流线中可见大范围分离区的产生,

存在几个明显的区域边界。边界1是最左边的台阶后分离区的再附边界,边界2是边界层分离涡影响区的边界,边界3是边界层分离涡与引射涡影响区域分界线,边界4为桶形激波之处,边界5为裙基部弱小分离边界。边界2上游未受到喷流的影响,这其中包括台阶后分离区,均未发生变化,边界2下游的所有区域均是喷流的影响区,一直延伸到弹尾。这个大的区域内的流场已经变化,壁面压强分布与无喷时相比已经有了较大的改变:边界23和34之间主要表现为压强升高,但幅度不大,且往弹尾方向这种变化逐渐消失;边界45间主要表现为喷流膨胀引起的压强降低,其中在喷流后方降得最多,裙部对应于喷口后的部分压强也有所降低,因此弹体的飞行状态将受到很大的影响。

3 结论

采用有限体积法、隐式 Harten TVD 半隐格式求解了对无喷的和带有横向喷流的弹体流场。计算结果得到了很详细的流场结构,包括流场前后的复杂波系和主要的旋涡区。在过喷口对称面上,喷口上游产生了一个压强峰值与一个压强凸起,分别由引射涡与分离涡引起;喷口下游物面压强变化较大,裙部激波减弱。喷流严重影响了其干扰范围内弹身的压强分布,对弹体的飞行状态将产生很大的影响。

参考文献:

- [1] David J R, Sterrett J R. Aerodynamic Interaction Effects of a Sonic Jet Exhausting Perpendicularly from a Flat Plate into a Mach Number 6 Free Stream[R]. NASA- TN- D- 743, 1961.
- [2] Yeneriz M A, Davis J C, Cooper G K, Harvey D W. Comparison of Calculation and Experiment for a Lateral Jet From a Hypersonic Biconic Vehicle [R]. AIAA 89- 2548, 1989.
- [3] Chamberlain R. Calculation of Three-Dimensional Jet Interaction Flowfields [R]. AIAA PAPER 90- 2099, 1990.
- [4] Dash S M, Perrell E R, Arunajatesan S, Kannepalli C. Lateral Jet Aerodynamic Interaction Simulations for Dynamic Pressure Loads [R]. AIAA PAPER 2000- 2036, 2000.
- [5] 李桦. 三维高超声速喷流干扰流场的数值模拟[J]. 推进技术, 1999, 20 (2).
- [6] 庞勇, 贺国宏. 高超声速侧向喷流干扰流场数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2000, 18 (3)