

底部带姿控发动机的飞行器气动力计算

王正华 陈 兰 王承尧

(航天技术系)

摘 要 本文提出了一种新的底部带姿控发动机的飞行器气动力计算方法。该方法将 S. C. Ward 的工程方法与作者近年来发展起来的底部带横向喷流的超音速强干扰流场的轴对称数值模拟方法有机地结合在一起,能给出喷流产生的包括直接、间接两部分在内的总推力和附加的俯仰力矩系数和偏航力矩系数。与无喷射的情形相比,底部阻力系数 C_D 减小了。

关键词 三维流动,底部流,强干扰,气动力计算

分类号 V430

1987年, S. C. Ward 发表了锥形导弹在弹身尾部安装姿控发动机的喷流干扰流场的工程计算方法^[1]。该文将由于喷流存在而产生的推力分为直接推力和间接推力两部分。直接推力 τ_d 是发动机喷管的额定推力,它与外界条件关系不大;间接推力 τ_i 是由于喷射气流与原超音速主流相互干扰使得喷口前的气流产生比较大的压缩,弹体上压力升高而引起的,它与来流条件,喷射角度等密切相关。联系直接推力和间接推力的是推力放大因子 K , 定义为:

$$K = (\tau_i + \tau_d \sin \theta_i) / \tau_d$$

式中, θ_i 是喷射气流与弹体母线指向顶点方向的夹角。通常情况下,只要喷射气流是迎 coming 来流或者垂直于来流的, K 大于 2, 间接推力比直接推力大。如果姿控发动机是安装在底部,且与底平面成一定角度,而不是安装在弹身的尾部,那么,如何解决底部姿控发动机处于工作状态下的气动力计算问题呢?通过分析我们已发展起来的轴对称数值模拟得到的底部无喷射、底部斜喷射及弹身尾部斜喷射三组壁面压力数据,我们得到了将尾部斜喷射的三维工程估算结果转换成底部斜喷射结果的减弱因子。假定喷射气流在底部引起的压力升高沿周向服从以喷口所在的子午面为对称平面的指数衰减分布,沿径向的变化趋势与轴对称的趋势一致,最后积分可求出底部的喷流干扰效果。将弹身的、底部的间接推力的影响和直接推力的影响都叠加在一起,就可以求得总的轴向推力、侧向推力、底部阻力系数及附加的俯仰力矩系数和偏航力矩系数。

• 1992年2月20日收稿

1 直接推力与推力放大系数

由一维管流理论可以得到：

$$\frac{P_j}{P_c} = \left(1 + \frac{\gamma_j - 1}{2} M_j^2\right)^{-\frac{\gamma_j}{\gamma_j - 1}}$$

$$\frac{A_j}{A^*} = \frac{D_j^2}{D^{*2}} = \frac{1}{M_j} \left(\frac{\gamma_j + 1}{2}\right)^{-\frac{\gamma_j + 1}{2(\gamma_j - 1)}} \left(1 + \frac{\gamma_j - 1}{2} M_j^2\right)^{\frac{\gamma_j + 1}{2(\gamma_j - 1)}}$$

式中， γ_j 、 P_j 、 M_j 、 A_j 、 D_j 分别代表喷流的比热比及喷流的出口压强、马赫数、面积、出口直径， P_c 、 A^* 、 D^* 分别代表燃烧室总压、喉道面积、喉道直径。喷流所产生的直接推力为：

$$\tau_d = P_c A^* \left\{ \gamma_j \sqrt{\frac{2}{\gamma_j - 1} \left[\frac{2}{\gamma_j + 1} \right]^{\frac{\gamma_j + 1}{\gamma_j - 1}} \left[1 - \left(1 + \frac{\gamma_j - 1}{2} M_j^2\right)^{-1} \right]} + \frac{A_j}{A^*} \left(\frac{P_j}{P_c} - \frac{P_1}{P_c} \right) \right\}$$

或者写成比较简单的形式：

$$\tau_d = (P_j - P_1) A_j + \rho_j u_j^2 A_j = A_j [(1 + \gamma_j M_j^2) P_j - P_1]$$

由文献[1]，喷口处在迎风面的推力放大系数为

$$K = e^{n_1} \left(\frac{P_c}{P_1}\right)^{n_2} \left(\frac{w^*}{\theta_i + w^*}\right)^{n_3} \left[\frac{1.5 + 8.78(w^*/S^*)}{1 + 9.19(w^*/S^*)}\right]^{n_4} (M_1^2 - 1)^{n_5} \cdot$$

$$[\sin(s^*/D_i)]^{n_6} \cdot [1 - (L_a/D_i)e^{-(L_a/D_i)}]^{n_7} M_j^{n_8} [1 - (P_c/P_1)^{-0.286}]^{n_9}$$

公式中 P_1 、 M_1 分别为无干扰时的压力和马赫数，喷口在迎风面时为：

$$P_1 = P_\infty [1 + \gamma M_\infty^2 (\cos\alpha \sin w_c - \sin\alpha \cos w_c \sin\beta)^2]$$

$$M_1 = \sqrt{\frac{[(\gamma + 1)P_1/P_\infty + (\gamma - 1)M_\infty^2 - 2[(P_1/P_\infty - 1)]]}{P_1/P_\infty [(\gamma - 1)P_1/P_\infty + (\gamma + 1)]}}$$

式中， α 为攻角， β 表示喷口所在的周向位置， w^* 、 s^* 对于圆孔射流分别为 $\pi D^*/4$ 和 D^* 。 L_a 、 D_i 的含义，不同喷射角度下的指数值 n_i ($i=1, \dots, 9$) 的大小以及喷口在背风面情形下的推力放大系数经验公式均可以在文献[1]中找到。图1给出了三种不同的喷射角下放大系数 K 与喉道直径的关系曲线，与文献[1]比较是一致的，验证了公式的正确性。

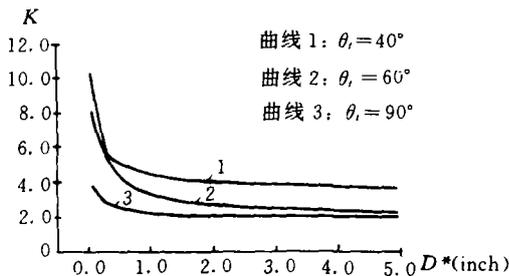


图1 推力放大系数曲线

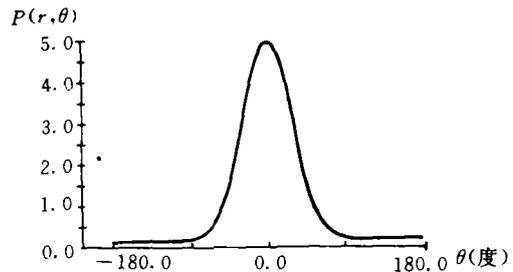


图2 底部压力沿周向的分布

2 轴对称流动的数值模拟

通过近年的不断努力,作者发展了一套能对底部带横向喷流的超音速轴对称干扰流进行数值模拟的计算程序。所用方法为易于向量并行计算的 Mac Cormack 显式时间相关法。湍流模型为 Baldwin-Lomax 的代数湍流模型,且根据底部流的特点进行了必要的修改,用沿网格线 $\xi=\xi_i$ 至壁面的弧长 s 代替原模型中的 y 。所采用的计算网格用超松弛叠代法反解拉普拉斯方程,然后沿垂直于物面的方向进行一次简单拉伸后得到^{[2]~[7]}。为了进行底部姿控发动机处于工作状态下的飞行器底部干扰流动的气动力工程计算,必须先进行下面三种情形下的轴对称数值模拟。

情形 1: 底部不带喷射;

情形 2: 来流条件不变,底部带斜喷射,喷口中心位于 $r=r_j$ 处;

情形 3: 来流条件及喷射条件不变,肩部带斜喷射,喷口中心位于 $r=r_s$ 处。

在我们的算例中,来流条件为:

飞行高度: $H=20000$ m

来流马赫数: $M=2.5$

喷射条件为:

$I_j=27000$ N/m² $T_j=1120$ K $M_j=1.1$

喷流与对称轴的夹角: $\theta_j=75^\circ$

喷口宽度: $b=0.05$ m

喷口中心处的径向坐标: $r_j=0.3$ m

飞行器的模型假设为尖锥,几何参数为:

半锥角: $\alpha_1=10^\circ$ 底部半径: $r_b=0.5$ m

我们知道,在弹体上产生的间接推力(垂直于弹体)是由于喷流与原超音速主流干扰使得弹体所受的压力升高而引起的。由于肩部斜喷射气流比底部斜喷射气流对主流的干扰要大,我们可以假定两者的推力放大系数相差一个减弱因子 ϕ 倍。用下标 1, 2, 3 分别表示上面提到的三种轴对称数值模拟情形,下标 s 表示肩部, P 表示壁面压力, i 表示沿壁面方向的网格标记,则 ϕ 可定义为:

$$\phi = \frac{\sum_{i=1}^{i_2} P_2(i)}{\sum_{i=1}^{i_3} P_3(i)}$$

另外,根据引言中的假定,三维底部斜喷(喷口中心处的径向坐标为 r_j , 喷口直径 $D_j=b$, 喷口所在位置的周向角为 β) 情形下的底部压力分布可以写成如下形式:

$$P(r, \theta) = (P_2(r) - P_1(r))e^{-k_1 \theta^2} + P_1(r) \quad (-\pi \leq \theta < \pi)$$

θ 以度为单位, k_1 是经验常数。图 2 给出了当 $r=r_j$ 时压力 P 沿周向的衰减分布曲线。

3 气动力计算方法

用三维肩部斜喷射的推力放大因子 K 乘上减弱因子 ϕ 作为三维底部斜喷射的推力放大因子,记作 K_s ,那么作用在弹体上的间接推力也必须假想是作用在肩部且垂直于弹体母线而指向对称轴的。间接推力的大小为:

$$\tau_{ib} = (K_b - \sin\theta_i)\tau_d = (\phi_k - \sin(\pi - \theta_j + \omega_c))\tau_d$$

它所产生的附加的俯仰力矩和偏航力矩分别为

$$M_{x1} = \tau_{ib}(\cos\omega_c/3\text{tg}\omega_c + \sin\omega_c)r_b\sin\beta$$

$$M_{y1} = \tau_{ib}(\cos\omega_c/3\text{tg}\omega_c + \sin\omega_c)r_b\cos\beta$$

底部阻力系数可通过积分除喷口在外的整个底平面的压力分布而得到

$$C_D = \left[\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_b} (P_{\infty} - P(r, \theta)) r d\theta dr - (P_{\infty} - P_j) \frac{\pi}{4} D_j^2 \right] / \left[\frac{1}{2} \rho_{\infty} u_{\infty}^2 \pi r_b^2 \right]$$

由于底部压力相对无喷射情形下的变化而产生的附加俯仰力矩和偏航力矩分别为

$$M_{x2} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_b} (P(r, \theta) - P_1(r)) r^2 \sin(\beta + \theta) d\theta dr - \sin\beta (P_j - P_1(r_j)) \frac{1}{4} \pi D_j^2 r_j$$

$$M_{y2} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_b} (P(r, \theta) - P_1(r)) r^2 \cos(\beta + \theta) d\theta dr - \cos\beta (P_j - P_1(r_j)) \frac{1}{4} \pi D_j^2 r_j$$

根据奇函数、偶函数的性质，上述积分可写成

$$M_{x2} = \sin\beta \left[2 \int_0^{\pi} \int_0^{r_b} (P(r, \theta) - P_1(r)) r^2 \cos\theta d\theta dr - (P_j - P_1(r_j)) \frac{1}{4} \pi D_j^2 r_j \right]$$

$$M_{y2} = \cos\beta \left[2 \int_0^{\pi} \int_0^{r_b} (P(r, \theta) - P_1(r)) r^2 \sin\theta d\theta dr - (P_j - P_1(r_j)) \frac{1}{4} \pi D_j^2 r_j \right]$$

由于直接推力而产生的附加的俯仰力矩和偏航力矩分别为

$$M_{x3} = (\tau_d \sin\theta_j r_b / 3\text{tg}\omega_c - \tau_d \cos\theta_j r_j) \sin\beta$$

$$M_{y3} = (\tau_d \sin\theta_j r_b / 3\text{tg}\omega_c - \tau_d \cos\theta_j r_j) \cos\beta$$

故总的轴向力、侧向力为

$$T_x = -\tau_{ib} \sin\omega_c + \tau_d \cos\theta_j$$

$$T_r = \tau_{ib} \cos\omega_c + \tau_d \sin\theta_j$$

附加的俯仰力矩和偏航力矩写成无量纲的系数形式为：

$$M_x = (M_{x1} + M_{x2} + M_{x3}) / \left[\frac{1}{2} \rho_{\infty} u_{\infty}^2 r_b^3 \right]$$

$$M_y = (M_{y1} + M_{y2} + M_{y3}) / \left[\frac{1}{2} \rho_{\infty} u_{\infty}^2 r_b^3 \right]$$

4 结果分析与讨论

以我们的算例为例，无喷时底部阻力系数为 0.2，姿控发动机处于工作状态下的底部阻力系数为 0.16，减小了 20%。如果仅考虑直接推力产生的影响， T_r 、 M_x 、 M_y 分别为 127.6 N、 1.84×10^{-2} 、 3.19×10^{-2} 。将直接推力和间接推力的影响都考虑在一起， T_r 、 M_x 、 M_y 分别为 171.6 N、 5.99×10^{-2} 、 1.04×10^{-1} ，侧向推力增加了 34.5%，而俯仰力矩系数和偏航力矩系数却增加了 2.26 倍，可见，由于喷流与原超音速主流的强干扰引起底部压力的改变起了决定性的作用。所以，在进行姿控发动机的设计中，可以大大降低对姿控发动机额定推力的要求。

参 考 文 献

- 1 Ward S C. A Computational Model for Predicting the Performance of Jet-Interaction Steering Control Systems for Conical Missiles. AIAA Paper 87-0069
- 2 王承尧, 王正华, 朱广生. 机动弹头底部姿控发动机三维强干扰流场气动特性计算软件. 国防科技大学论文报告资料, 1990
- 3 Wang C Y, Wang Z H and Zhu G S. Numerical study of Supersonic Flow over Flat plate or Rearward Facing step with Transverse Inclined Air Jet. Hoog Kong, Aug, 1989
- 4 王正华, 王承尧. 带横向射流的绕后台阶超音速外流场数值模拟. 国防科技大学学报. 1990, (2): 1~6
- 5 朱广生, 王承尧. 向量化多重网格的 MacCormack 显格式解轴对称底部干扰流场. 空气动力学学报. 1991, (2): 251~256
- 6 王正华, 王承尧. 二维横向喷流的 NS 方程数值解. 推进技术. 1991, (1): 24~29
- 7 方丁酉. 两相流动力学. 长沙: 国防科技大学出版社: 1988: 327~345

The Pneumatic Computation of Aerobat with Steering Control Engines at the Base

Wang Zhenghua Chen Lan Wang Chengyao
(Department of Aerospace Technology)

Abstract

In this paper, a new method is presented for the pneumatic computation of aerobat with steering control engines at the base. The method is an organic combination of S. C. Ward's engineering method and the axisymmetric numerical simulation method developed by the authors earlier for the supersonic strong interaction flow field with transverse injection at the base. It can estimate the total propulsive forces and the additional pitching and yawing momentum coefficients, including both direct and indirect parts. The base drag coefficient C_D decreases as compared with the case without injection.

Key words three dimensional flow, base flow, strong interaction, pneumatic computation