

文章编号: 1001-2486 (2001) 06-0020-04

## 再入体表面脉动压力环境的预测\*

陈伟芳, 张志成, 石于中, 王全利, 吴其芬

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

**摘要:** 在较宽的攻角范围内, 考察了超声速和高超声速流场中一类球头双锥再入体表面脉动压力的分布特性, 并基于超声速和高超声速流动情况下再入体表面的压力分布给出了一套预测表面脉动压力分布的工程方法。利用该方法研究了马赫数、攻角、壁面温度等因素对再入体表面脉动压力环境的影响。计算结果表明, 在本文的计算条件范围内, 预测的均方根脉动压力系数分布与实验结果基本一致。

**关键词:** 再入体; 脉动压力; 超声速和高超声速

中图分类号: V411 文献标识码: A

## The Prediction of Fluctuating Pressure on the Surface of Reentry Vehicles

CHEN Wei-fang<sup>1</sup>, ZHANG Zhi-cheng, SHI Yu-zhong, WANG Quan-li<sup>2</sup>, WU Qi-fen

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

**Abstract:** The fluctuating pressure distribution on the surface of the sphere-biconic reentry vehicle in a wide range of attack angles is investigated in the supersonic and hypersonic flow field. Based on the mean pressure distribution, some engineering correlation has been developed. Then utilizing the developed techniques, we investigate the effects of Mach number, attack angle and wall temperature and achieve a series of reasonable results conformable to test data.

**Key words:** reentry vehicles; fluctuating pressure; supersonic and hypersonic

再入体以超声速、高超声速在中、低空作机动飞行时, 高马赫数、高雷诺数和强烈的非定常效应是其周围流场的主要特征。流场对再入体施加的气动力可分解为平均压力和脉动压力两部分。再入体的整体气动力特性主要取决于平均压力, 而结构响应则主要取决于脉动压力。因此, 研究再入体在机动飞行过程中经历的脉动压力环境并提供一种方便快捷的脉动压力环境的分析方法对于超声速和高超声速再入飞行器的初步设计具有重要的意义。再入飞行器在作无动力高速飞行过程中, 由物面条件造成的脉动压力环境称之为基本脉动压力环境, 主要有两种模式: 一是物面的湍流环境; 二是由于物形非光滑变化引起的分离、膨胀、压缩和激波振荡等<sup>[2]</sup>。基本脉动压力环境强烈依赖于整个飞行器的平均压力环境, 而各种飞行器在不同条件下的平均压力的计算已经有了比较成熟的工程估算和数值计算方法。所以, 利用平均压力计算脉动压力是可能的和经济的。

近 30 年以来, 许多流体力学工作者对高超声速情况下脉动压力问题做了大量的研究, 用各自选定的参数给出了若干脉动压力环境的计算方法<sup>[5]</sup>。文献 [2] 利用平均压力成功地预测了某球头双锥再入体在零攻角飞行时表面的脉动压力分布特性, 本文在文献 [2] 的基础上, 对由较大攻角来流造成的球头双锥再入体表面的脉动压力特性进行了计算。

## 1 再入体表面的均方根脉动压力系数计算

脉动压力通常用均方根脉动压力  $\sqrt{p^2}$  来表示, 它代表飞行器表面某点脉动压力的总强度。本文采用来流压头  $q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2$  作为无量纲化参数。

## 1.1 附体湍流边界层流动均方根脉动压力系数的计算方法

再入体在中低空以高马赫数飞行时, 雷诺数很高, 飞行器表面除头部外多为湍流边界层。湍流的

\* 收稿日期: 2001-04-15  
作者简介: 陈伟芳 (1970-), 男, 副教授, 博士。

固有脉动特性形成了附体湍流边界层的脉动压力。用当地压力系数  $C_p(x) = [p_e(x) - p_\infty] / q_\infty$  表示归一化可压缩湍流边界层均方根脉动压力系数的表达式为：

$$\left( \frac{\sqrt{p^2}}{q_\infty} \right)_T = 0.006(1 - \sin\alpha) \cdot \left[ \frac{1}{M_\infty^2} + \frac{1}{2} \gamma C_p(x) \right] M_e^2(x) \cdot \epsilon(x) \quad (1)$$

式中  $\alpha$  为攻角, 下标  $e$  和  $T$  分别代表边界层外缘参数和附体湍流情况,  $\gamma$  为比热比,  $x$  为从球头端点算起的轴向距离,  $\epsilon(x) = \left[ \frac{T^*}{T_e(x)} \right]^{-0.64}$  为压缩因子,  $T^*$  为 Eckert 参考温度。

$$\left[ \frac{T^*}{T_e(x)} \right] = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{T_w}{T_e(x)} \right] + 0.11(\gamma - 1) P_r^{1/3} M_e^2(x)$$

其中,  $T_w$  为物面参考温度,  $P_r$  为普朗特数, 根据激波关系和等熵关系  $M_e^2(x)$ ,  $T_e(x)$  分别计算如下：

$$M_e^2(x) = \frac{2}{\gamma - 1} \left\{ \frac{\gamma + 1}{2} M_\infty^2 \left( \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_\infty^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{-1} \left[ 1 + \frac{\gamma}{2} M_\infty^2 C_p(x) \right]^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right\}$$

$$T_e(x) = \frac{\left( \gamma M_\infty^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \right) + \frac{\gamma - 1}{2} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right) \left[ 2\gamma M_\infty^2 - (\gamma - 1) \right] \left[ (\gamma - 1) M_\infty^2 + 2 \right]}{\left( \gamma M_\infty^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \right) \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2(x) \right) (\gamma + 1)^2 M_\infty^2}$$

### 1.2 物形膨胀转折处壁面均方根脉动压力系数的计算方法

在高超声速绕流中, 物形的突然变化将产生强烈的扰动。当物形内折时, 产生膨胀流动。膨胀转折伴有不同程度的分离, 分离点和再附点的不稳定性, 以及分离剪切层的扰动使膨胀转折处的脉动压力大大增加, 其均方根脉动压力值为：

$$\left( \frac{\sqrt{p^2}}{q_\infty} \right)_{ES} = \frac{0.045}{[1 + M_e^2(x)]} \quad (2)$$

### 1.3 物形压缩转折处均方根脉动压力系数的计算方法

超声速绕流在物形外折处产生激波, 形成激波/边界层的相互干扰的复杂流动。飞行器表面柱/裙接合部的超声速绕流即属于此类流动。这样的局部流场, 不但存在着分离, 而且也存在着激波振荡。其均方根脉动压力系数的计算公式为：

$$\frac{\sqrt{p^2}}{q_\infty} = 0.015 + 0.008 [M_e(x) - 1.2]^{1.3} \quad (3)$$

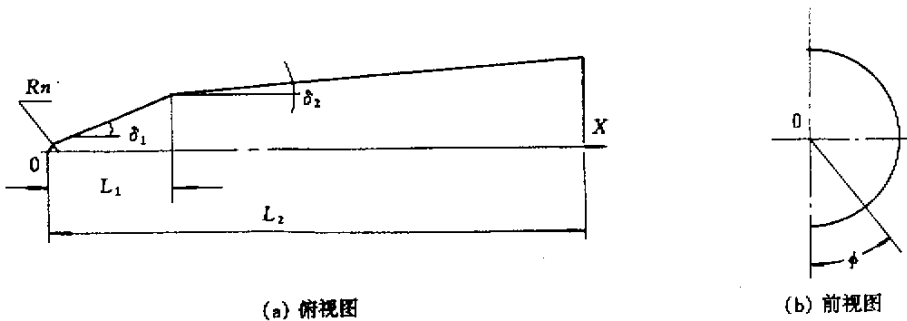


图 1 再入体外形示意图

Fig.1 Shape of the reentry vehicle for calculation

## 2 算例与分析

计算了某球头双锥再入体表面的脉动压力分布特性 (计算简图如图 1)。基于薄层 N-S 方程, 对

来流马赫数  $M_\infty = 8$  物面温度  $T_w = 360\text{K}$  攻角分别为  $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  的流场进行了数值求解, 利用再入体表面平均压力系数  $C_p(x)$  的数值解和均方根脉动压力系数计算方法, 得出飞行器表面几个典型位置上均方根脉动压力系数分布和实验结果的对比如图 2 (a) ~ (c)。计算中判断是膨胀转折还是压缩转折的依据是平均压力系数的分布曲线,  $C_p(x)$  阶跃下降为膨胀转折, 阶跃上升处为压缩转折, 连续变化为附体湍流边界层。图 2 的结果表明, 均方根脉动压力系数的预测值与测量值符合得较好, 这证明利用平均压力系数  $C_p(x)$  预测脉动压力  $\sqrt{p^2}$  是可行的。但  $\alpha = 20^\circ, \phi = 45^\circ$  时的准确程度不佳, 如图

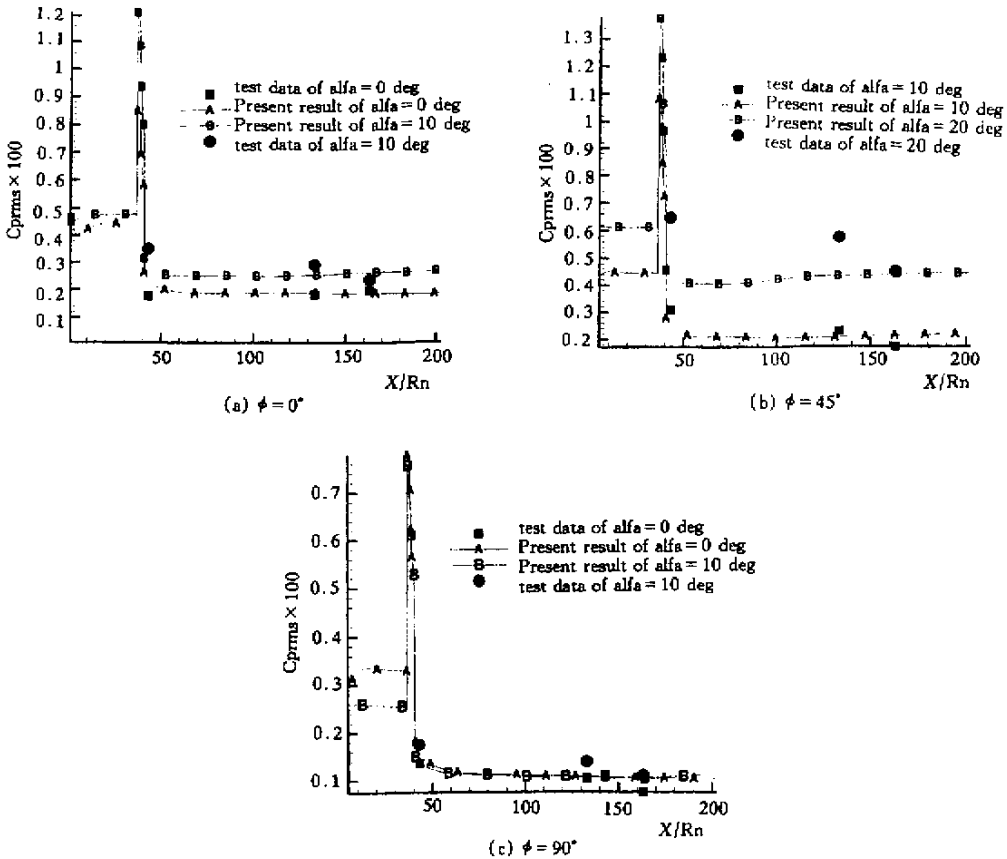


图 2  $M_\infty = 8$  再入体表面均方根脉动压力系数的计算结果与实验数据的比较

Fig.2 Comparison of the root mean square fluctuating pressure with test data for  $M_\infty = 8$  case

2 (b)。进一步的计算表明: 在此攻角下,  $\phi \leq 45^\circ$  区域的均方根脉动压力系数的计算值均偏小, 笔者认为这是由于计算未考虑再入体头部弓形激波对脉动压力环境的影响所致。由图 2 的计算结果对比可见, 子午角  $\phi$  在  $0^\circ \sim 90^\circ$  范围内  $\sqrt{p^2}/q_\infty$  随攻角的增加而增加, 但其增幅以  $45^\circ$  子午线上为最, 达到两倍, 而在  $90^\circ$  子午线上只有微小的增加; 有攻角流动情况下  $\sqrt{p^2}/q_\infty$  随子午角  $\phi$  ( $0^\circ \sim 90^\circ$ ) 的增加而减小, 在两锥的衔接处出现膨胀转折现象  $\sqrt{p^2}/q_\infty$  有较大幅度的增加, 通常增幅可达 3~4 倍。图 3 的结果表明, 附体湍流边界层和膨胀转折流动情况下的均方根脉动压力系数与平均压力系数相比是小量, 因此对再入体整体的气动力特性影响很小。图 4 为  $M_\infty = 3, 5, 8, 10, \alpha = 0^\circ$  条件下再入体表面的均方根脉动压力系数分布的计算结果。由图可见, 附体湍流边界层和膨胀转折流动情况的  $\sqrt{p^2}/q_\infty$  随  $M_\infty$  的增加而减小, 但  $\sqrt{p^2}$  随马赫数的增加而增加。进一步的计算表明  $\sqrt{p^2}$  随壁温  $T_w$  的增加而减小, 但壁温对  $\sqrt{p^2}$  的影响较来流马赫数和来流攻角的影响要小。

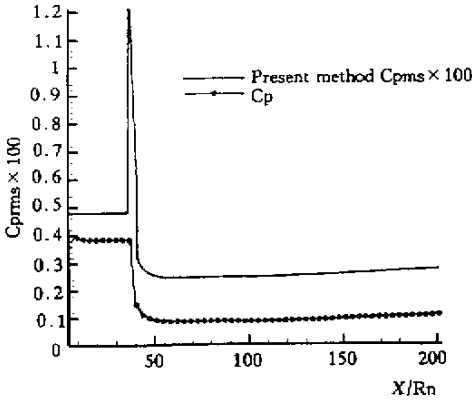


图 3 均方根脉动压力系数与平均压力系数的比较

$$M_{\infty} = 8, \alpha = 10^{\circ}$$

Fig.3 Comprasion of root mean square fluctuating pressure with mean pressure for  $M_{\infty} = 8, \alpha = 10^{\circ}$  case

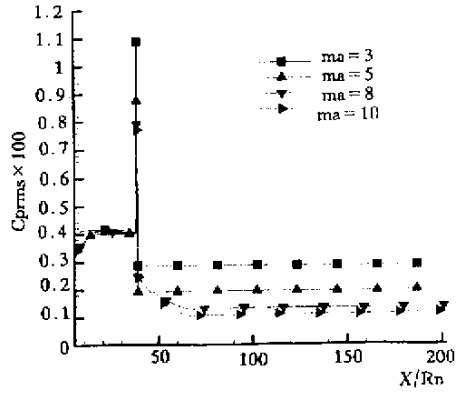


图 4 均方根脉动压力系数随马赫数的变化

Fig.4 The root mean square fluctuating pressure under various mach numbers

### 3 结果讨论

再入体飞行器表面脉动压力的分布特性强烈地依赖于来流马赫数和来流攻角。附体湍流边界层和膨胀转折处的均方根脉动压力系数  $\sqrt{p^2}/q_{\infty}$  随来流马赫数的增加而减小,随攻角的增加而增加,且增幅随子午角  $\phi$  ( $0^{\circ} \sim 90^{\circ}$ ) 的增加呈先上升后下降的趋势,在  $\phi = 45^{\circ}$  左右达到最大值。对于有攻角的流动情况  $\sqrt{p^2}/q_{\infty}$  随子午角  $\phi$  ( $0^{\circ} \sim 90^{\circ}$ ) 的增加而减小,但均方根脉动压力  $\sqrt{p^2}$  是随来流马赫数的增加而增加的。流动分离处的  $\sqrt{p^2}/q_{\infty}$  有较大的增加,通常是分离前方的几倍。

通常情况下,附体湍流边界层和膨胀转折处的均方根脉动压力系数  $\sqrt{p^2}/q_{\infty}$  与平均压力系数  $C_p(x)$  相比是小量,因此对飞行器的气动力系数影响很小。

需要指出的是,本文未考虑再入体底部的压力脉动问题,背风面的脉动压力特性也未加讨论。事实上,当来流攻角比较大时,球头双锥再入体背风面的流动可能出现比较复杂的流动现象,例如附体湍流边界层的分离等。这些因素都可能对再入体表面的脉动压力环境造成一定的影响。另外,在攻角比较大的时候,再入体头部的弓形激波可能加剧压力的脉动。

### 参考文献：

[1] Laganelli A L, Wolfer H F. Prediction of Fluctuating Pressure in Attached and Separated Turbulent Boundary-Layer Flow [J]. Journal of Aircraft, 30 (6): 962-970, 1993.

[2] 徐立功, 刘振寰. 再入飞行器脉动压力环境的分析与预测 [J]. 空气动力学学报, 19 (4): 457-463, 1991.

[3] Barter J W, Dolling D S. Prediction of Fluctuating Pressure Loads Produced by Shock-Induced Turbulent Separation [C]. AIAA Paper 96-2043, 1996.

[4] 王侠超, 黄寿康, 马国强. 流体动力·弹道·载荷·环境 [M]. 北京: 宇航出版社, 1991.

[5] Henry G L, Anthony L L. Fluctuating Pressure Loads for Hypersonic Vehicle Structures [C], TQ-TR-91-3057, 1991.

