第9卷 第4期
1991年12月

空 气 动 力 学 学 报
ACTA AERODYNAMICA SINICA

Vol.9, No.4
Dec., 1991

再入飞行器脉动压力环境的分析与预测

徐立功　　刘振寰
（中国科学技术大学）（中国科学院力学研究所）

摘要　本文分析了机动再入飞行器因非定常空气动力流动引起的物面脉动压力环境，并根据高超声速无粘流计算的表面压力分布，给出了一套预测各种脉动压力环境统计特性的工程计算公式。算例表明，预测的均方根脉动压力、功率谱密度和交叉功率谱密度与实验值是一致的。

关键词　机动再入飞行器，脉动压力，功率谱密度，交叉功率谱密度，激波振荡。

引　言

再入飞行器采用机动飞行可以有效地提高突防能力和改善落点精度。机动飞行大多是在中、低空飞行阶段通过改变控制翼（或其它升力面）的角度产生不对称气动力来实现的，因此，高 Mach 数，高 Reynolds 数和强烈的非定常效应是机动再入飞行器周围流场的主要特征。对于机动再入飞行器，尽管周围流场非常复杂，但流场对物体施加的气动力总是可以分解成平均压力和脉动压力两部分。飞行器整体的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。由此可见，为了保证飞行器结构上的牢固性、可靠性和经济性，研究再入飞行器在大气层中作机动飞行时所经受的空气动力脉动环境及其预测方法是十分必要的。

在再入过程中，如果飞行器仅靠控制翼产生的不对称气动力作无动力的机动飞行，那么造成非定常脉动现象的扰动源仅仅来自物面。这种由物面条件造成的脉动环境称为基本脉动压力环境，它主要有两种模式：一是物面的湍流环境；二是物形非连续变化引起的分离、膨胀或压缩环境。事实上，基本脉动压力环境强烈地依赖于整个飞行器的空气动力学平均压力环境。如今，各种飞行器在不同飞行条件下的平均气动力计算问题得到了成功的解决，其中也包括许多机动再入飞行器的问题；然而，关于脉动压力的研究尚处于不成熟的阶段。因为非定常脉动环境的复杂性和多样性，致使预测脉动环境还只有以实验数据为基础的经验方法和半经验方法。

近三十年来，许多流体力学学者就某些特定条件下的脉动现象作了仔细的研究，用各自选定的参数给出了这些现象的计算方法[1-9]。本文分析和补充了有关的预测公式，用统一的参变量给出了在超声速和高超声速范围内预测整个飞行器脉动环境的计算方

本文于1990年7月21日收到，1991年3月16日收到修改稿。

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

法，这样，根据无粘流计算得到的飞行器物面平均压力分布 $C_p(x)$，就可以预测出沿物面子午线从转捩点至尾部的脉动压力分布规律及其相应的频谱特性和脉动压力的传播与衰减特性。

一、飞行器表面均方根脉动压力

脉动压力通常用均方根脉动压力 $\sqrt{\overline{p^2}}$ 表示，它代表壁面上某点脉动压力的总强度。我们用来流动压头 $q_\infty(=(1/2)\gamma p_\infty M_\infty^2)$ 作为均方根脉动压力的无量纲化参数。

1．附体湍流边界层流动的脉动压力

飞行器在中、低空以高 Mach 数机动飞行时，Reynolds 数很高，飞行器表面除端头外多为湍流边界层。由于湍流所固有的脉动特性，形成附体湍流边界层脉动压力。在 $M_\infty=0\sim12$ 的范围，用当地无粘流压力系数 $C_p(x)=[p_e(x)-p_\infty]/q_\infty$ 表示的归一化可压缩湍流边界层均方根脉动压力的表达式为

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_T=0.006\left[\frac{1}{M_\infty^2}+\frac{1}{2}\gamma C_p(x)\right]M_e^2(x)\cdot\varepsilon(x) \tag{1}$$

式中下标 T 和 e 分别表示湍流条件和边界层外缘条件，γ 为比热比，x 是沿壁面子午线自驻点量起的距离，$\varepsilon(x)=[T^*/T_e(x)]^{-0.64}$ 为压缩因子，T^* 为 Eckert 参考温度，

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

Pr 为 Prandtl 数，T_w 为壁温。根据激波关系和等熵流关系，式(1)中 $C_p(x)$ 和 $M_e(x)$ 之间的关系为

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

这样，根据来流条件和壁面条件，以及飞行器表面的压力系数 $C_p(x)$，就可以由式(1)直接求得附体湍流边界层均方根脉动压力沿物面的分布。

2．物形膨胀折转处的壁面脉动压力

在高超声速绕流中，物形的突然变化将产生很强烈的扰动。当物形内折时，绕流在折转处产生膨胀流动，如飞行器双锥(或锥柱)交接处或后体削平处的绕流就属于这种情形。由于膨胀折转伴有程度不同的分离流，分离点和再附点的不稳定性，以及分离剪切层的扰动，形成膨胀分离流脉动，其均方根脉动压力值为

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{ES}=0.045/[1+M_e^2(x)] \tag{3}$$

下标 ES 表示膨胀分离条件。然而，底部膨胀折转处的脉动压力较为特殊，其表达式为

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{BES}=1/[56(M_\infty^2-1)] \tag{4}$$

3．物形压缩折转处的壁面脉动压力

超声速绕流在物形外折处产生激波，形成激波边界层相互作用的复杂流动。至今对

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

这类非定常脉动现象的研究尚不充分。飞行器控制翼前方或表面凸起物前方的绕流可归类于这种情形。这样的局部流场，不但有分离流，还有激波振荡。本文根据实验数据得到的超声速压缩折转分离流均方根脉动压力表达式为

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{CS}=0.015+0.008[M_e(x)-1.2]^{0.3} \tag{5}$$

该式适用于超声速压缩折转流动的分离点或再附点处，也适用于超声速膨胀折转流动的再附点处。振荡激波在中间位置处的均方根脉动压力峰值为

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{SW}=1.365\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_T\left[1+(1.3+0.43M_\infty^2)\frac{h}{\delta^*}\right]^{0.5} \tag{6}$$

其中 h 是凸起物的高度，δ^* 为边界层位移厚度。

二、飞行器表面脉动压力的频谱特性

脉动压力的频率特性用功率谱密度表示，它代表均方根脉动压力随频率的分布。功率谱密度 $\phi(\omega)$ 与均方根脉动压力之间的关系为

$$(\sqrt{\overline{p^2}})^2=\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty\phi(\omega)d\omega \tag{7}$$

其中 ω 为圆频率。不同脉动环境的 $\sqrt{\overline{p^2}}$ 值分别由式(1)至式(6)确定。

归一化的功率谱密度通常表示为 Strouhal 数 S 的函数。构成 S 数的方法是将频率乘以某一特征长度和除以某一特征速度。本文统一采用边界层位移厚度 δ^* 和边界层外缘速度 u_e 作为特征参数，即 $S=\omega\delta^*/u_e$。各种脉动环境的归一化功率谱密度分述如下。

1．湍流边界层脉动压力功率谱密度的表达式为

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\delta^*}\right]_T=0.637\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_T^2\Big/(1+S^2/\varepsilon^4) \tag{8}$$

2．膨胀折转分离流脉动压力功率谱密度的表达式为

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\delta^*}\right]_{ES}=\frac{(\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty)_{ES}^2}{0.17k_1\left[1+\left(\frac{S}{1.07k_1}\right)^{0.83}\right]^{2.15}} \tag{9}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}k_1&=\frac{1.3+0.43M_\infty^2}{10.4+0.5M_\infty^2(1+2\times10^{-8}Re_x)^{1/3}}\\Re e_x&=u_\infty x/\nu_\infty\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

而 u_e 和 δ^* 分别为分离点上游的边界层外缘速度和位移厚度。

3．压缩折转分离流脉动压力功率谱密度与膨胀折转情形相类似，其表达式为

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\delta^*}\right]_{CS}=\frac{(\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty)_{CS}^2}{0.17k_1\left[1+\left(\frac{S}{1.07k_1}\right)^{0.83}\right]^{2.15}} \tag{11}$$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

4．激波振荡功率谱密度由无粘激波脉动功率谱和激波根部附近分离流的功率谱两部分组成，即

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\,\delta^*}\right]_{SW}=\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\,\delta^*}\right]_{SW}^{I}+0.25\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\,\delta^*}\right]_{CS} \tag{12}$$

其中无粘激波振动的功率谱密度为

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\,\delta^*}\right]_{SW}^{I}=\frac{(\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty)_{SW}^2-0.25(\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty)_{CS}^2}{0.01\,k_1\left[1+\left(\frac{S}{0.063\,k_1}\right)^{1.66}\right]^{1.7}} \tag{13}$$

将式(11)和(13)代入式(12)可得

$$\left[\frac{\phi(\omega)u_e}{q_\infty^2\,\delta^*}\right]_{SW}=\frac{\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{SW}^2-0.25\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{CS}^2}{0.01\,k_1\left[1+\left(\frac{S}{0.063\,k_1}\right)^{1.66}\right]^{1.7}}+\frac{\left(\frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{q_\infty}\right)_{CS}^2}{0.68\,k_1\left[1+\left(\frac{S}{1.07\,k_1}\right)^{0.83}\right]^{2.15}} \tag{14}$$

其中 u_e 和 δ^* 分别为激波上游的边界层外缘速度和位移厚度。

三、飞行器表面脉动压力的空间相关函数

确定非定常脉动压力环境的特征还需考虑该环境的窄带空间相关函数，或者交叉功率谱密度，它表示某点脉动压力的传播与衰减特性，这也是计算脉动压力场诱导飞行器结构频率响应所需要的参数。交叉功率谱密度的一般表达式为

$$S_{pp}(\xi,\eta,\omega)=\phi(\omega)A(\xi,\eta,\omega)\cos\left(\frac{\omega\xi}{u_c}\right) \tag{15}$$

式中 ξ 和 η 分别为流动方向和垂直于流动方向的相关坐标，u_c 为对流速度，在壁面附近 $u_c\approx0.6\,u_e$；$A(\xi,\eta,\omega)$为交叉功率谱密度的模，通常 A 可以分离变量，即

$$A(\xi,\eta,\omega)=A_1(\xi,\omega)A_2(\eta,\omega)$$

因此，无量纲交叉功率谱密度可以表示为

$$G_{pp}(\xi,\eta,\omega)=\left[A_1(\xi,\omega)\cos\left(\frac{\omega\xi}{u_c}\right)\right]A_2(\eta,\omega)=C_1(\xi,\omega)C_2(\eta,\omega) \tag{16}$$

其中 C_1 和 C_2 分别为纵向和横向相关系数，C_1 近似为振幅按指数减小的余弦函数，而 C_2 近似为指数函数。

1．附着湍流边界层交叉功率谱密度相关系数 C_1 和 C_2 分别为

$$\left.\begin{aligned}C_1(\xi,\omega)&=\exp(-0.167\,S_\xi)\exp\left(-0.27\frac{k_1|\xi|}{\delta^*}\right)\cos(1.67\,S_\xi)\\C_2(\eta,\omega)&=\exp(-1.2\,S_\eta)\exp\left(-2.0\frac{k_1|\eta|}{\delta^*}\right)\end{aligned}\right\} \tag{17}$$

其中 $S_\xi=\omega|\xi|/u_e$ 和 $S_\eta=\omega|\eta|/u_e$ 分别为以相关坐标为特征长度的 Strouhal 数。

2．分离流区域交叉功率谱密度的相关系数。因分离流呈现的空间相干性与附着湍

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

流边界层类似，所以分离流的 C_1 和 C_2 可以分别写为

$$\left.\begin{aligned} C_1(\xi,\omega)&=\exp(-\alpha_1\xi)\cos(1.67\,S_\xi)\\ C_2(\eta,\omega)&=\exp(-\alpha_2\eta)\end{aligned}\right\}\tag{18}$$

式中 α_1 和 α_2 为衰减系数，它们是 Strouhal 数的函数，其取值方法见表 1

表 1

	$\frac{S}{2\pi k_1}<6\times10^{-3}$	$6\times10^{-3}\leq\frac{S}{2\pi k_1}\leq6\times10^{-2}$	$\frac{S}{2\pi k_1}>6\times10^{-2}$
$\alpha_1[m^{-1}]$	29.5	$137\left(\frac{S}{2\pi k_1}\right)^{0.3}$	59.0
$\alpha_2[m^{-1}]$	29.5	$137\left(\frac{S}{2\pi k_1}\right)^{0.3}$	

3．振荡激波交叉功率谱密度的纵向相关系数为

$$C_1(\xi,\omega)=\exp\left(-6.37\frac{S_\xi}{k_1}\right)\cos\left(\frac{S_\xi}{k_1}\right)\tag{19}$$

至于横向相关系数 C_2 还未形成适用的预测公式，然而可以预料，由于激波在横向平面上的连续性，横向相关距离将比纵向大得多。

四、算例与分析

以某一球头双锥带控制翼的机动再入飞行器为例，假定飞行高度为 30 公里，飞行 Mach 数 $M_\infty=7.8$，物面温度 $T_w=360$ K，根据无粘平衡流计算的物面压力系数为 $C_p(x)$[10]（参看图 1）。那么利用上述脉动环境预测公式可以得出飞行器表面的均方根脉动压力分布以及各脉动区的频谱特性，计算结果分别示于图 1 至图 3。

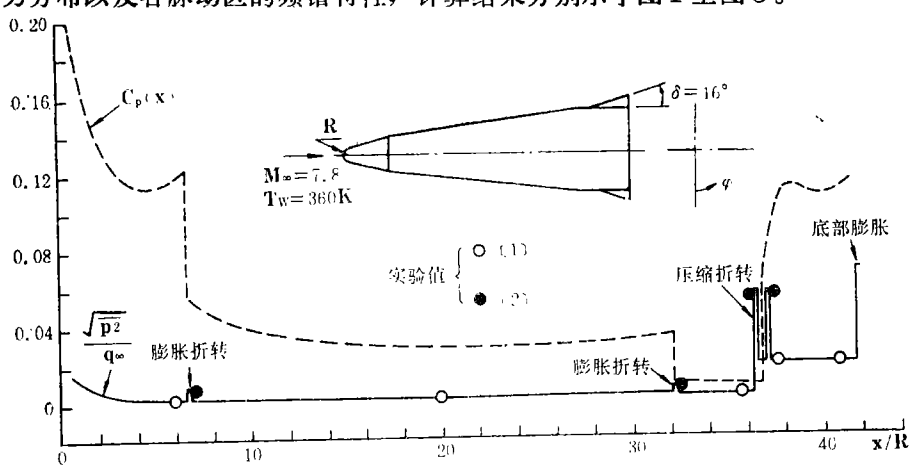

图 1　平均压力和均方根脉动压力沿 180° 子午线的分布，$M_\infty=7.8,\alpha=0°$　$\varphi=180°$

Fig.1　Axial distributions of inviscid flow surface pressure coefficient and normalized root-mean-square fluctuating pressure, at $M_\infty=7.8,\alpha=0°,\varphi=180°$

图 1 是飞行器表面平均压力和均方根脉动压力沿 $\varphi=180°$ 子午线的分布曲线。图中 R 为球头半径，$\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty$ 曲线是式(1)至式(6)的计算结果。计算时判别膨胀折转与压缩

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

折转的依据是 $C_p(x)$曲线，$C_p(x)$阶跃下降处为膨胀，阶跃上升处为压缩，连续变化处则为附着湍流。由图可见，预测值与测量值是相符合的，这表明利用 $C_p(x)$ 值预测当地 $\sqrt{\overline{p^2}}$ 值的方法是方便可靠的。计算结果表明，虽然湍流和分离流的$\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty$值随来流 Mach 数 M_∞ 增大而减小，但湍流、分离流和激波振荡的$\sqrt{\overline{p^2}}$值随M_∞ 增大是增强的。然而，壁面温度对脉动压力的影响却相反，T_w 升高，$\sqrt{\overline{p^2}}$值减弱。

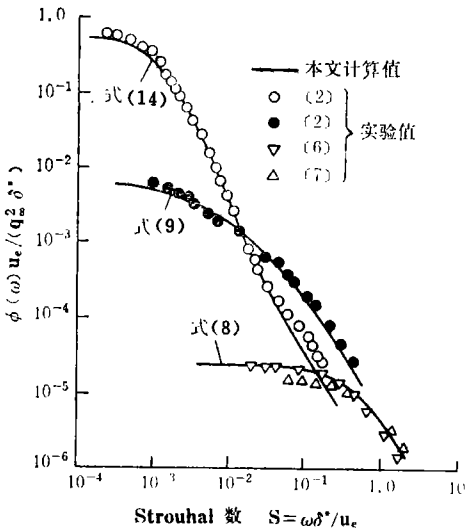

图 2 三种典型的功率谱密度

Fig.2 Typical normalized power spectral densities for various fluctuating pressure environments

物面上几个典型位置处的功率谱密度随 Strouhal 数的变化规律示于图2。图中式(8)曲线表示 $x/R=20$ 处锥面上的湍流功率谱密度；式(9)曲线表示双锥交接处膨胀分离流功率谱密度；式(14)曲线是控制翼前缘处振荡激波的功率谱密度。由图可知，这些计算曲线与有关实验数据是一致的。由图还可以看出，湍流脉动的特征是高频低幅，分离流脉动的特征是中频中幅，而激波振荡的特征是低频高幅。特别是激波振荡，算例得到的高幅振荡频率范围为0～200 Hz，这与结构响应的频率范围相当，可能造成控制翼颤振。

由式(17)计算的 $x/R=20$ 处的湍流脉动压力空间相关函数示于图3。其中图3(a)为沿流向的纵向交叉功率谱密度的相关系数；图3(b)为横向相关系数，计算与测量值基本相符。分离流和振荡激波的交叉功率谱密度与湍流脉动相类似，不过分离流和振荡激波的相关系数随 Strouhal 数衰减得更为迅速。

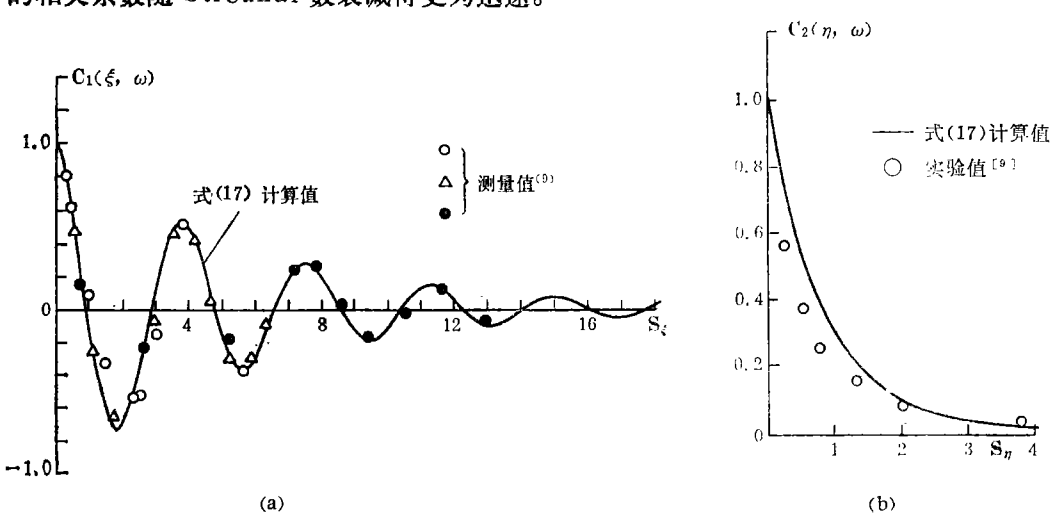

图 3 湍流脉动压力的空间相关系数

Fig.3 Narrow band space correlation coefficient for boundary layer fluctuating pressure

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

五、结　　论

1．本文提供的根据无粘流压力分布预测再入飞行器表面脉动环境的方法，可以迅速而较准确地获得物面的均方根脉动压力值及其相应的频谱特性。

2．飞行器的基本脉动压力环境强烈地依赖于 M_∞，其均方根脉动压力值 $\sqrt{\overline{p^2}}$ 随 M_∞ 的增加而增大，随 T_w 的升高而减小。通常分离流脉动压力值为分离点前方湍流脉动压力的几倍，而激波振荡脉动压力值比激波前方湍流脉动压力大一个量级以上，因此，高超声速飞行器结构设计时应考虑此项影响。

3．湍流和分离流的 $\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty$ 值随 M_∞ 增大而减小，与 C_p 值相比为小量，可见湍流和分离流脉动压力对飞行器动态稳定性的影响很小。然而，激波振荡的 $\sqrt{\overline{p^2}}/q_\infty$ 值随 M_∞ 增加而增大，与 C_p 值相比不是小量，因此对飞行器的气动力系数将产生一定的影响。

4．不同的脉动环境有不同的频率特性。湍流边界层脉动的特征是高频低幅，激波振荡为低频高幅，而分离流脉动则介于两者之间。其中激波振荡是一种诱发结构颤振的振源。

5．对于基本脉动压力环境而言，各种脉动有类似的传播与衰减特性，沿流向以振幅按指数衰减的余弦函数的形式传播，而沿横向则单调地按指数衰减。

感谢航空航天部一院十四所安复兴研究员和孙毅俊高级工程师对本研究的帮助与支持。

参　考　文　献

[1] Laganelli, A.L., Martellucci, A., and Shaw, L.L., *AIAA J.*, **21**, 4, (1983), 495—502.
[2] Plotkin, K.J., and Robertson, J.E., NASA CR-124347, (1973).
[3] Speaker, W.V., and Ailman, C.M., AIAA Paper 66-456.
[4] Heller, H.H., and Clemente, A.R., AIAA Paper 77-998.
[5] Willmarth, W.W., Ann. Rev. of Fluid Mech., **7**, (1975), 13—38.
[6] Bull, J.K., and Thomas, A.S.W., The Physics of Fluid, **19**, (1976), 597.
[7] Blake, M.K., J. of Fluid Mech., **28**, 4, (1967).
[8] Coe, C.F., Chyu, W.J., and Dods, J.B., AIAA Paper 73-996.
[9] Maestrello, L., J. Sound and Vib., **2**, 3, (1965).
[10] 吴雪松、纪楚群，带配平翼的机动弹头超声速无粘绕流数值计算，北京空气动力研究所报告，(1985)。

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

PREDICTION OF MANEUVERING REENTRY VEHICLES FLUCTUATING PRESSURE ENVIRONMENTS

Xu Ligong
(*University of Science and Technology of China*)

Liu Zhenhuan
(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract The surface fluctuating pressure environments of a maneuvering reentry vehicle resulting from unsteady aerodynamic flows have been investigated. According to surface pressure distribution calculated by hypersonic inviscid flow a set of prediction formulate of the statistical properties for the various fluctuating pressure environments have been given. Examples show that prediction results for the root-mean-square fluctuating pressure overall level, power spectral density, and cross-power spectral density are in good agreement with measurements.

Key words maneuvering reentry vehicle, fluctuating pressure, power spectral density, cross-power spectral density, shock wave oscillation.

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net