

# 在高超声速脉冲型风洞中测量静、动稳定性导数的模型自由飞方法

马家骥 唐宗衡 张小平

(中国科学院力学研究所)

再入弹头落地时的动导数, 以及有升力面的再入飞行器在高超声速情况下的动稳定性, 是高超声速飞行器设计师们所关心的问题之一。而研究这一课题的必要途径之一, 则是地面模拟试验。

一般来说, 动稳定性的地面模拟试验方法基本上可分为两大类: 一类是模型有约束的, 另一类则是模型自由飞。由于支承干扰往往产生难以完全排除的明显影响, 模型自由飞方法显出了独特的优越性, 因而在弹道靶和各种风洞中得到了广泛应用。

在高超声速范围内, 除了弹道靶外, 国外已将模型自由飞测动导技术从普通风洞扩展到工作时间较短的重活塞炮风洞<sup>[1]</sup>和自由活塞炮风洞中<sup>[2]</sup>。由于困难很大, 至今未见到国外真正有实用价值的实验结果。过去, 我们在发展轻模型工艺的基础上, 已经在激波管风洞中用轻模型自由飞方法获得了尖锥模型静、动稳定性导数的初步结果<sup>[3]</sup>。现经一系列改进后, 我们又进一步在炮风洞  $M_\infty=9.9$  的高超声速气流中以同样模型测得了它们的俯仰阻尼力矩系数, 三次实验的最大重复性误差不超过  $\pm 20\%$ 。这表明, 在脉冲型风洞中用模型自由飞是可以获得可靠而有效的结果的。

本文将简要介绍实验所用的装置、测试系统以及数据的测读和换算, 并以  $10^\circ$  半锥角模型为例讨论所得的俯仰阻尼力矩系数。

## 一、实验设备及测试技术

实验分为两组, 分别是在 JF-8 激波管风洞和 JF-4B 炮风洞两个设备中进行的。

JF-8 反射型激波管风洞, 管体内径 150 毫米, 试验段直径 1.2 米, 采用锥型喷管, 约有 11 毫秒的准定常工作时间。

JF-4B 炮风洞, 管体内径 100 毫米, 采用  $M_\infty=9.9$  的型面喷管, 喷管出口直径为 0.5 米, 约有 28 毫秒的准定常工作时间, 动压在 25 毫秒工作时间内可升高约 25%。

两种设备所提供的气流状态参数见表 1。由表可见, 两者的主要差别在于  $Re$  数的不

本文于 1982 年 12 月 27 日收到, 1983 年 5 月 9 日收到修改稿。

同, 其值约相差6倍。

在脉冲型高超声速设备中, 模型自由飞运动的记录主要靠同步闪光的高速摄影, 同时还必须测出在记录每一运动姿态时所相应的气流动压值。测试系统方框图见图1。

表1 实验气流的状态参数

实验条件	第一组	第二组	
设备	JF-8 激波管风洞	JF-4B 炮风洞	
喷管入口条件	$h_0$ (cal/g)	760	290
	$P_0$ (atm)	186	190
试验段气流状态	$M_\infty$	9.6	9.9
	$Re_\infty$ (1/m)	$1.7 \times 10^8$	$1.0 \times 10^7$
	$q_\infty$ (kg/cm <sup>2</sup> )	0.182	0.292
	$V_\infty$ (m/sec)	2470	1520
	$t$ (ms)	$\approx 11$	$\approx 28$
	形态	锥形流	平直流

在JF-8进行的第一组实验中, 采用双踪示波器同时记录皮托压力信号及闪光脉冲信号来取得两者时间的相应关系。而在JF-4B进行的第二组实验中, 则由一台瞬态波形记录器代替, 这时可按一定预置量来触发, 以便更准确地确定每一幅照片与流场流动条件的对应关系。

照相记录的光路如图2所示, 图中附有几幅典型的记录照片。由于这一光路系统可以从两个正交方向上来记录模型的运动, 因此, 它可以获得模型的六自由度运动信息, 在这里则作为模型平面运动的一种监察。由于采用同一光源并同时由一台相机记录在同

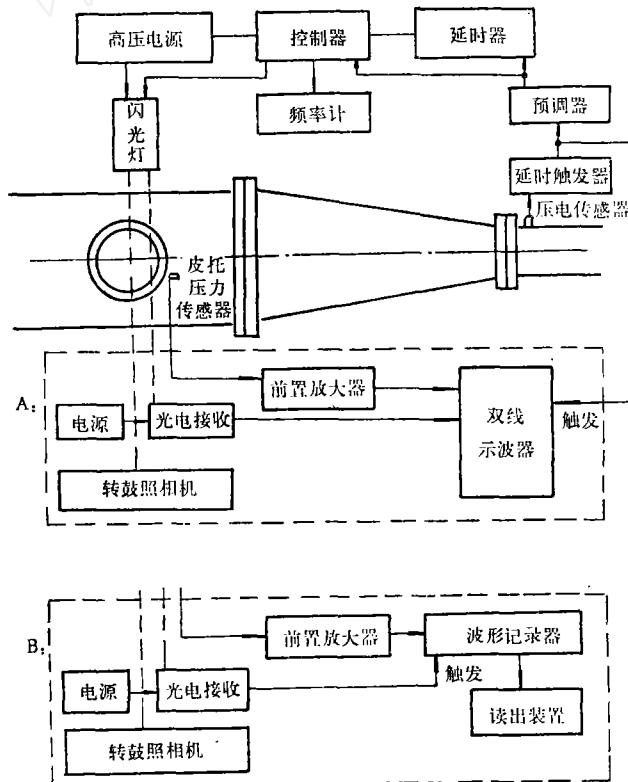


图1

一幅照片上，因此对于记录小模型的运动情况，无论同步、判读都是较方便的。

轻模型是能否在短试验时间内获得较角运动的关键，现已成功地采用了硬质聚胺脂泡沫塑料，模注成型作为模型外壳，并以铅为配重来调整所要求的重量和重心位置。现以底部直径为 2 厘米的典型尖锥模型为例，其旋转半径 ( $r_c = \sqrt{I_y/m}$ ) 约为 0.5~0.7 厘米。模型的转动惯量及重心位置均由本实验室研制的惯量仪<sup>[4]</sup>和改制的重心天平测出，测量精度分别为  $\pm 1 \times 10^{-5}$  克·厘米·秒<sup>2</sup> 及  $\pm 0.15$  毫米。为了考察底部流动对动稳定性的影响，实验中对重心位置在  $X_{cg}/L=0.4$  的模型，其底部部分是用 0.2 毫米赛璐珞薄片封上的。

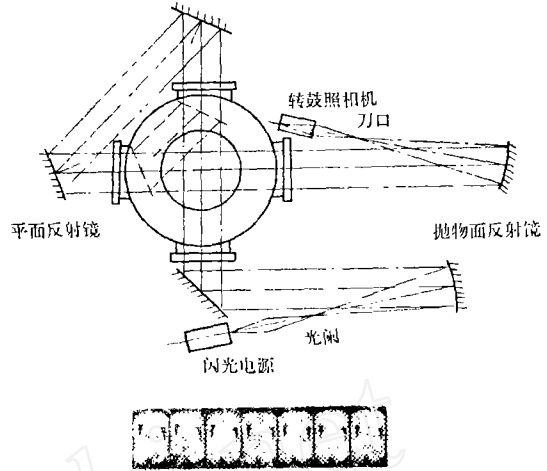


图 2

## 二、数据的测读和换算

第一组数据的判读，是采用读点坐标的方法来测角的。即用 HCZ-1 立体坐标量测仪按模型影象轮廓每边测读 5~6 个坐标点，由此确定的方位角，或然误差为  $\pm 0.05^\circ$ 。

第二组数据，采用带有角分辨率达  $\pm 1'$  的测角目镜的工具显微镜直接测读模型方位角，其或然误差约为  $\pm 0.1^\circ$ 。

对于无滚转的轴对称模型的平面自由飞运动，其角运动规律可表达为：

$$\ddot{\theta} - \left[ (C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) - \frac{I}{md^2} C_{L\alpha} \right] \frac{d^2}{V} \frac{qs}{I} \dot{\theta} - C_{ma} \frac{qsd}{I} \theta = C_{ma} \frac{qsd}{I} \quad (1)$$

式中， $\theta$ ——模型在实验室固连坐标系中的俯仰方位角，带点的是对时间的导数；

$C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}$ ——模型的俯仰阻尼力矩系数；  $C_{ma}$ 、 $C_{L\alpha}$ ——模型的静导数；

$C_{ma}$ ——由小不对称引起的力矩系数。

从模型的平面角运动来换算气动系数，我们采用恰普曼-科克 (Chapman-Kirk) 方法<sup>[5]</sup> (以下简称“C-K 方法”)。该方法直接从处理运动微分方程入手。当考虑动压随时间变化时，方程(1)可改写为：

$$\ddot{\theta} + c_1 q(t) \dot{\theta} + c_2 q(t) \theta = c_3 q(t) \quad (2)$$

式中 
$$c_1 = - \left[ (C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) - \frac{I}{md^2} C_{L\alpha} \right] \frac{d^2}{V} \frac{S}{I};$$

$$c_2 = -C_{ma} \frac{sd}{I}; \quad c_3 = C_{ma} \frac{sd}{I}; \quad \text{而 } c_3 = \theta(0), \quad c_4 = \dot{\theta}(0)。$$

对于这一方程,可设想存在一个解,表达为:

$$\theta(t_i) = \theta_0(t_i) + \sum_{j=1}^5 \left( \frac{\partial \theta}{\partial c_j} \right)_i \Delta c_j + \dots \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (3)$$

只要  $\theta$  的函数性质良好,我们就可定义一个新的参数  $P_j$  并对时间求导如下:

$$\left. \begin{aligned} P_j &= \frac{\partial \theta}{\partial c_j} \\ P_j' &= \frac{\partial P_j}{\partial t} = \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial c_j} \\ P_j'' &= \frac{\partial \ddot{\theta}}{\partial c_j} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

如将方程(2)分别对各系数  $c_j$  求微分,整理后可得下列参数微分方程组:

$$\left. \begin{aligned} P_1' + c_1 q(t) P_1' + c_2 q(t) P_1 &= -\dot{\theta} q(t) \\ P_2' + c_1 q(t) P_2' + c_2 q(t) P_2 &= -\theta q(t) \\ P_3' + c_1 q(t) P_3' + c_2 q(t) P_3 &= 0 \\ P_4' + c_1 q(t) P_4' + c_2 q(t) P_4 &= 0 \\ P_5' + c_1 q(t) P_5' + c_2 q(t) P_5 &= q(t) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

初始条件:  $t=0$  时

$$\begin{aligned} P_1 = P_2 = P_4 = P_5 &= 0 & P_3 &= 1 \\ P_1' = P_2' = P_3' = P_5' &= 0 & P_4' &= 1 \end{aligned}$$

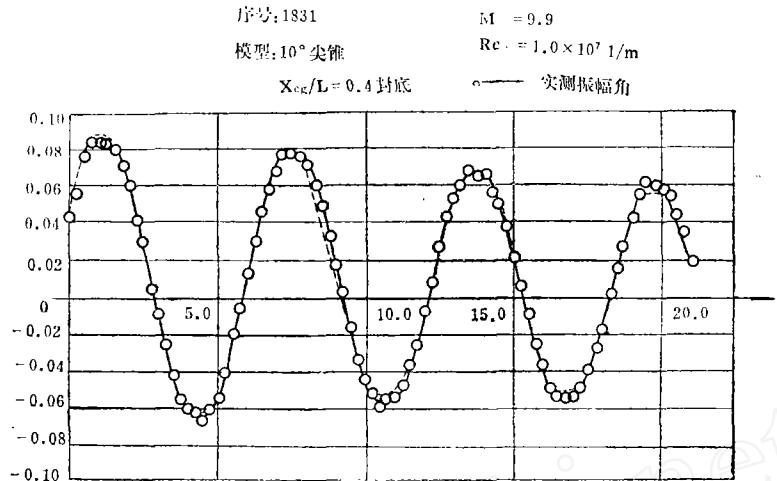
虽然这是一个变系数的线性微分方程组,但对方程(2)数值积分后,便可求出  $\theta$  和  $\dot{\theta}$ ,并在已知  $c_j$  初值和动压历程的情况下,对方程组(5)数值积分,便可解出  $P_j$ 。於是参照式(3),运用微分修正的最小二乘方法来与实测角运动数据相拟合,从而求得各系数的修正值  $\Delta c_j$ ,然后对  $c_j$  初值进行修正。如此反复迭代,便可获得与实验观测运动最佳拟合的气动系数值。

为了对比起见,我们又按文献[6]的三周期法对数据作了处理。对动压为常值的激波管风洞所得结果,两种换算方法得到的静、动稳定性导数都比较一致。但在处理动压随时间为直线递增的炮风洞所得结果时,由两种方法算得的静稳定导数虽然仍十分一致,但俯仰阻尼力矩系数则有明显差别。图3给出一次典型的实验结果。

图3分别画出了由两种方法拟合所得气动系数给出的运动形态和实验测定角运动的比较。可以看出,在这种周期数较少而每一周期中数据点较多的情况下,C-K方法显然更为合适且有较高的拟合精度。此外,C-K法对于气动系数的非线性特征,也可较为方便地加以考虑。

对所得的气动力系数的精度,除了与拟合的标准误差  $SD(\theta)$  有关外,还与流动条件、模型参数的确定及数学模型的设定有关。这里  $SD(\theta)$  定义如下:

$$SD(\theta) = \left[ \frac{\sum_{i=1}^n (\theta_{\text{实}} - \theta_{\text{计}})^2}{n - N_1} \right]^{1/2} \quad (6)$$



方法	三周期法 [6]	参数微分法 [5]
结果 $\omega d/2V$	0.0068	0.0066
$C_{m\alpha}$	-1.44	-1.45
$C_{m\dot{\alpha}} + C_{m\ddot{\alpha}}$	-4.63	-3.01
SD( $\theta$ )	0.014	0.003
图 例	.....	—

图 3

式中,  $N_1$  为参与拟合的未知数的个数,  $n$  为数据点的总点数。如果我们仅仅考虑由  $SD(\theta)$  引起的阻尼因子的标准误差, 而其它值为精确量时, 只要设  $N$  为整数, 近似可得

$$SD[\lambda] = \left[ \frac{6SD^2(\theta)}{K^2 \left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^2 N^3 n_1 \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{2\pi}{\omega}\right) \lambda N\right]} \right]^{1/2} \quad (7)$$

这里阻尼因子

$$\lambda = \frac{\left[ (C_{m\dot{\alpha}} + C_{m\ddot{\alpha}}) - \frac{I}{md^2} C_{L\alpha} \right] \pi q d^4}{8IV} \quad (8)$$

而  $K$  为最大振幅角,  $N$  为拟合的周期数,  $n_1$  为每一周期中数据点的点数。我们按两组实验的典型条件, 可得如图 4 的曲线。

从图 4 可以看到,  $SD(\lambda)$  是与  $SD(\theta)$  成正比的, 且比例值强烈依赖于拟合的周期数。在周期数较少时, 误差会很快上升, 这时可由增加每一周期中的数据点数来加以弥补。而流动条件的脉动及其它参数的测定误差所引起的对阻尼力矩系数的误差, 将由实验的重复性考察来得到。

在数据换算的两种方法中, 系数的初值均由实验记录角运动的图示值给出。C-K 法

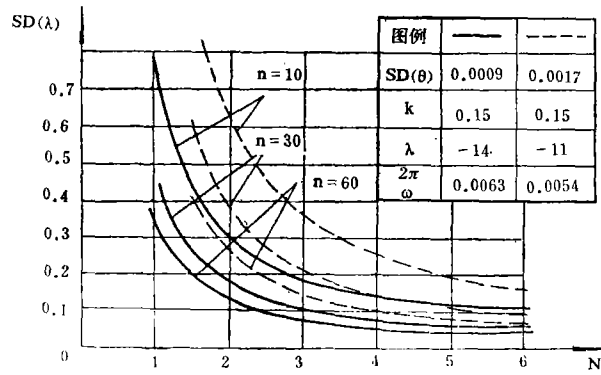


图 4

收敛情况也是令人满意的, 以 1831 次实验为例, 残差的平方和逐次迭代分别为 0.0069、0.0008、0.0007、0.0007。

正如图 4 表明的那样, 在数据换算中取不同数据段长度, 对阻尼系数有较大影响。表 2 列出了 1836 次实验按不同段长所得之结果。

表 2. 不同的拟合数据段长度对结果的影响(动压取为常数)

实验序号		1836					
所取拟合的点数		105	85	65	45	35	25
相应的周期数		5.1	4.1	3.2	2.2	1.7	1.2
包括的峰值数		10	8	6	4	3	2
拟合结果	$C_{m\dot{\alpha}}$	-1.014	-1.018	-1.014	-1.002	-0.995	-1.061
	$C_{m\dot{q}} + C_{m\dot{\alpha}}$	-2.63	-2.55	-2.63	-2.85	-2.14	-1.90
	SSR	0.00418	0.00238	0.00115	0.000207	0.00009	0.00808
	$SD(\theta)$	$6.3 \times 10^{-3}$	$5.3 \times 10^{-3}$	$4.2 \times 10^{-3}$	$2.1 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$	$2.01 \times 10^{-3}$

结果表明, 当所取运动周期数大于 2 以后, 影响不大; 当周期数略大于 1.5 周, 但每周数据点较多的情况下, 仍可粗糙地反映出动导数的数值规律; 而周期数再少, 则很难得到有效的动导数值。

### 三、结果和讨论

在激波管风洞  $M_\infty = 9.6$  状态下, 从对相对重心位置  $x_{cg}/L = 0.4$  的  $10^\circ$  和  $11^\circ$  半锥角模型取得的静、动稳定性导数来看, 随半锥角的加大, 阻尼值有所下降。此外, 不论  $10^\circ$  锥或  $11^\circ$  锥, 当模型底部封口时, 阻尼力矩系数均比不封口的大得多, 如图 5 所示。这说明, 在这种流动条件下, 模型底部区域的流动情况会极大地影响其动稳定性, 而对静稳定性则几乎没有影响。这一结果, 进一步在炮风洞  $M_\infty = 9.9$  的实验中得到证实, 这

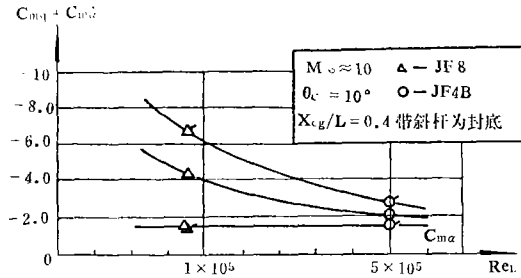
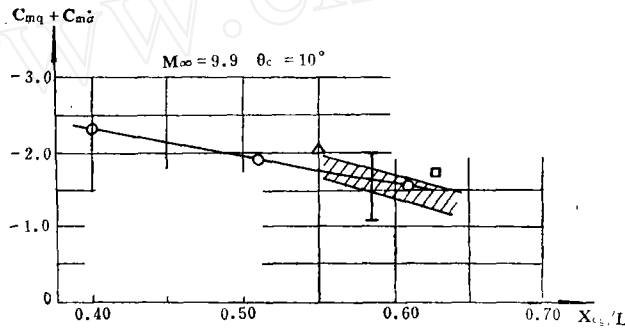


图 5

时的  $10^\circ$  锥，封底后阻尼系数约增加 25%。这说明，这种影响是强烈地依赖于  $Re_L$  数的值，在较小的  $Re_L$  数情况下，底部的流动情况对阻尼的影响更大。而激波管风洞中所得阻尼值偏高，也主要归因于  $Re_L$  数的不同。

在炮风洞  $M_\infty=9.9$  状态下，对相对重心位置为 0.4、0.5、0.6 的  $10^\circ$  半锥角模型测得了俯仰阻尼力矩系数，对每组三次实验其最大散布不超过  $\pm 20\%$ 。这些结果画在图 6 中。图中还画出了国外的弹道靶和风洞用自由飞方法及天平所得的结果<sup>[7]</sup>。可见，本实



模型自由飞

图例	$Re_L$	$\omega d/2v$	备注
○	$0.5 \times 10^6$	0.003~0.009	力学所 JF-4B
△	$1 \times 10^6$	0.003	AEDC Tun, C
□	$0.4 \times 10^6$	0.0012	VKF Range G

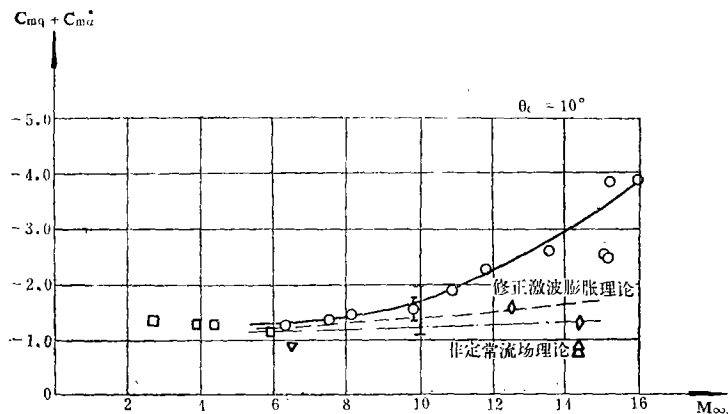
支杆模型 AEDC Tun, C		
图例	$Re_L$	$\omega d/2v$
▨	$\approx 10^6$	0.002~0.004
I	$0.36 \times 10^6$	0.0024~0.0125

图 6

验显示出与国外实验结果一致的变化趋势，即当重心位置后移时，静稳定锥模型的动稳定性几乎是直线下降的。

图 7 画出了炮风洞中相对重心位置为 0.6 的  $10^\circ$  半锥角模型的阻尼值，并与相近实验条件下由其它设备、其它方法所得结果作了比较。由图可见，本文结果与国外弹道靶中模型自由飞所得阻尼值的趋势完全一致，而且量值也十分接近。

总的来看，我们可以得到以下结论：



图例	cg	$Re_L$	$\omega d/2v$	备注
⊖	61	$0.5 \times 10^6$	0.0033	力学所 JF-4B 自由飞
○	63	$0.38 \sim 0.45 \times 10^6$	0.0010~0.0018	VKF Range G 自由飞
□	64	$0.8 \times 10^6$	0.005	JPL 风洞支杆模型
◇	60	$0.65 \times 10^6$	0.0026~0.0070	ARL 风洞支杆模型
△	54.8	$1.79 \times 10^6$	0.0147	LTV 风洞支杆模型
▽	58	$1.79 \times 10^6$		Univ. Southampton 模型
I	58.7	$0.35 \times 10^6$	0.0024	VKF Tun.c 模型

图 7

本实验结果的量值和规律与国外实验结果一致,表明这里所采用的测量方法、测试系统是切实可行的,所得结果是可靠的,可以用来开展动稳定性的实验测量和研究。与常规高超声速风洞或自由飞弹道靶相比,在脉冲型高超声速设备中用模型自由飞方法开展动稳定性的实验研究,不仅方法简单易行、切实可靠,而且明显地具有投资少、试验周期短等优点。因此,对于我国的具体情况,这是一种有发展前途的实验技术。

## 参 考 文 献

- [1] K. R. Enkenhus, B. E. Richards and S. Culotta, Free Flight Stability Measurements in the Longshot Tunnel. The 8th International Shock Tube Symposium, July 1971.
- [2] G. Requardt, W. Wyborny, An Aerodynamic Free Flight System for a Gun Tunnel, ICIASF, 73 Record, 1973.
- [3] 马家骥、唐宗衡、张小平、郭燕萍, 激波管风洞中锥模型静、动稳定性导数的测量, 力学学报, 1 (1980).
- [4] 唐宗衡、马家骥, 一种轻模型转动惯量测定仪, 力学与实践, 2 (1979).
- [5] G. T. Chapman, D. B. Kirk, A New Method for Extracting Aerodynamic Coefficients from



Free Flight Data, *AIAA. J.* 8, 4 (1970).

- [6] R. S. Eikenberry, Analysis of the Anegular Motion of Missiles, SC-CR-70-6051, Feb, 1970.  
[7] C. J. Welsh et al., Free Flight Investigation of the Aerodynamic Characteristics of a Cone at High Mach Numbers, *AIAA. J.* 8, 2 (1970).

## FREE FLIGHT METHOD IN HYPESONIC IMPULSE TYPE TUNNELS FOR STATIC AND DYNAMIC STABILITY STUDY

Ma Jiahuan, Tang Zongheng, Zhang Xiaoping  
(*Institute of Mechanics, Academy of Science*)

### Abstract

The paper describes the free flight testing technique in hypersonic impulse type tunnels for stability study. The experiments were carried out, as a practical example, in a shock tunnel at Mach 9.6 and in a gun tunnel at Mach 9.9. About two and five cycles of angular motion of a 10 deg-sharped cone were obtained in two facilities respectively. The data were recorded by 2D-high speed photography and then reduced according to the Tricycle Theory and parameter differential method given by G. T. Chapman and D. B. Kirk. The results show that the pitch damp of a sharped cone model decreases with the increasing of cone angle slightly and the damp varies with the location of gravity center almost linearly. The dynamic stability derivatives obtained from the gun tunnel agree fairly with that from ballistic ranges in similar conditions.

It can be concluded that the free flight method is available for studying dynamic stability in a hypersonic impulse type tunnel. Comparing with the ballistic range, apparently it is an economical and efficient way to study stability in an intermittent facility.