

细长翼摇滚的气动特性

何龙德 姜俊成

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

摘要 对细长翼摇滚的一组典型的滚转角随时间变化的实验数据进行参数辨识, 并用改进的单自由度数学模型, 计算其非线性滚转阻尼特性后表明, 当机翼摇滚由小振幅逐渐发展为大振幅的平衡状态时, 其阻尼导数始于某一正值, 且随振幅的增加而减小, 最后便趋于零。而非线性阻尼力矩的变化幅值, 则是正比于角振幅的变化率, 其峰值便出现在振幅变化最陡的位置。

关键词 机翼摇滚 大振幅 非线性滚转阻尼 动稳定性

1 引言

由于尖前缘细长翼能够改善大攻角时的气动特性, 因而为现代战斗机和导弹所采用。然而, 当飞行攻角足够大时由于出现机翼摇滚而其机动性便受到很大的限制。机翼摇滚(wing rock)是一种以滚转方向为主的持续振荡, 是横向不稳定现象。它使机翼阻力增加, 平均升力下降, 而且导致有害的纵横向耦合。

为了预测和防止机翼摇滚, 国外近十年来对细长翼摇滚现象进行了一些实验研究和理论分析^[1~7]。这些研究表明, 机翼摇滚是为流动的非对称所激发, 分离流、涡的形成、涡运动和涡破裂, 以及非定常滞后是导致机翼摇滚的重要因素。因而国外的研究工作大都是集中于流场特性的研究上, 如对涡核和涡破裂位置的测量等^[3, 4]。由于流场特性是通过气动载荷来影响和控制机翼摇滚, 而机翼摇滚又反过来影响和改变流场特性, 因此对机翼摇滚气动特性的研究同样是十分必要的。对于机翼摇滚时其非线性阻尼特性有何变化, 它与机翼摇滚有何内在联系等问题, 在国外已有的文献中却很少论述。而国内似乎尚未开展对机翼摇滚的研究, 这方面没有见到公开发表的文章。鉴于我国一些新研制的战术导弹已采用大后掠细长翼的气动布局, 因此应开展机翼摇滚的研究, 以适应型号发展的需要。

本文从风洞实验着手, 对一组典型的实验数据^[3]进行参数辨识, 提供了细长翼在作摇滚运动时其非线性阻尼特性的变化历程。这些结果有助于人们从另一角度了解和认识机翼摇滚的机理、起因和气动参数的影响。文中参数辨识和数据拟合仅仅是做为一种数

1994年6月18日收稿, 8月23日修回。

学工具和手段来使用的。关于飞行器的气动参数辨识, 国内外已有很多研究论文发表, 本文不再赘述。

2 数学描述

细长翼摇滚的数学模型, 主要有单自由度和三自由度模型^[2]。由于单自由度数学模型简单、实用, 且能反映细长翼摇滚的基本特征, 因而近期的实验研究及其理论分析大都是采用此数学模型^[3, 4]。对于机翼摇滚, 提出如下改进的单自由度数学模型:

$$\ddot{\varphi} = \frac{\bar{q} sb}{I_x} \left\{ C_{l_0} + C_{l_\beta} \beta + C_{l_\alpha} \alpha + \left[C_{l_{\beta_0}} + C_{l_{\beta\beta}} |\beta| + C_{l_{\beta\alpha}} |\alpha| + C_{l_{\beta\dot{\beta}}} \left| \frac{\dot{\varphi} b}{2V_\infty} \right| \right] \frac{\dot{\varphi} b}{2V_\infty} \right\} \quad (1)$$

其中滚转角速度 $\dot{\varphi}$ 、攻角 α 和侧滑角 β 分别为, $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}$, $\alpha = \arctg(\cos\varphi \tan\alpha_T)$, $\beta = \arcsin(\sin\varphi \sin\alpha_T)$ 。这里, α_T 为模型安装角, 也就是机翼滚转角 $\varphi = 0^\circ$ 时的机翼攻角。式(1)中 \bar{q} 、 s 、 b 和 I_x 分别为来流动压、机翼面积、展长和机翼绕其纵轴的转动惯量。当状态量 α 、 β 、 $\dot{\varphi}$ 作为下标出现时, 则表示滚转力矩系数 C_l 对该状态量的偏导数如 $C_{l_\beta} = \partial C_l / \partial \beta$, $C_{l_{\dot{\varphi}\beta}} = \partial C_l / \partial (\dot{\varphi} b / 2V_\infty)$ 。若在式(1)中去掉 C_{l_α} 和 $C_{l_{\beta\alpha}}$ 项便是文献[2]采用的数学模型。由于大攻角是机翼摇滚的重要条件, 因此将瞬时攻角 α 作为一个状态量在数学模型中出现是更为合理的。

在文献[3]中只给出细长翼模型的几何尺寸和流动雷诺数, 却没有具体给出模型转动惯量 I_x 和风洞来流速度 V_∞ 值。于是, 本文假定机翼模型所用材料为铝的情况下, 根据模型尺寸, 计算出转动惯量 $I_x = 0.3309 \times 10^{-3} \text{kgm}^2$; 由实验雷诺数换算出的风洞来流速度为 $V_\infty = 10 \text{m/s}$ 。因为这些值在下面确定无量纲气动导数时就要用到。

用方程(1)和多元线性回归法, 对图1细长翼的滚转角随时间变化的实验数据进行拟合, 辨识出方程(1)的气动导数如下(除了 C_{l_0} 均为气动导数)

$$\begin{aligned} C_{l_0} &= -4.8104 \times 10^{-4}, & C_{l_\beta} &= -2.2644 \times 10^{-1} \\ C_{l_\alpha} &= 9.3091 \times 10^{-4}, & C_{l_{\beta_0}} &= -1.0925 \times 10^{-1} \\ C_{l_{\beta\beta}} &= 3.4507 \times 10^{-3}, & C_{l_{\beta\alpha}} &= 3.5229 \times 10^{-1} \\ C_{l_{\beta\dot{\beta}}} &= -1.2604 \end{aligned}$$

如前所述, 在参数辨识时用的是 I_x 和 V_∞ 估算值, 因而上述气动导数值与用实际模型的 I_x 和 V_∞ 值时所算出的结果之间可能相差某一比例因子。但这些并不影响后面的分析工作。因为我们的主要兴趣在于气动特性的变化趋势和各气动导数之间的相互关系, 而不是单个气动导数的量值大小。

Beecham 和 Titchener 曾提出了单自由度的分析方法^[6], 然而将此方法应用到机翼摇滚问题的则是 Nguyen 等人^[1], 其后是 Hsu 和 Lan^[2]。下面由方程(1)出发, 推导出平衡状态下机翼摇滚的角振幅 A 和滚转圆频率 ω 的解析表达式。非线性阻尼导数为方程(1)右端的中括号项, 即

$$C_{l_p} = C_{l_{p_0}} + C_{l_{p_\beta}} |\beta| + C_{l_{p_\alpha}} |\alpha| + C_{l_{p_{\dot{\varphi}}}} |\dot{\varphi} b / 2V_\infty| \quad (2)$$

滚转阻尼力矩系数为

$$\Delta C_l = C_{l_p} \cdot \dot{\varphi} b / 2V_\infty \quad (3)$$

阻尼功率为

$$\dot{W} = \Delta C_l \cdot \dot{\varphi} b / 2V_\infty \quad (4)$$

对于大振幅平衡状态, 振幅 A 和圆频率 ω 随时间 t 的变化很小, 故取为常数。假定滚转角 $\varphi = A \cos \omega t$, 并有关系式

$$\int_0^{2\pi/\omega} \dot{W} dt = 0 \quad (5)$$

为了便于积分, 将 β 和 α 以级数展开, 并保留到 φ^3 项, 则

$$|\beta| = |\arcsin(\sin \varphi \sin \alpha_T)| \approx A |\cos \omega t| \sin \alpha_T$$

一般来说, $\alpha_T \geq 0$ 时, $|\alpha| = \alpha$, 故

$$\alpha = \arctg(\cos \varphi \tan \alpha_T)$$

$$\approx \cos \varphi \tan \alpha_T - \frac{1}{3} \cos^3 \varphi \tan^3 \alpha_T + \frac{1}{5} \cos^5 \varphi \tan^5 \alpha_T + \dots$$

$$\approx \alpha_T - \frac{1}{4} A^2 \sin 2\alpha_T \cos^2 \omega t$$

将 β 和 α 展开式代入式(5)积分, 经整理可得

$$\sin 2\alpha_T C_{l_{p_\alpha}} A^2 - \frac{64}{3\pi} \left(C_{l_{p_\beta}} \sin \alpha_T + C_{l_{p_{\dot{\varphi}}}} \frac{\omega b}{V_\infty} \right) A - 16(C_{l_{p_0}} + C_{l_{p_\alpha}} \alpha_T) = 0 \quad (6)$$

令

$$B = (64/3\pi) (C_{l_{p_\beta}} \sin \alpha_T + C_{l_{p_{\dot{\varphi}}}} \omega b / V_\infty)$$

于是振幅 A 可表示为

$$A = \frac{B + \sqrt{B^2 + 64 C_{l_{p_\alpha}} \sin 2\alpha_T (C_{l_{p_0}} + C_{l_{p_\alpha}} \alpha_T)}}{2 \sin 2\alpha_T C_{l_{p_\alpha}}} \quad (7)$$

由式(7)可以看出, 由于 $B < 0$, 所以当 $C_{l_{p_0}} + C_{l_{p_\alpha}} \alpha_T = 0$ 时振幅 A 为零。此时所对应的 α_T 表示为 α_T^* 。将上述辨识结果 $C_{l_{p_0}} = -0.10925$, $C_{l_{p_\alpha}} = 0.35229$ 代入关系式 $C_{l_{p_0}} + C_{l_{p_\alpha}} \alpha_T^* = 0$, 可得

$$\alpha_T^* = 0.3101 \text{ rad} \approx 18^\circ$$

这就是说, 当安装角 $\alpha_T < \alpha_T^*$ 时细长翼不出现摇滚运动。这一结论与文献[1, 6]的实验结果基本吻合。他们的实验结果表明, 细长翼出现摇滚时所对应的最小模型安装角为 20° 左右。由于在方程(1)中出现 $C_{l_{p_\alpha}}$ 项, 所以由式(7)能导出机翼摇滚的临界安装角 α_T^* 。这是本文关于机翼摇滚的单自由度数学模型优于文献[2]单自由度数学模型之处。

求圆频率 ω 时, 因方程(1)的阻尼力矩项远小于静态力矩项可忽略, 然后将 β 和 α 展开式代入方程, 经整理可得

$$\ddot{\varphi} = (\bar{q} s b / I_x) [(C_{l_0} + C_{l_\alpha} \alpha_T) + \sin \alpha_T C_{l_\beta} \varphi - 0.25 \sin 2\alpha_T C_{l_\alpha} \varphi^2]$$

在上式中, φ^3 项和 φ 的一次项相比可略去, 而用以表示振荡的非对称效应的非齐次项并

不影响圆频率的大小，于是将上式简化为如下形式

$$\ddot{\varphi} = (\bar{q} sb/I_x) C_{l_p} \sin\alpha_T \cdot \varphi$$

把 $\varphi = A \cos \omega t$ 代入，可得

$$\omega = [(-\bar{q} sb/I_x) C_{l_p} \sin\alpha_T]^{1/2} \quad (8)$$

将对图 1 实验曲线进行拟合而得到的气动导数，以及模型参数和风洞来流参数代入 A 和 ω 的表达式而给出的预测值为

$$A = 45.5^\circ, \quad \omega = 10.0 \text{ rad/s}$$

3 结果与讨论

文献[3]的机翼摇滚实验是在美国圣母玛利亚大学实验段截面积为 2 英尺 \times 2 英尺的低湍流度亚音速风洞中进行的，实验雷诺数约为 3.5×10^5 。机翼模型是具有 80° 前缘后掠角的细长三角翼，其中心弦长为 42.53cm，模型厚度为 0.41cm。

图 1 是具有 80° 前缘后掠角的细长三角翼在出现摇滚时，其滚转角 φ 随时间 t 的变化历程，是一组十分典型的实验数据^[3]。可以看出 $\alpha_T = 30^\circ$ 安装角下，细长翼模型由初始状态的很小滚转角逐渐发展为大振幅的平衡状态。本文首先对这组实验数据进行拟合而得到方程(1)的各气动导数，然后将这些气动导数代入方程(1)作数值积分，便给出如图 2 所示的滚转角随时间变化的拟合曲线。从图 1 和图 2 可以看出，除了在 $t = 15\text{s}$ 附近振幅

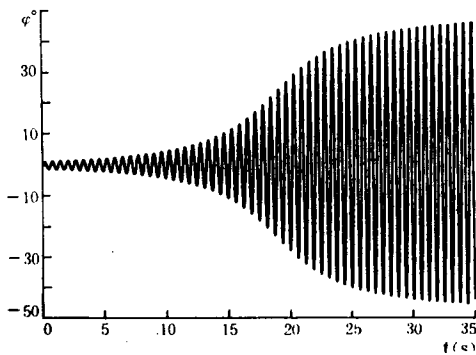


图 1 机翼滚转角 φ 随时间 t 的变化
——实验曲线^[3] $\alpha_T = 30^\circ$

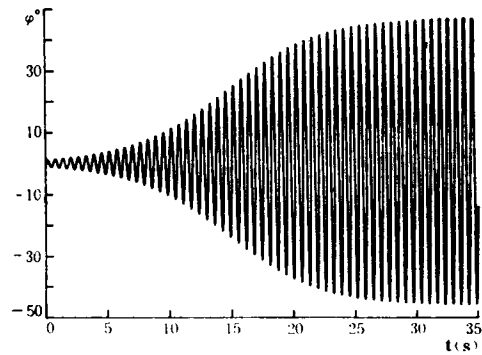


图 2 机翼滚转角 φ 随时间 t 的变化
——拟合曲线 $\alpha_T = 30^\circ$

变化很陡的位置外，拟合曲线与实验曲线颇为一致。在大振幅平衡状态下，振幅 A 和圆频率 ω 的预测值 $A = 45.5^\circ$ ， $\omega = 10.0 \text{ rad/s}$ 同实验值很接近。由于用方程(1)和多元线性回归法对实验数据进行拟合而辨识出的气动导数能够反映图 1 曲线的基本特征，因而其辨识结果是可信的。

为了对机翼摇滚时其滚转阻尼特性随时间的变化历程有一个比较直观而清楚的了解，在图 3、4 和 5 中分别给出了非线性阻尼导数 C_{l_p} 、阻尼力矩系数 ΔC_l 和阻尼功率 \dot{W} 曲线。由运动物体的稳定性分析可知，细长翼的滚转角振幅由小变大时，其阻尼导数 $C_{l_p} > 0$ ；反之，振幅由大变小时， $C_{l_p} < 0$ ；对于平衡状态即振幅不随时间变化时，

平均阻尼为零。这三种情况分别对应于不稳定、稳定和临界状态。从图3可以看出,阻

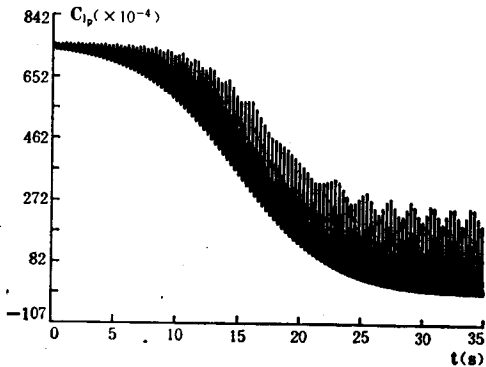


图3 非线性阻尼导数 C_{1p} 随时间 t 的变化

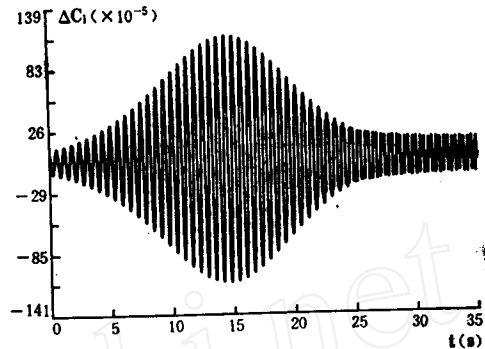


图4 阻尼力矩系数 ΔC_1 随时间 t 的变化

尼导数由初始时的某一正值随振幅的增加而逐渐减小,当接近于大振幅平衡状态时,阻尼导数便趋于零。其非线性滚转阻尼特性的变化规律与运动物体的稳定性分析结论是一致的。图4所示滚转阻尼力矩曲线呈枣核形,基本上是上下、左右对称的。而图5所示阻尼功率曲线则是山包形左右对称的。其最大峰值均出现在滚转角振幅变化最陡的位置,这是因为此时气流对机翼所作的功为最大所致。而接近于大振幅平衡状态时,阻尼力矩和阻尼功率也都趋于零。因此,可以认为阻尼力矩和阻尼功率的变化幅值正比于角振幅的变化率。

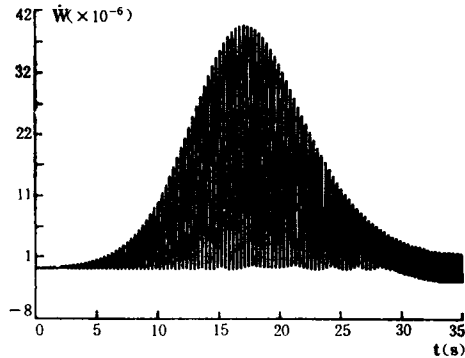


图5 阻尼功率 \dot{W} 随时间 t 的变化

4 结 论

经过上述计算、分析和讨论,对于低速时细长翼的摇摆问题,可得出如下主要结论:

(1) 细长翼摇摆由小振幅逐渐发展为大振幅的平衡状态时,其非线性阻尼导数 C_{1p} 始于某一正值,且随振幅的增加而减小,最后便趋于零。

(2) 对于细长翼摇摆,阻尼力矩和阻尼功率的幅值正比于角振幅的变化率 dA/dt 。因此,其最大幅值均出现在角振幅变化最陡的位置。

(3) 当模型安装角 $\alpha_T < 18^\circ$ 时,细长翼不出现摇摆现象。本文数学模型的这一推论与已有的实验结果相吻合。

(4) 本文基于实验数据而得到的细长翼摇摆的非线性阻尼特性的变化规律与运动物体的稳定性分析结论是一致的。因而其结果是合理而可信的,所用的数学模型也是正确的。

参 考 文 献

- 1 Nguyen L T, et al., AIAA-81-1883, 1981.
- 2 Hsu C-H, Lan C E, AIAA-85-0199, 1985.
- 3 Arena A S Jr, Nelson R C, AIAA-89-3348, 1989.
- 4 Morris S L, Ward D T, AIAA-89-3349, 1989.
- 5 Ericsson L E, AIAA-87-2496, 1987.
- 6 Leven D, et al., *J. Aircraft*, 1984, 21(1): 30~36
- 7 Schmidt L V, *J. Aircraft*, 1979, 16(3): 129~133
- 8 Beecham L J, Titchener I M, ARC RM 3651, 1969.

AERODYNAMIC CHARACTERISTICS OF SLENDER WING ROCK

He Longde Jiang Juncheng

(Institute of Mechanics, Academia sinica)

Abstract This paper develops a modified mathematical model of one degree of freedom for wing rock. The nonlinear roll damping characteristics of wing rock are provided by means of parameter identification to a typical experimental data. When wing rock motion developed from small roll amplitudes to large amplitudes of the equilibrium state, the roll damping derivatives started from a positive value reduce with roll amplitudes increasing and tend to zero. This ranges of oscillated nonlinear roll damping moment are in proportion to the rate of roll amplitudes variations. Thus the peak of the damping moment appears as variation of the roll amplitudes is maximum.

Key words wing rock large amplitude nonlinear roll damping dynamic stability