

文章编号: 1000-8055(2003)04-0563-07

控制力作用柔性喷管动力响应研究

史宏斌^{1,2}, 关正西², 侯 晓³

(1 中国航天科技集团公司 四院四十一所, 陕西 西安 710025;

2 第二炮兵工程学院 二系, 陕西 西安 710025;

3 中国航天科技集团公司 四院, 陕西 西安 710025)

摘要: 选择某锥筒式扩张段柔性喷管作为目标, 用弹簧模型取代柔性接头结构, 运用结构动力有限元方法, 纽马克差分格式, 对结构模型进行了动力载荷作用下的响应分析, 获得了三角波、正弦波和反正弦波三种激励下的结构响应结果。

关键词: 航空、航天推进系统; 柔性喷管; 动力响应; 有限元法

中图分类号: V 435⁺ . 23

文献标识码: A

Dynamic Response Study of Flexible Nozzle in a Solid Rocket Motor

SHI Hong-bin^{1,2}, GUAN Zheng-xi², HOU Xiao³

(1 The 41st Institute of the Fourth Academy of CAS, Xi'an 710025, China;

2 The Second Artillery Engineering Technology College, Xi'an 710025, China;

3 The Fourth Academy of CAS, Xi'an 710025, China)

Abstract: Based on the dynamic finite element method of structures, the response analysis of a flexible nozzle having a cone-cylinder-shaped divergent section is presented. The flexible joint is simply treated as a distributed spring and to which the Newmark difference method is applied. The numerical results are obtained when triangular wave excitation, sine wave excitation and arc-sine wave excitation are exerted correspondingly.

Key words: aerospace propulsion system; flexible nozzle; dynamic responses; finite element method

1 前言

为了考核喷管的结构可靠性, 同时检验柔性喷管与控制伺服系统的协调性, 在柔性喷管的研制过程中, 发动机与伺服系统要进行多次联合试车考核, 在不同的冷、热试车实验中, 喷管要经过多次不同信号的激励, 以获得喷管结构对这些激励的响应。这些不同的信号是通过在喷管扩张段

支耳施加不同力来完成的, 此时喷管的变形, 尤其是喷管扩张段上与控制系统直接相连的承力支耳的变形将直接牵连到控制问题。在柔性喷管推力向量控制中, 作动力是以比较强的冲击力形式作用的, 对在动力作用下, 喷管扩张段的变形, 尤其是扩张段上支耳的局部变形信息的了解程度会严重影响对固体发动机的控制精度。在实际的发动机在工作过程中, 所有的控制都是在动态过程中

收稿日期: 2002-06-03; 修订日期: 2002-09-11

作者简介: 史宏斌(1969-), 男, 陕西户县人, 中国航天科技集团公司四院高级工程师, 第二炮兵工程学院博士后, 主要从事固体火箭发动机设计研究

完成的,摆动控制中的摆角信息中不仅包含有力作用下的位移信息,同时还应有控制力作用处的速度、加速度信息,只有全面的了解到喷管这些方面的变形及变形的历程状况,才可能提高其控制效率和精度。由此看来,对柔性喷管进行动力作用下的响应研究是十分必要的。

本文简要介绍了结构动力分析有限元方法,对某柔性喷管模型^[1,2]进行了较深入的动力响应分析,获得了不同激励下柔性喷管动力响应结果。

2 结构有限元动力分析方法

2.1 有限元动力方程的质量矩阵和阻尼矩阵

2.1.1 动力方程

结构有限元动力方程为:

$$[M]\{\ddot{U}\} + [C]\{\dot{U}\} + [K]\{U\} = \{P(t)\} \quad (1)$$

式中, $[M]$ 是质量矩阵; $\{U\}$, $\{\dot{U}\}$ 和 $\{\ddot{U}\}$ 分别是节点位移、速度和加速度向量; $[C]$ 是阻尼矩阵; $[K]$ 是刚度矩阵; $\{P(t)\}$ 是广义载荷向量, 它是时间的函数。

在式(1)中, 第一项是惯性力, 第二项是阻尼力, 通常我们假定结构具有与速度成正比的粘性阻尼, 第三项是弹性恢复力。质量矩阵中元素 M_{ij} 是结点 j 的单位加速度在结点 i 引起的惯性力系数; 阻尼矩阵中元素 C_{ij} 是结点 j 的单位速度在结点 i 引起的阻尼力系数; 刚度矩阵中元素 K_{ij} 是结点 j 的单位位移在结点 i 引起的弹性恢复力系数。

2.1.2 质量矩阵

本计算所选取的质量矩阵为一致质量矩阵(协调质量矩阵)。

在位移法有限元中, 一个单元内任一点的位移向量 $\{u\}$ 采用各节点的位移向量 $\{U\}$ 进行插值, 即:

$$\{u\} = [N]\{U\} \quad (2)$$

式中, 矩阵 $[N]$ 是形函数矩阵, 它是空间坐标的函数, 与时间无关。单位质量材料上的惯性力是:

$$\{f_u\} = \rho \frac{d^2\{U\}}{dt^2} = \rho[N]\{\ddot{U}\} \quad (3)$$

式中, ρ 是材料密度, 在用虚功原理推导有限元方程时, 所有的实际力乘以给定的虚位移得到虚功。惯性力的虚功是:

$$\{\delta u\}^T \cdot \{f_u\} = \{\delta u\}^T \rho [N] \{\ddot{U}\} = \{\delta U\}^T [N]^T \rho [N] \{\ddot{U}\} \quad (4)$$

按照有限元法的推导步骤, 上式应是在整个单元上进行积分, 然后去掉各项中的相同因子 $\{\delta U\}^T$ 便得到(1)式中的惯性力项:

$$\int_V [N]^T \rho [N] dV \{\ddot{U}\} \quad (5)$$

所以质量矩阵应是:

$$[M] = \int_V [N]^T \rho [N] dV \quad (6)$$

按此方法, 单元的动能计算与单元的应变能、外力势的计算方法是一致的, 故由此得到的质量矩阵称为一致质量矩阵或协调质量矩阵。

由此得到的单元质量矩阵是满阵(但质量矩阵仍是相对稀疏的)。

2.1.3 阻尼矩阵

阻尼的结构机理十分复杂, 既包括了周围介质与结构的相互作用, 又包括了结构材料自身的本构关系。它与周围介质的粘性、结构自身的粘性、内摩擦损耗等联系在一起, 故准确的描述阻尼还是一个在不断探索的研究工作。由于实际上阻尼的影响较复杂, 且又难以准确测定, 故在有限元计算中, 通常假定阻尼力正比于质点的运动速度, 或者正比于微元的应变速度。

当阻尼正比于质点的运动速度时, 单位体积上作用的阻尼力为:

$$[f_\alpha] = \alpha \rho \frac{\partial \{u\}}{\partial t} = \alpha \rho [N] \{\dot{U}\} \quad (7)$$

式中, α 是比例常数, 故此时动力方程中对应的阻尼力项是:

$$\int_V [N]^T \{f_\alpha\} dV = \alpha \int_V [N]^T \rho [N] dV \cdot \{\dot{U}\} \quad (8)$$

所以相应的阻尼系数矩阵是:

$$[C_\alpha] = \alpha \int_V [N]^T \rho [N] dV = \alpha [M] \quad (9)$$

若阻尼力正比于微元的应变速度, 则相应的阻尼应力为:

$$\{\sigma_\beta\} = \beta [D] \frac{\partial \{\epsilon\}}{\partial t} = \beta [D] [B] \{\dot{U}\} \quad (10)$$

式中, β 是比例常数, $[D]$ 是本构关系矩阵, $[B]$ 是应变-位移矩阵。阻尼应力相应的单元虚应变能是:

$$\int_V \{\delta \epsilon\}^T \{\sigma_\beta\} dV = \{\delta T\}^T \beta \cdot \int_V [B]^T [D] [B] dV \cdot \{\dot{U}\} \quad (11)$$

故相应的阻尼系数矩阵是:

$$[C_\beta] = \int_V [B]^T [D] [B] dV = \beta [K] \quad (12)$$

综合上述两种阻类型, 阻尼系数矩阵是:

$$[C] = [C_\alpha] + [C_\beta] = \alpha [M] + \beta [K] \quad (13)$$

这种阻尼称为 Reyleigh 阻尼, 它将阻尼用质量矩阵和刚度矩阵二者的线性组合来表示。将阻尼矩阵分成这两部分后, 常给我们的计算带来较大的方便。例如: 我们知道振型向量对于质量矩阵和刚度矩阵分别加权下正交, 从而使方程解耦。而阻尼阵分为上述两部分, 就可分别归于质量矩阵和刚度矩阵中, 从而也能对振型向量加权正交。

2.2 有限元动力方程的解法

为叙述方便, 将一般情况下的结构动力学方程(1)按 $\{x\}$ 为未知位移向量, $\{Q\}$ 为激励向量, 重写为:

$$[M] \ddot{\{x\}} + [C] \dot{\{x\}} + [K] \{x\} = \{Q\} \quad (14)$$

初始条件:

$$\{x\} = \{x\}_0, \quad \dot{\{x\}} = \{\dot{x}\}_0 \quad (15)$$

其中, $[M]$, $[C]$ 和 $[K]$ 仍分别是系统的质量矩阵、阻尼矩阵和刚度矩阵。

求解动力方程的一般方法有两类, 一类是按时间历程直接积分, 即在对控制方程进行数值积分之前不对方程做任何形式的变换, 直接用数值积分的方法在时域上一步步对方程进行积分; 另一类是模态叠加法, 即在求解控制方程前, 对方程进行某种数学变换, 使基底降低, 或使矩阵的带宽减小, 再进行求解。这两类方法从数学上截然不同, 但事实上二者密切相关。

直接积分法目前常用的有中心差分法(The central difference method)、纽马克法(The Newmark method)和威尔逊-θ法(The Wilson-θ Method)等等。本文计算按时间历程进行积分, 并

考虑结构几何非线性的影响, 差分格式用纽马克法。

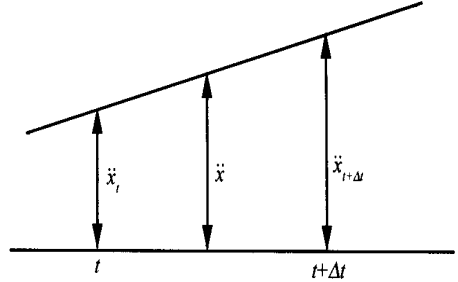


图1 纽马克法线性加速度假设

Fig 1 Linear acceleration hypothesis of Newmark method

纽马克法也可理解为线性加速度方法的扩展。图1给出了该方法的平均常数加速度方案。

纽马克法的差分格式为:

$$\begin{aligned} \{x\}_{t+\Delta t} &= \{x\}_t + \\ &[(1-\delta)\{x\}_t + \delta\{x\}_{t+\Delta t}]\Delta t \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \{x\}_{t+\Delta t} &= \{x\}_t + \{x\}_t \Delta t + \\ &[(0.5-\alpha)\{x\}_t + \alpha\{x\}_{t+\Delta t}]\Delta t^2 \end{aligned} \quad (17)$$

其中: α 和 δ 是参数, 根据积分的精度和稳定性要求来确定这两个参数。当 $\delta=1/2$, $\alpha=1/6$ 时此方法对应线性加速度法。

考虑时刻 $t+\Delta t$ 的平衡方程:

$$[M] \ddot{\{x\}}_{t+\Delta t} + [C] \dot{\{x\}}_{t+\Delta t} + [K] \{x\}_{t+\Delta t} = \{Q\}_{t+\Delta t} \quad (18)$$

由式(17)通过 $\{x\}_{t+\Delta t}$ 求出 $\ddot{\{x\}}_{t+\Delta t}$ 然后把 $\ddot{\{x\}}_{t+\Delta t}$ 代入式(16)中, 就得到 $\dot{\{x\}}_{t+\Delta t}$ 和 $\{x\}_{t+\Delta t}$ 的方程, 它们仅仅通过 $\dot{\{x\}}_{t+\Delta t}$ 来表示。把这两个关于 $\dot{\{x\}}_{t+\Delta t}$ 和 $\{x\}_{t+\Delta t}$ 的关系式代入(18)中, 求出 $\dot{\{x\}}_{t+\Delta t}$, 然后可求出相应的速度和加速度向量值。最终方程为:

$$\begin{aligned} &\left[[K] + \frac{1}{\alpha \Delta t^2} [M] + \frac{\delta}{\alpha \Delta t} [C] \right] \{x\}_{t+\Delta t} = \\ &\{Q\}_{t+\Delta t} + [M] \left[\frac{1}{\alpha \Delta t^2} \{x\}_t + \frac{1}{\alpha \Delta t} \{\dot{x}\}_t + \left(\frac{1}{2\alpha} - 1 \right) \ddot{x}_t \right] + \\ &[C] \left[\frac{\delta}{\alpha \Delta t} \{x\}_t + \left(\frac{\delta}{\alpha} - 1 \right) \{\dot{x}\}_t + \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\delta}{\alpha} - 2 \right) \ddot{x}_{t+\Delta t} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

$$\ddot{x}_{t+\Delta t} = \frac{1}{\alpha \Delta t^2} (\{x\}_{t+\Delta t} - \{x\}_t) - \frac{1}{\alpha \Delta t} \{\dot{x}\}_t - \left(\frac{1}{2\alpha} - 1 \right) \ddot{x}_t \quad (20)$$

$$\dot{x}_{t+\Delta t} = \{\dot{x}\}_t + (1-\delta)\Delta t \ddot{x}_t + \delta \Delta t \ddot{x}_{t+\Delta t} \quad (21)$$

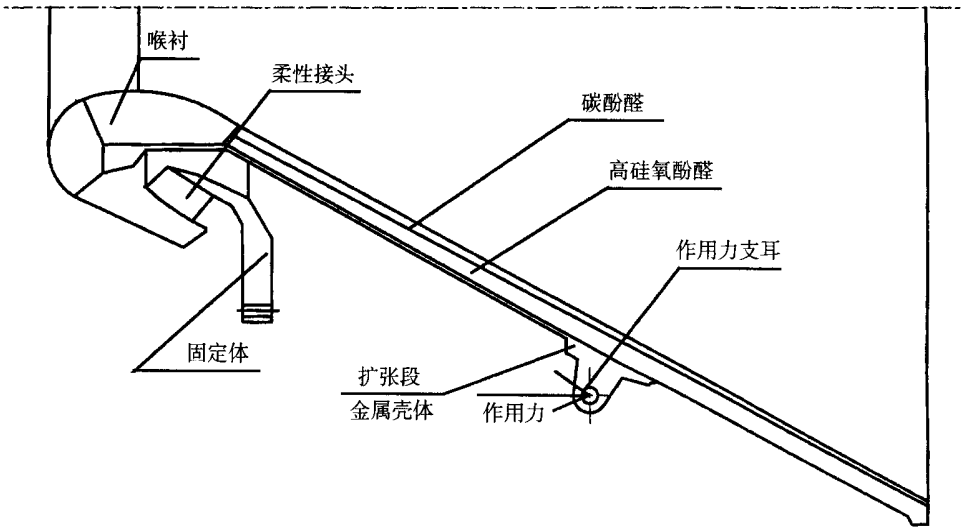


图2 喷管结构示意图

Fig. 2 Flexible nozzle configuration

表1 计算模型材料参数

Table 1 Material parameter of the nozzle calculation model

材料	密度/ (kg/m^3)	弹性模量/GPa			泊松比			剪切模量/GPa		
		E_a	E_b	E_c	μ_{ab}	μ_{bc}	μ_{ca}	G_{ab}	G_{bc}	G_{ca}
碳/酚醛	1400	30.3	42.0	3.0	0.28	0.10	0.10	1.0	3.0	3.0
高硅氧/酚醛	1640	96.1	14.1	3.0	0.26	0.10	0.10	1.0	3.0	3.0

从上面的推导过程和差分格式可以看出:

- (1) 纽马克法是一个隐式积分法, 因为刚度矩阵 $[K]$ 是未知位移矢量的系数矩阵, 必须求解式(19)才可得到位移向量 $\{x\}_{t+\Delta t}$ 。
- (2) 纽马克法也不需要特别的起始过程, 因为在时刻 $t+\Delta t$ 的位移、速度和加速度只是利用时刻 t 的相同的量来表示。
- (3) 当 $\delta \geq 0.5$ 和 $\alpha \geq 0.25(\delta+0.5)^2$ 时, 积分格式是无条件稳定的。一般情况下, 取 $\delta=0.5$ 和 $\alpha=0.25$ 即可。
- (4) 纽马克法每一步都必须对方程进行求解, 计算时间较长。

3 控制力作用下的柔性喷管动力响应研究

3.1 计算模型

计算模型选用某柔性喷管模型, 喷管活动体与固定体部分之间用弹簧模型连接, 用以替代柔性接头结构。喷管主要部组件示意图见图2, 计算

所选取的材料性能参数见表1。载荷为冲击力作用, 作用在喷管扩张段支耳上, 具体计算了三种不同形式激励所产生的响应。计算模型与计算网格见图3所示。

锥筒式扩张段有限元模型消隐图
总节点数: 9682
复合材料单元数: 2656
通用壳单元数: 192

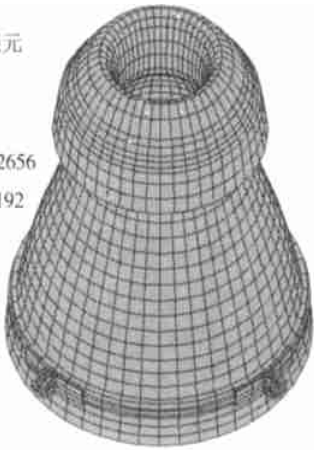


图3 计算模型与网格

Fig. 3 Calculation model and mesh

为了验证上述柔性支承的模拟方法的正确性, 以下列数据为例进行了分析计算。

支承球台的球半径 $R = 373.5\text{ mm}$, 沿圆周弹簧组数 $n = 48$, 共4圈即 $m = 4$, 各弹簧的纬线半径分别为 $274.5, 293.3, 309.5, 323.3\text{ mm}$ 。根据实验测得的摆动刚度:

$$\frac{M_p}{\theta} = 3800\text{ N}\cdot\text{m}/(\text{°}) = 217724\text{ N}\cdot\text{m}/\text{rad}$$

计算出弹簧模型中每个经向、纬向弹簧的刚度系数应为:

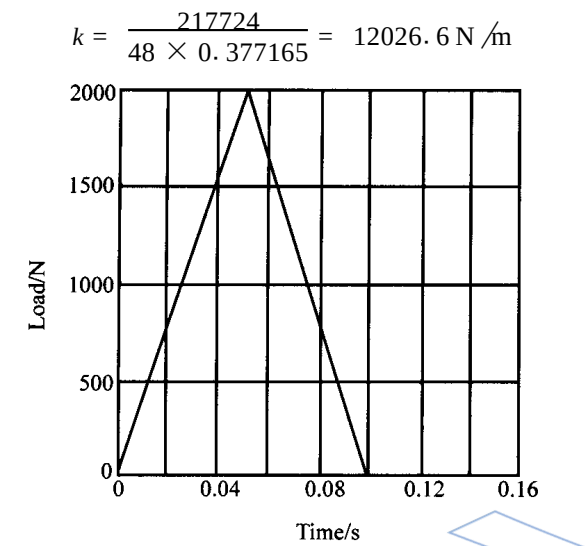


图4 三角波载荷曲线

Fig 4 Graph of triangular wave load

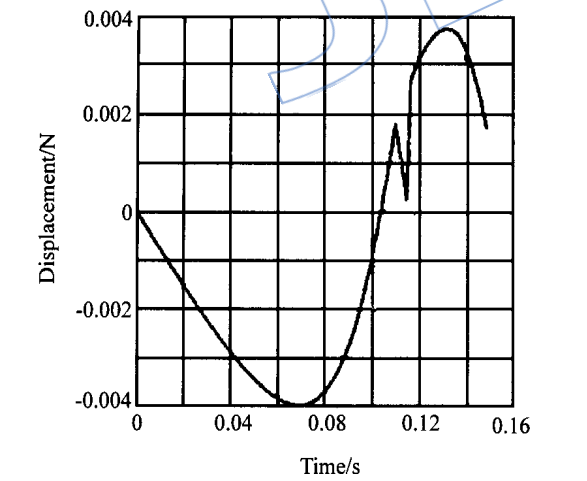


图5 三角波激励位移响应

Fig 5 Displacement response of triangular wave excitation

采用这个弹簧的刚度系数值输入到程序中, 当作动器施加静载荷 49 kN 时, 它对摆心相应的力矩是 $24696\text{ N}\cdot\text{m}$ 。由程序算得喷管的摆动角度的平均值为 6.44 ° 。其摆动刚度为 $3834\text{ N}\cdot\text{m}/\text{rad}$, 与实验值的误差为 0.9% 。

喷管扩张段金属壳体材料参数为:

$$E = 71.0\text{ GPa}, \quad \mu = 0.28$$
$$\rho = 2700\text{ kg/m}^3$$

3 2 不同信号控制力作用下的柔性喷管响应研究

考虑扩张段壳体结构几何非线性影响, 用隐式积分组马克法, 对不同冲击力作用下的柔性喷管响应进行研究。具体给出了不同冲击力作用下喷管扩张段支耳的位移、速度和加速度响应。各种载荷及其相应的计算结果见图4~ 图15和表2所示。

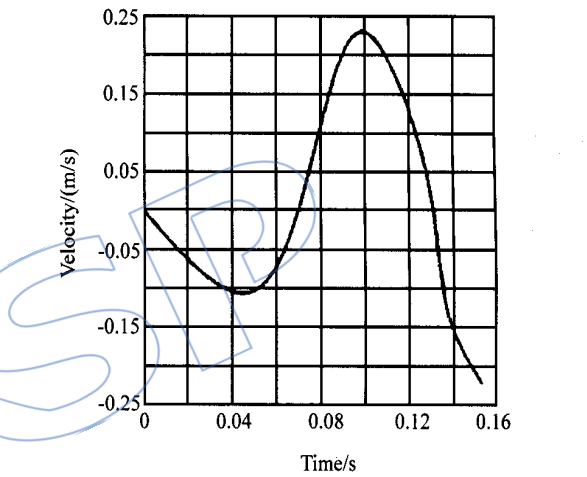


图6 三角波激励速度响应

Fig 6 Velocity response of triangular wave excitation

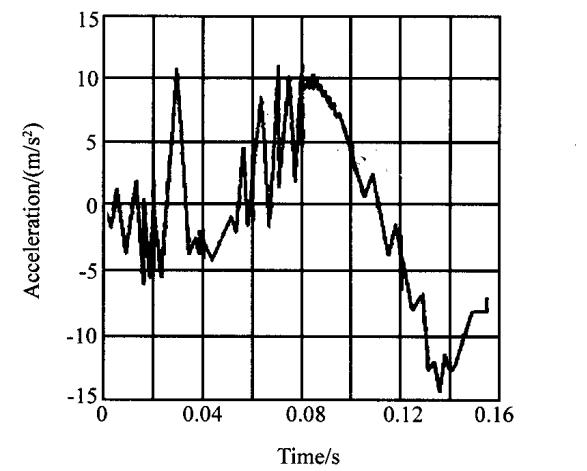


图7 三角波激励加速度响应

Fig 7 Acceleration response of triangular wave excitation

从上面的计算结果可以看出, 三种不同载荷作用下的位移响应有明显的滞后效应和振荡效

表2 不同载荷作用下动态响应最大值及对应时间
Table 2 The response results under different loading

激励载荷	三角波	正弦波	反正弦波
最大载荷时间/s	0.05	0.04/0.11	0.04/0.11
最大位移响应时间/s	0.07	0.06/0.13	0.06/0.13
最大速度响应时间/s	0.11	0.10/0.14	0.10/0.13

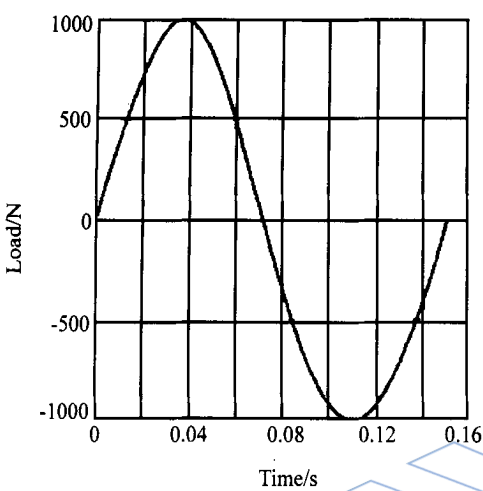


图8 正弦波载荷曲线
Fig 8 Graph of sine wave load

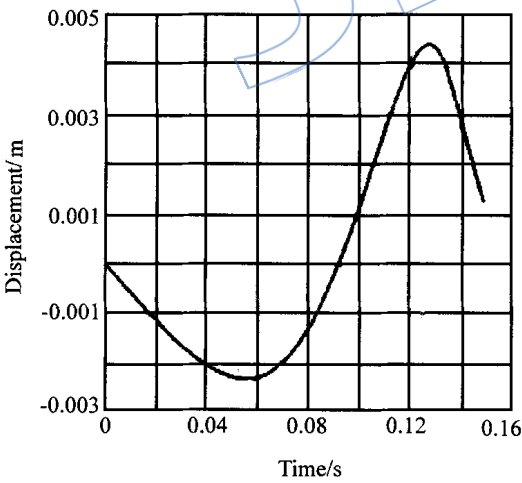


图9 正弦波激励位移响应
Fig 9 Displacement response of sine wave excitation

应,三角波载荷第一个位移最大值比最大载荷点滞后0.02 s,正弦波和反正弦载荷的第一个位移最大值比相应的第一个最大载荷点滞后0.02 s左右。速度响应亦有滞后于载荷激励的特点,最大速

度比最大载荷滞后0.06 s左右。在上述三种不同波形载荷作用下,加速度响应均表现出较明显的振荡型特点。

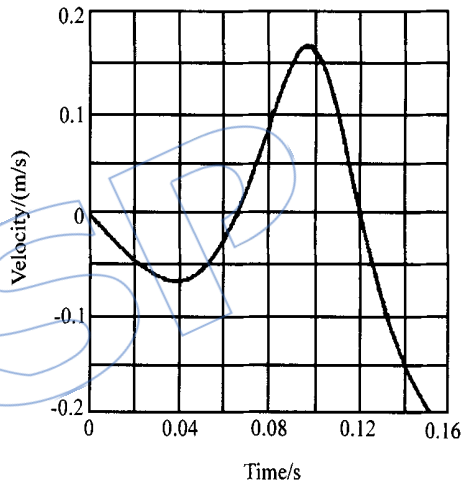


图10 正弦波激励速度响应
Fig 10 Velocity response of sine wave excitation

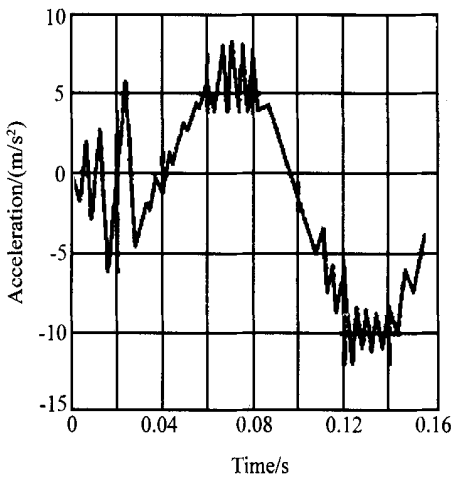


图11 正弦波激励加速度响应
Fig 11 Acceleration response of sine wave excitation

4 结 论

运用结构动力分析有限元方法, 选用纽马克隐式差分格式, 对某柔性喷管模型进行了较深入的动力响应分析。获得了三角波、正弦波、反正弦波三种激励下柔性喷管动力响应结果。此结果可为柔性喷管结构设计作参考。

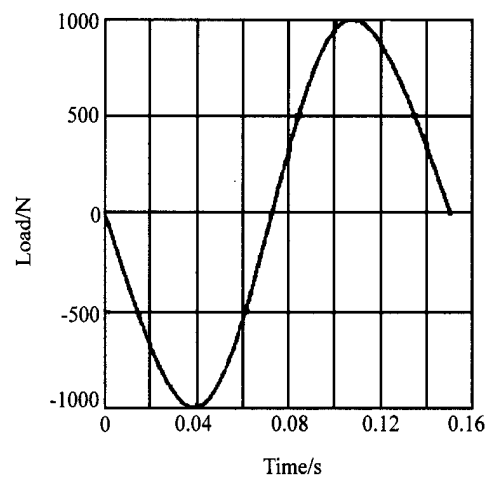


图12 反正弦波载荷曲线
Fig 12 Graph of arc sine load

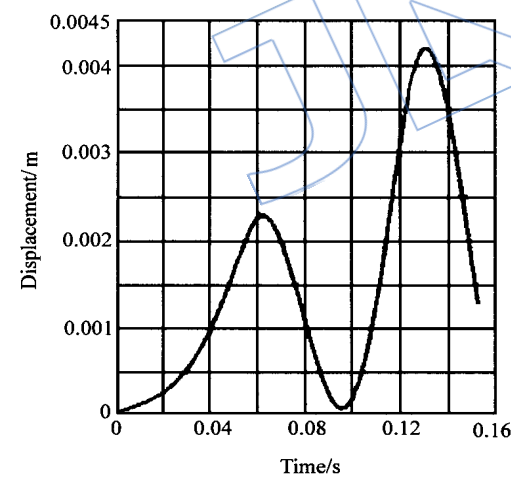


图13 反正弦波激励位移响应
Fig 13 Displacement response of arc sine wave excitation

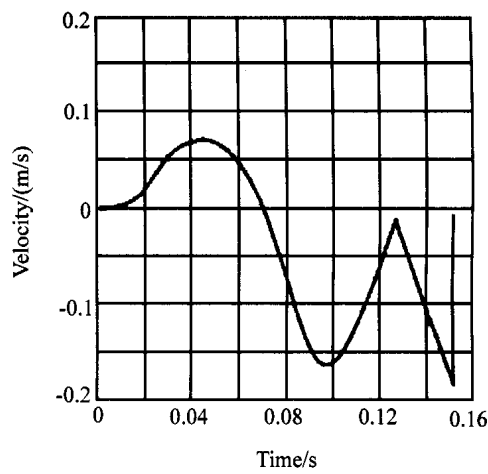


图14 反正弦波激励速度响应
Fig 14 Velocity response of arc sine wave excitation

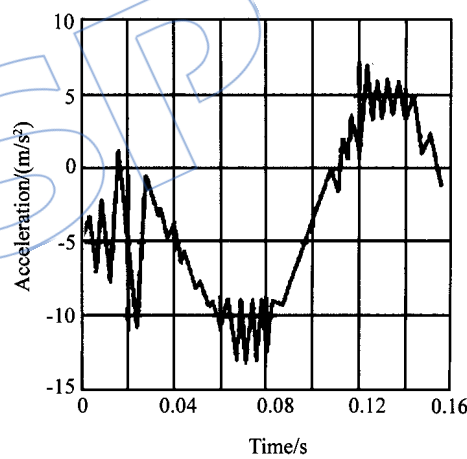


图15 反正弦波激励加速度响应
Fig 15 Acceleration response of arc sine wave excitation

参考文献

[1] Reddy J N. A Review of Refined Theories of Laminated Composite Plate[J]. Shock Vib Digest, 1990, 22(7): 3- 17.

[2] Bert C W. A Critical Evaluation of New Plate Theories Applied to Laminated Composites[J]. Compos Struct, 1984, 2: 329- 347.