

大型弹性整流罩分离特点分析

马忠辉

北京宇航系统工程研究所, 北京 100076

E-mail: lizhecast@sohu.com

收稿日期: 2008-07-29; 接受日期: 2008-10-13

摘要 整流罩分离是火箭飞行过程中重要的动作, 能否实现安全分离是决定发射成败的关键因素之一. 本文采用柔性多体动力学分析方法, 对大型弹性整流罩分离过程进行了仿真分析. 通过分析分离过程中“呼吸运动”对罩内有效载荷可用包络空间、过顶角速度、质心位置的影响, 研究弹性变形对分离过程及分离系统设计的影响.

关键词

运载火箭

整流罩分离

柔性多体动力学

运载火箭卫星整流罩的主要功能是火箭在大气层中飞行时给有效载荷提供良好的环境, 避免受到大气层各种干扰因素的影响. 当火箭飞出大气层后, 将整流罩抛掉(或称作整流罩分离). 整流罩分离系统的设计必须使整流罩按要求的过顶角速度或平抛速度完全脱离箭体, 并且不与整流罩内有效载荷或是箭体发生任何碰撞. 整流罩分离仿真分析是分离系统设计的重要环节, 通过分析获得分离过程整流罩的运动姿态及罩内可用包络空间, 从而确定分离系统设计参数.

整流罩分离仿真分析属于多体动力学问题, 在工程应用中广泛采用刚体假设进行分析. 受刚体模型无法研究弹性变形及其对分离过程的影响这一分析方法固有的局限性的制约, 国内在弹性振动对整流罩内部有效载荷可用包络空间、分离速度的影响等方面开展的工作十分有限. 运载火箭的发展, 尤其是新一代运载火箭 5.2 m 直径整流罩的研制, 对这一课题深入研究提出了迫切需求.

研究人员在弹性整流罩分离仿真方面已经开展了一些工作^[1-3], 提出了一些分析方法. 笔者在前期的研究中从刚性、柔性多体动力学各分析方法特点出发, 探讨了运动-弹性动力学方法 KED、柔性多体

力学方法 FMD、非线性有限元方法在整流罩分离分析中的应用前景及能够解决的技术问题^[4]. 本文将在此基础上, 采用柔性多体动力学(FMD)理论进行整流罩分离仿真分析, 研究弹性整流罩分离过程的特点.

1 弹性整流罩分离仿真分析方法

1.1 基于 FMD 理论的弹性整流罩分离分析方法

当整流罩分离过程中弹性变形的影响不能被忽略的时候, 整流罩分离仿真分析研究的对象为由可变形体及刚体组成的系统在经历大范围空间运动时的动力学行为, 属于柔性多体动力学问题^[5].

按对弹性运动与刚体名义运动之间的相互影响处理的不同, 柔性多体系统动力学刚柔耦合建模理论的基本方法大致有弹性动力学方法 KED、柔性多体动力学方法 FMD 两种. FMD 分析方法将系统的弹性运动变量和刚性运动变量都作为待求的广义坐标处理, 建模特征计入柔性构件的动态变形以及这种变形和系统大范围刚体运动之间的相互影响. FMD 按照多体系统刚柔耦合建模处理方法不同目前可分为混合坐标法, 即零次刚柔耦合建模方法和计及“动力刚化”的一次刚柔耦合建模方法^[6-10]. 混合坐标法用描述构件大范围运动浮动系的刚体坐标与柔性体变

形运动的有限元节点坐标(或模态坐标)建立柔性多体动力学离散的数学模型. 这种方法考虑了构建变形与大范围运动的相互耦合, 但对柔性体离散时没有考虑大范围运动对其的影响, 因此实质上这种方法是柔性多体系统动力学的一种零次近似耦合, 而“动力刚化”的一次刚柔耦合建模方法考虑了这一影响.

依据整流罩分离过程动力学特点及分离仿真分析的目的, 本文采用 FMD 理论进行整流罩分离仿真分析. 应用 Lagrange 方法推导 FMD 混合坐标法动力学控制方程^[5]. 柔性多体系统如图 1 所示, $OXYZ$ 为惯性坐标系, $o'x'y'z'$ 为固连于柔性体 i 上的动坐标系. 柔性体上任一点 p 的位置向量为

$$\mathbf{r}_p = \mathbf{R}\mathbf{o}' + \mathbf{A}\mathbf{u}' = \mathbf{R}\mathbf{o}' + \mathbf{A}(\mathbf{u}_0' + \mathbf{u}_f), \quad (1)$$

式中, $\mathbf{R}\mathbf{o}'$ 为动坐标系 $o'x'y'z'$ 原点 o' 位置向量, \mathbf{A} 为旋转变换矩阵, \mathbf{u}' 为 P 点相对于动坐标系的位置向量, \mathbf{u}_0' 为未变形时的位置向量 \mathbf{u}_0' 与变形引起的位置向量 \mathbf{u}_f 的迭加.

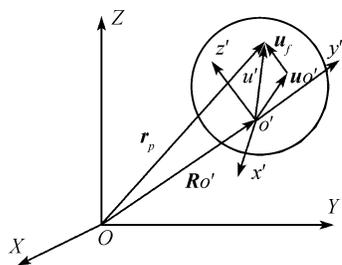


图 1 坐标系

相对变形向量可以采用不同的方法离散化, 主要有瑞利-里兹法、有限单元法模态分析及综合法. 这里应用模态分析及综合法进行推导, 则

$$\mathbf{u}_f = \Phi \mathbf{q}_f, \quad (2)$$

式中, Φ 为柔性体的模态矩阵, \mathbf{q}_f 为变形广义坐标. 对 \mathbf{r}_p 对时间求一阶导数得到 P 点的速度向量为

$$\dot{\mathbf{r}}_p = \dot{\mathbf{R}}\mathbf{o}' + \dot{\mathbf{A}}\mathbf{u}' + \mathbf{A}\dot{\mathbf{u}}' = \dot{\mathbf{R}}\mathbf{o}' + \dot{\mathbf{A}}\mathbf{u}' + \mathbf{A}\Phi\dot{\mathbf{q}}_f, \quad (3)$$

若采用欧拉参数 $\mathbf{P} = [E_0 \ E_1 \ E_2 \ E_3]$ 作为描述动坐标系方位的广义坐标, 则

$$\dot{\mathbf{A}}\mathbf{u}' = \mathbf{B}\dot{\mathbf{P}}, \quad (4)$$

式中, $\dot{\mathbf{P}}$ 为欧拉参数向量对时间的导数, $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{P}, \mathbf{u}')$, 即

$$\mathbf{B} = \left[\frac{\partial}{\partial E_0}(\mathbf{A}\mathbf{u}') \quad \frac{\partial}{\partial E_1}(\mathbf{A}\mathbf{u}') \quad \frac{\partial}{\partial E_2}(\mathbf{A}\mathbf{u}') \quad \frac{\partial}{\partial E_3}(\mathbf{A}\mathbf{u}') \right], \quad (5)$$

则(3)式可表示为

$$\dot{\mathbf{r}}_p = [\mathbf{I} \ \mathbf{B} \ \mathbf{A}\Phi] \begin{bmatrix} \dot{\mathbf{R}}\mathbf{o}' \\ \dot{\mathbf{P}} \\ \dot{\mathbf{q}}_f \end{bmatrix}, \quad (6)$$

将 $\dot{\mathbf{r}}_p$ 对时间求一阶导数得到加速度向量为

$$\ddot{\mathbf{r}}_p = \ddot{\mathbf{R}}\mathbf{o}' + \ddot{\mathbf{A}}\mathbf{u}' + 2\dot{\mathbf{A}}\dot{\mathbf{u}}' + \mathbf{A}\ddot{\mathbf{u}}', \quad (7)$$

柔性体的动能为

$$T = \frac{1}{2} \int_V \rho \dot{\mathbf{r}}_p^T \dot{\mathbf{r}}_p \, dV, \quad (8)$$

式中, ρ , V 分别为柔性体的质量密度和体积. 将(7)式代入(8)式, 可得广义速度表示的动能为

$$T = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}^T \mathbf{M} \dot{\mathbf{q}}, \quad (9)$$

式中, 广义坐标 \mathbf{q} 为

$$\mathbf{q} = [\mathbf{R}^T \mathbf{o}' \ \mathbf{P}^T \ \mathbf{q}_f^T]^T, \quad (10)$$

式中, \mathbf{M} 为物体的质量矩阵, 其分块形式为

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \int_V \rho \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{B}^T \\ (\mathbf{A}\Phi)^T \end{bmatrix} [\mathbf{I} \ \mathbf{B} \ \mathbf{A}\Phi] \, dV \\ &= \int_V \rho \begin{bmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{B} & \mathbf{A}\Phi \\ & \mathbf{B}^T \mathbf{B} & \mathbf{B}^T \mathbf{A}\Phi \\ \text{对称} & & \Phi^T \Phi \end{bmatrix} \, dV \\ &= \begin{bmatrix} \mathbf{m}_{RR} & \mathbf{m}_{R\theta} & \mathbf{m}_{Rf} \\ & \mathbf{m}_{\theta\theta} & \mathbf{m}_{\theta f} \\ \text{对称} & & \mathbf{m}_{ff} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中,

$$\mathbf{m}_{RR} = \int_V \rho \mathbf{I} \, dV, \quad \text{物体移动部分惯量,}$$

$$\mathbf{m}_{R\theta} = \int_V \rho \mathbf{B} \, dV = \mathbf{m}_{\theta R}^T, \quad \text{物体移动和转动的惯性耦合,}$$

$$\mathbf{m}_{Rf} = \mathbf{A} \int_V \rho \, dV = \mathbf{m}_{fR}^T, \quad \text{物体移动和变形的耦合,}$$

$$\mathbf{m}_{\theta\theta} = \int_V \rho \mathbf{B}^T \mathbf{B} \, dV, \quad \text{物体转动部分惯量,}$$

$$\mathbf{m}_{\theta f} = \int_V \rho \mathbf{B}^T \mathbf{A}\Phi \, dV = \mathbf{m}_{f\theta}^T, \quad \text{物体转动和变形的惯性耦合,}$$

$m_{ff} = \int_V \rho \Phi^T \Phi dV$, 物体相对变形的惯量。

可以看出 m_{RR} 及 m_{ff} 为时不变矩阵, 他们分别表示物体随动参考系的刚性移动及物体纯弹性变形部分的惯性。 m_{Rf} , $m_{\theta\theta}$, $m_{\theta f}$ 及 $m_{R\theta}$ 与物体的浮动坐标有关, 因此是时变的, 是质量矩阵中的非线性项。

由弹性变形引起的弹性力的虚功为

$$\begin{aligned} \delta W_e &= -\int_V \sigma^T \delta \varepsilon dV \\ &= -q_f^T \left[\int_V (D\Phi)^T E (D\Phi) dV \right] \delta q_f \quad (12) \\ &= -q_f^T K_{ff} \delta q_f = Q_e \delta q_f, \end{aligned}$$

式中, Q_e 为由弹性变形引起的弹性力的广义力, 而 $K_{ff} = \int_V (D\Phi)^T E (D\Phi) dV$. 弹性力虚功用弹性体的广义坐标表示为

$$\delta W_e = -q^T K \delta q = -q^T \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & KK_{ff} \end{bmatrix} \delta q. \quad (13)$$

应用 Lagrange 方法建立自由柔性体动力学控制方程

$$M \ddot{q} + \dot{M} \dot{q} - \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} \dot{q} M \dot{q} \right) + Kq = Q_F, \quad (14)$$

采用拉格朗日乘子法将柔性多体系统各自由柔性体通过约束装配起来, 组成柔性多体系统动力学控制方程及系统的约束方程

$$M \ddot{q} + \dot{M} \dot{q} - \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} \dot{q} M \dot{q} \right) + Kq + C_q^T \lambda = Q_F, \quad (15)$$

$$C(q, t) = 0, \quad (16)$$

式中, λ 为 Lagrange 乘子向量。

1.2 弹性整流罩分析模型

充分利用商用软件 NASTRAN 和 ADAMS 的功能, 建立基于 FMD 理论的整流罩分离仿真分析模型。

1.2.1 整流罩有限元分析模型及模态分析 在柔性多体动力学 FMD 理论中, 具有空间大范围运动的物体的弹性特征是通过模态基 Φ 及以 q_f 为变形广义坐标形式实现的(见(2)式)。利用有限元分析软件采用模态综合方法可以实现整流罩模态的分析, 获得柔性多体动力学分析所需的模态矩阵。

采用 NASTRAN 进行整流罩有限元建模, 某半罩整流罩有限元分析模型如图 2 所示, 整流罩壳体采

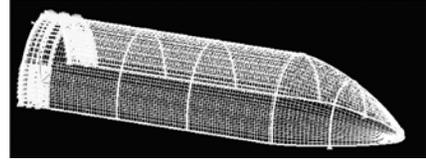


图 2 半罩有限元模型

用板单元, 中间框及桁条采用梁单元, 按照整流罩分离运动过程中所受的约束条件建立铰链处节点的边界条件。对半罩进行模态分析, 截取满足整流罩分离动力学分析所需的模态数据, 获得 mnf 文件。

1.2.2 整流罩动力学分析模型 多体动力学分析软件 ADAMS 中开发了基于柔性多体动力学 FMD 基本理论和固定界面模态综合法的柔性体动力学分析模块, 应用这一软件进行弹性整流罩分离仿真分析。

在 ADAMS 中建模方法为: 建立火箭箭体结构的刚体模型, 并按真实结构指定箭体的质心、质量及转动惯量; 导入 mnf 文件, 建立弹性整流罩模型, 在 FMD 分析中, (11)式中矩阵的值表征了弹性体整体运动与弹性变形的耦合形式, 在 ADAMS 中设定矩阵中各量都参与分析, 即设定完全刚柔耦合; 在铰链位置建立整流罩与箭体的铰链约束, 并通过 sensor 函数实现整流罩脱钩过程; 在弹簧作用位置建立符合弹簧力变化规律及弹簧力方向的力函数; 在箭体上施加一个常力, 实现整流罩分离时刻箭体轴向过载; 按分离时序, 建立仿真分析脚本。Adams 分析模型如图 3 所示。



图 3 Adams 分析模型

2 整流罩分离过程动力学特点

利用上述分析方法, 以某典型旋转分离整流罩为例对整流罩分离过程进行仿真分析, 通过研究分离过程整流罩的运动、变形特点, 分析弹性振动对分离过程的影响。

2.1 碰撞边界分析

整流罩分离过程中运动、变形特点如图 4 所示。在分离初始阶段, 整流罩有明显的弹性变形, 即“呼

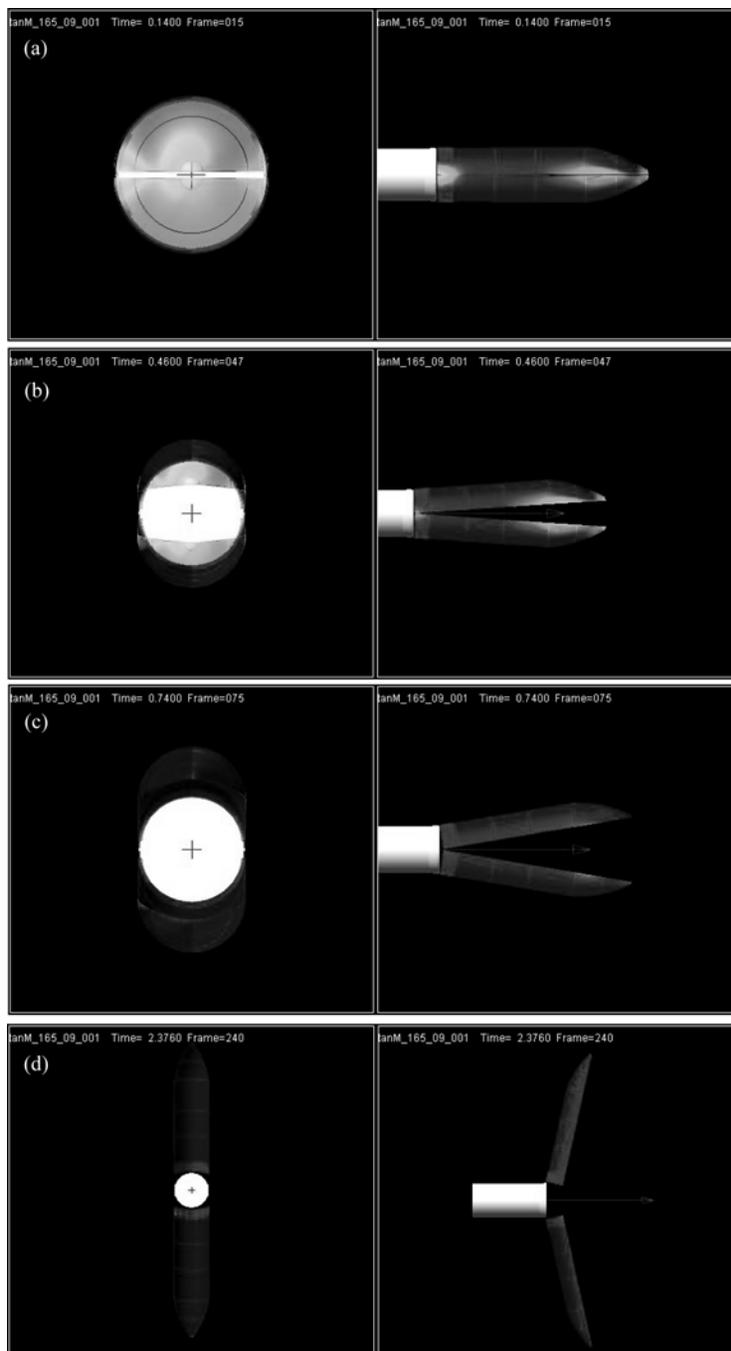


图 4 整流罩分离过程

(a) 初始; (b) 过顶前; (c) 过顶附近; (d) 脱钩附近

吸运动”。“呼吸运动”导致整流罩内可用包络空间的减小, 影响最大的区域为整流罩下端和柱段与锥段对接部分。

分离过程中整流罩与有效载荷边界及本文分析

过程中对 z 向位移、 y 向位移及径向位移的定义如图 5 所示。整流罩绕铰链旋转过程中, 随着张开角度的逐渐增大, 若不考虑弹性变形, 整流罩与有效载荷间的距离将逐渐增大。再考虑由于弹性变形导致距离减小

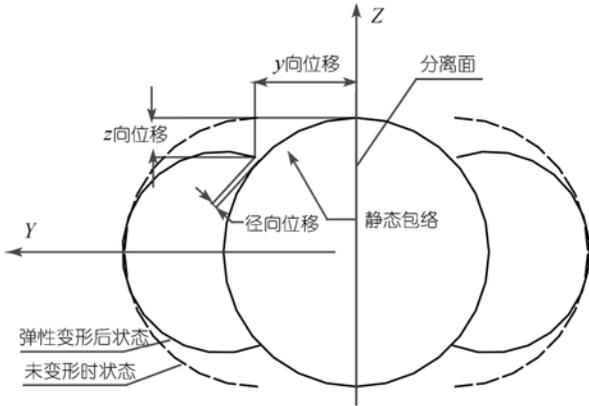


图5 变形特点

时, 整流罩与有效载荷之间的距离为图5中的“径向距离”。

分离过程中柱段下端、柱段与锥段对接处 z 向位移随时间变化特点如图 6 所示. 柱段下端、柱段与锥段对接处 y 向位移随时间变化特点如图 7 所示. 柱段下端、柱段与锥段对接处 z 向位移关于 y 向位移函数

特点如图 8 所示. 柱段下端径向位移随时间变化特点如图 9 所示.

将图 6, 7, 8 和 9 综合进行分析, 整流罩分离过程中柱段下端 z 向, 即沿分离面方向, 向罩内移动最大距离 48.8 mm, 时间为 0.18 s, 此刻该处 y 向位移为 -19.6 mm. 因为两半罩关于 z 轴对称, 理论上不能出现半罩结构跨过 z 轴的现象, 但图 7 显示, 在分离初期整流罩下端出现负值. 产生这一结果的原因在于分析模型中未设置两半罩间相互约束条件, 考虑到两半罩纵向分离面上相互接触的结构接触面积很小, 如果存在干扰因素, 很难完全保证两半罩的接触, 因此本文在分析过程中未设置两半罩间的约束条件. 因为整流罩内有效载荷可用包络空间为圆柱体, 整流罩呼吸运动对包络空间的影响通过径向位移体现, 在 0.18 s 柱段下端沿半径方向罩内移动了 48.7 mm, 即由于整流罩的弹性振动导致整流罩柱段下端有效载荷可用包络空间在半径上减小了 48.7 mm.

与柱段下端相比, 冯卡门段与柱段对接区域呼吸

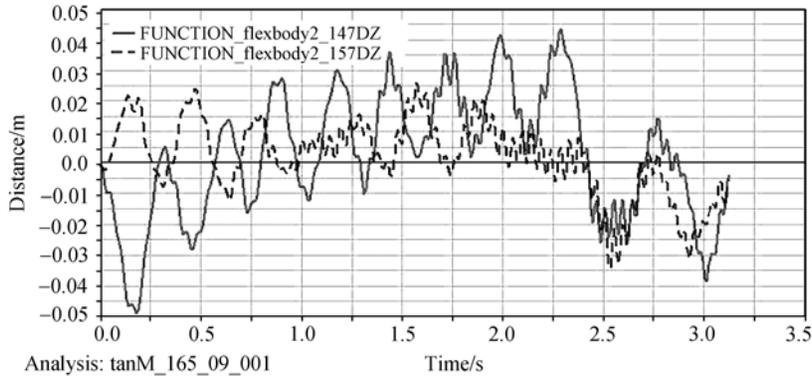


图6 柱段下端、柱段与锥段对接处 z 向位移随时间变化

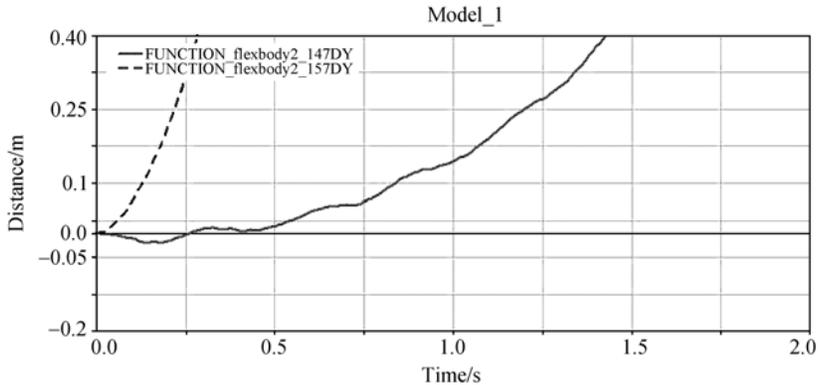


图7 柱段下端、柱段与锥段对接处 y 向位移随时间变化

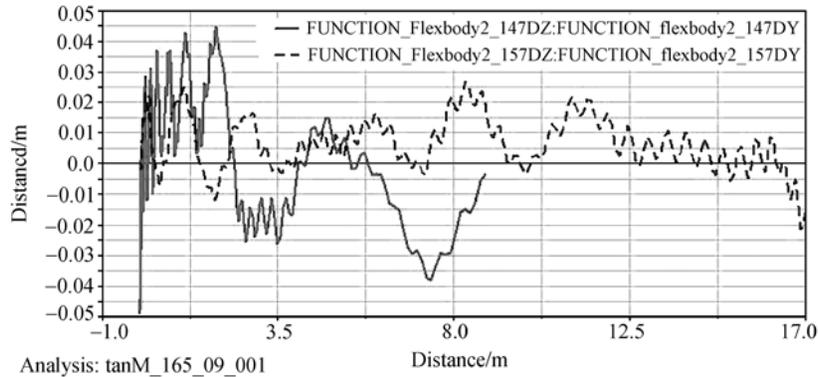


图 8 柱段下端、柱段与锥段对接处 z 向位移关于 y 向位移函数

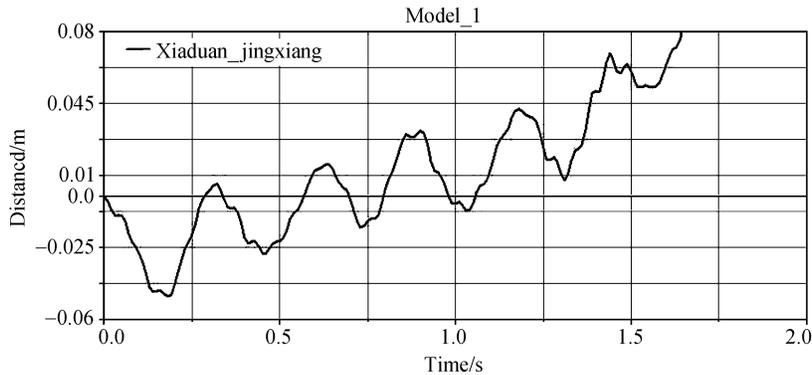


图 9 柱段下端径向位移

运动幅度较小, 对罩内可用包络空间最大影响出现在 0.64 s, 此时该处 z 向移动 11.9 mm, y 向移动 1.9 mm.

2.2 质心位置

与刚体模型不同, 分离过程中的弹性振动导致质心位置时刻改变, 因此整流罩分离方案中重要的设计参数“质心过顶时间”、“质心过顶角速度”在采用

弹性模型时这一表述不很准确, 尤其对于整流罩分离过程质心振动幅度较大的情况, 因此对质心振动特点进行了分析.

图 10~13 显示了整流罩分离过程中半罩质心在惯性坐标系、半罩体坐标系下随时间变化特点, 半罩体坐标系与惯性系的对应关系见表 1.

图 10 和 11 显示, 脱钩前后质心在 z 轴的坐标随

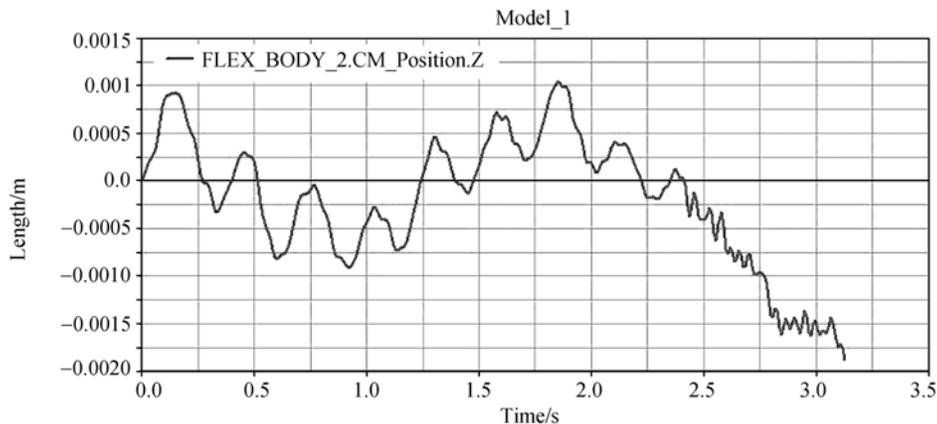


图 10 质心在惯性系 z 轴位置

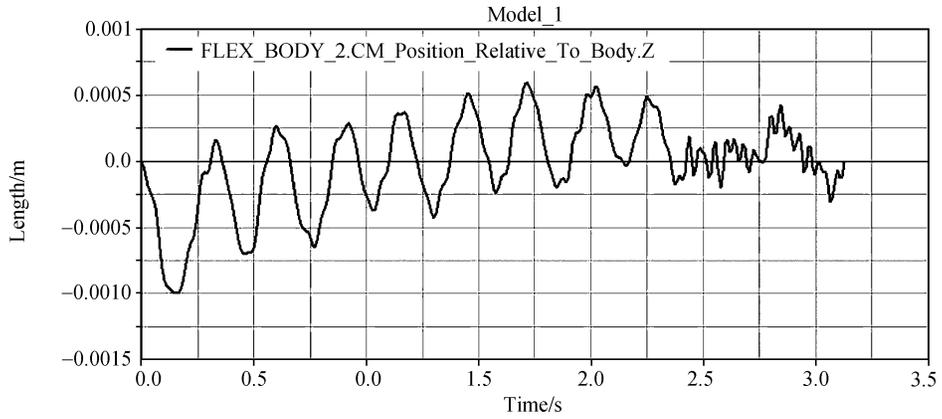


图 11 质心在整流罩体坐标系 z 轴位置

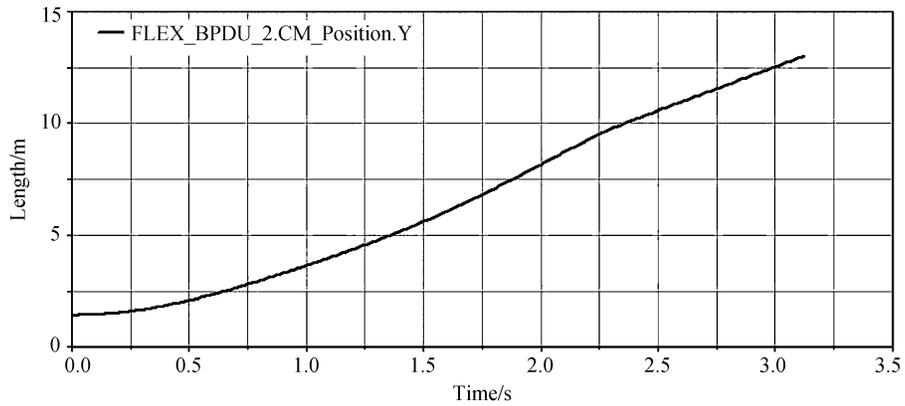


图 12 质心在惯性系 y 轴位置

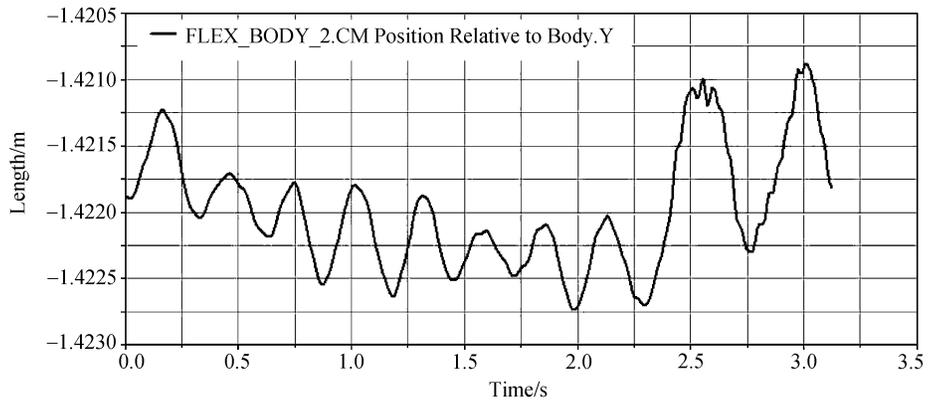


图 13 质心在整流罩体坐标系 y 轴位置

表 1 惯性系、半罩体坐标系对应关系

惯性系	x	y	Z
半罩体系	x	-y	-z

原点位置(-0.154 m, 0, 0)

时间变化规律有所不同,脱钩后振动幅度加大,说明边界条件的改变对质心位置振动有一定影响.将图10, 11进行对比,脱钩前质心在惯性系 z 轴的坐标随时间

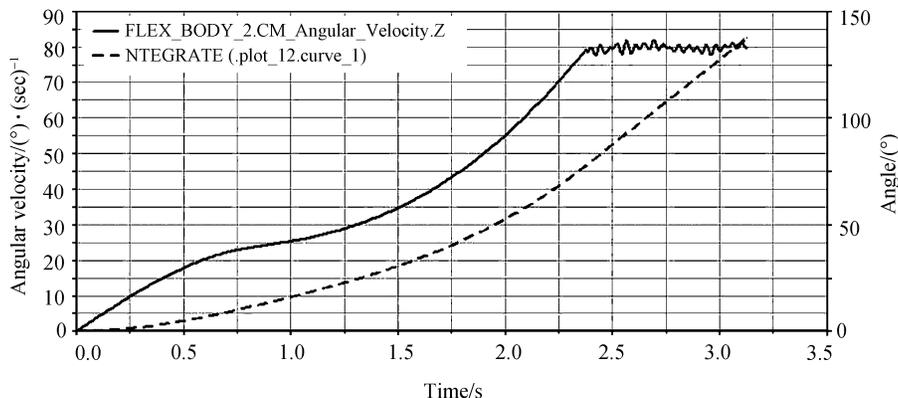


图 14 整流罩质心分离角速度

变化与在体坐标系 z 轴的坐标随时间变化特点不同, 但脱钩前最大幅值都约为 1 mm, 从振动幅度的角度, 对于半径 2.6 m 的整流罩, 1 mm 的质心位移对半罩整体分离运动影响不大。

质心在惯性系、体坐标系 y 轴的坐标随时间变化曲线的特点明显不同。在惯性系下质心位置仅体现出整流罩整体运动特点, 弹性振动完全淹没在刚体整体运动中, 如图 12 所示。在体坐标系下, 质心体现出振动特点, 脱钩后振动幅度加大。脱钩前最大幅值约 0.8 mm, 从振动幅度的角度, 对于长 20 m 的整流罩, 0.8 mm 的质心位移对半罩整体分离运动影响不大。

对质心位置的分析说明分离过程中整流罩弹性振动对质心影响不明显。

2.3 分离速度

分离过程整流罩质心角速度变化曲线如图 14 所示。在脱钩前质心角速度没有体现振动的特点, 脱钩后振动明显, 这与上节质心位置分析结果一致。

3 结论与展望

本文采用柔性多体动力学分析方法对大型弹性整流罩分离过程进行了仿真分析。通过分析获得:

1) 分离过程中的“呼吸运动”对罩内可用包络空间的损失在整流罩柱段下端最为严重, 约为几厘米到几十厘米, 越靠近整流罩顶端影响程度越小。虽然“呼吸运动”的特点取决于半罩低阶振型的特点及外界激励, 但由于整流罩结构有一定相似性, 这一规律还是具有一定普遍意义;

2) 分离过程中整流罩弹性振动对质心影响不明显;

3) 分离过程中整流罩质心角速度没有体现振动的特点, 脱钩后振动明显, 说明虽然弹性振动造成分离冲量装置能量损失, 但弹性振动对“质心过顶角速度”及相关分离冲量装置的设计影响不很大。

为了更好的指导工程设计, “动力刚化”问题、整流罩模态基的截取、整流罩结构及其刚度特性对分离速度、动包络的影响等问题需要开展深入研究。

参考文献

- 董寻虎, 骆剑. 大型柔性整流罩抛罩多体动力学仿真. 上海航天, 2005, (5): 28—33
- 王毅, 吴德隆. 航天柔性多体动力学及其发展. 导弹与航天运载技术, 1995, (1): 7—18
- 王毅, 朱礼文, 王明宇, 等. 大型运载火箭动力学关键技术及其进展综述. 导弹与航天运载技术, 2000, (1)
- 马忠辉. 运载火箭卫星整流罩分离分析方法研究展望. 见: 青年科技论文, 2007
- 陆佑方. 柔性多体系统动力学. 北京: 高等教育出版社, 1996
- Kane T R, Ryan R R, Banerjee A K. Dynamics of a cantilever beam attached to a moving base. J Guidance, Control Dyn, 1987, 10 (2): 139—150 [DOI](#)
- 洪嘉振, 蒋丽忠. 动力刚化与多体系统刚-柔耦合动力学. 计算力学学报, 1999, 16(3): 295—300
- 蒋丽忠, 洪嘉振. 柔性多体系统产生动力刚化原因的研究. 计算力学学报, 1999, 16(4)
- 洪嘉振, 尤超蓝. 刚柔耦合系统动力学研究进展. 动力学与控制, 2004, 2(2): 1—6
- 殷学钢, 陈淮, 赛开林. 结构振动分析的子结构方法. 北京: 中国铁道出版社, 1991. 403—409