基于爆炸激波管的固体火箭级间热分离天地差异研究

沈治^{1*}, 朱广生², 吴亚东¹, 高波¹

1. 北京宇航系统工程研究所, 北京 100076;

2. 中国运载火箭技术研究院, 北京 100076

*联系人, E-mail: shenzhi@tsinghua.org.cn

收稿日期: 2021-07-13; 接受日期: 2021-09-06; 网络出版日期: 2021-09-18

国家自然科学基金(编号: 51906019)资助项目

摘要 级间热分离是固体火箭飞行过程中的一个关键环节,但在实际工程研制中,地面试验往往不能完全覆盖飞行状态级间分离的全部环境条件.为此有必要掌握级间热分离过程的天地差异性,使得地面试验结果能够有效地反映飞行环境.本文以爆炸激波管级间分离试验这一新型分离试验技术为研究背景,结合理论模型和数值仿真,比较分析了飞行试验和地面试验中三类工况下初始分离过程中腔内气体压强的变化规律,并推导了能够近似描述压强变化的分段线性上升的相似律,从而阐明了通过爆炸激波管模拟级间分离等问题的试验机理.

关键词 爆炸激波管, 级间分离, 计算流体力学, 天地差异

PACS: 07.35.+k, 44.15.+a, 47.11.-j, 47.40.-x

1 概述

作为火箭飞行过程中的一个关键环节,级间分离顺利执行是保证飞行成功的重要条件^[1].为了确保分离设计、结构设计等相关方案进行飞行试验获得圆满成功,一方面须借助风洞试验获取分离过程气动特性^[2-4],另一方面还必须通过系统级的地面试验对分离方案进行考核,获取分离过程的动力学参数以及力热环境条件^[5].传统的级间热分离系统级试验通常结合上面级发动机和伺服机构、分离系统三个主要分系统,故常被称为“三合一”试验.由于“三合一”试验的参

与系统和产品众多,其试验代价大、成本高、周期长,因而主要用于系统级性能验证试验,不适用于需进行多次的方案验证和性能摸索性质的试验,增加了飞行时序验证以及级间段壳体强度考核的难度.

为解决某型号火箭级间分离的相关技术难题、获得可靠的级间分离设计方案,朱广生等人^[6]创新性地利用了爆炸激波管进行火箭级间段的强度考核和级间分离方案验证试验.该试验的系统组成如图1所示,其中爆炸激波管部分包括爆室、过渡段1、整形段、过渡段2和出口段.试验对象为火箭级间段,包含上面级后封头、模拟喷管、级间段壳段以及一级前封头.模

引用格式: 沈治, 朱广生, 吴亚东, 等. 基于爆炸激波管的固体火箭级间热分离天地差异研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 104708
Shen Z, Zhu G S, Wu Y D, et al. Differences of chamber pressure variations during stage separation between flight and detonation-shock-tube-based ground tests (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 104708, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0147

图 1 试验平台组成示意图^[6]

Figure 1 Schematic diagram of experimental platform [6].

拟喷管入口与出口段相连, 其连接处装有堵片, 可在前方压力达到一定程度时打开. 级间段后方装有配重, 其质量根据一级飞行末秒火箭下面级质量确定. 配置安装于支架车上, 可沿导轨运动. 试验中通过压力传感器测量级间段内气体压强的高动态变化过程; 考虑到级间分离切割索爆炸引起的振动对压力传感器测量的影响, 采取了相应的隔振措施^[7].

试验过程中利用TNT炸药在爆室内产生高温高压爆轰气体产物, 该气体驱动管内空气形成冲击波, 通过过渡段1、整形段、过渡段2向出口段运动. 出口段具备二次整形功能, 可形成较为平稳的波形. 当其压力达到一定数值时, 模拟喷管入口处的堵片打开, 高温高压气流进入级间段舱内, 模拟上面级发动机喷流, 实现与“三合一”试验相等效的压力环境, 从而考核分离方案以及壳体在二级发动机高能短时气流作用下的性能. 通过调整装药量和起爆时序完成憋压调试试验后, 即可进行级间段壳体强度考核及级间分离正式试验.

试验中, 爆炸激波管能够在堵片打开18 ms左右范围内实现与地面“三合一”试验基本一致的级间段内压强波形, 从而满足压力上升段的等效模拟^[6]. 图2给出了憋压调试状态下过渡段2内壳壁压力传感器获取的测试波形. 试验中由于采取分次延时起爆, 因此在波形上形成数个峰值. 该种试验方法周期短、成本低、可重复性好, 且试验结果能够与“三合一”试验吻合较好, 因而可以作为级间分离地面试验一种新的试验手段, 可通过多次试验进行飞行时序方案验证和壳体强度、火工品环境适应性等性能的摸索.

上述创新性的工程实践虽然深化了对工程模型的理解, 但级间分离过程中存在的复杂热环境^[8-10]、复

图 2 激波管运行段内实测爆炸波波形

Figure 2 The blast wave profile produced in the shock tube experiment.

杂气动干扰^[11-14]和显著天地差异^[15,16]仍需更为细节的描述和机理上的探索. 为进一步提高地面分离试验的有效性以及分离方案设计的可靠性, “知其然还应知其所以然”, 本文开展了面向地面试验的新型固体火箭级间分离气动特性研究, 通过计算流体力学仿真对飞行试验和地面试验状态下的级间分离初始憋压阶段的内流场进行数值模拟, 从而揭示级间段内气体压强变化规律, 进一步阐明利用爆炸激波管进行级间分离试验的有效性. 该研究有利于深化对级间分离及其地面试验中的流场规律的认识, 为型号研制中级间分离系统及其地面试验方案的设计提供理论基础与分析手段, 具有重要的理论与实践意义.

2 级间分离憋压过程理论模型与工程算法

目前工程实践中应用较为成熟的一种计算方法是

基于级间段质量守恒、能量守恒和质点动力学建立的常微分方程数学模型^[17-19]。通过分离过程中的发动机性能参数、级间段内腔容积以及排焰口面积等参数, 计算获得级间压强; 再根据级间压强、下面级发动机残余推力、上面级发动机推力计算出上面级、下面级的加速度, 进而积分获得其速度、位移。

飞行状态下级间分离时刻级间段内气体压强与密度一般较低, 级间段内主要为发动机燃气; 而级间分离地面试验状态中级间段内气体状态接近标准大气, 需考虑初始空气组分的影响。为了在同一个模型下分析两种状态下的级间分离过程, 可以建立燃气-空气双组分模型。以下用下标“1”和“2”分别表示喷流燃气和腔内空气, 记 R_{i1} , c_{v1} , c_{p1} , γ_1 和 R_{i2} , c_{v2} , c_{p2} , γ_2 分别为燃气与空气的气体常数、定容比热、定压比热和比热比, p_{i1} , p_{i2} 分别为腔内燃气和空气的分压。以堵片打开为初始时刻($t=0$), 此时腔内全部为空气, $p_{i1}=0$, $p_{i2}=p_0$ 为初始压强, 初始温度记为 T_0 , 初始密度记为 ρ_0 , 腔内体积记为 V_i 。假定喷管外级间段腔内气体温度处处均匀, 并且将比热近似为常数。在憋压状态下, 不考虑排气过程, 则利用质量守恒关系, 可以得到各组分的质量方程如下:

$$\frac{V_i}{R_{i1}} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_{i1}}{T_i} \right) = \dot{G}, \quad (1)$$

$$\frac{V_i}{R_{i2}} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_{i2}}{T_i} \right) = 0. \quad (2)$$

假设方程右端发动机出口流量 $\dot{G}$ 为常数, 引入特征时间

$$t_* = \frac{V_i \rho_0 R_{i2}}{\dot{G} R_{i1}}, \quad (3)$$

并定义无量纲温度 $\bar{T}_i = T_i / T_0$, 以及无量纲时间 $\bar{t} = t / t_*$, 则对上述方程(1)和(2)分别积分, 可以得到 p_{i1} , p_{i2} 关于 $\bar{T}_i$ 和 $\bar{t}$ 的解的形式:

$$p_{i1} = p_0 \cdot \bar{T}_i \cdot \bar{t}, \quad p_{i2} = p_0 \cdot \bar{T}_i. \quad (4)$$

根据道尔顿分压定律, 腔内气体压强 p_i 由燃气和空气两部分的分压组成, 因而可以表示为

$$p_i = p_{i1} + p_{i2} = p_0 \cdot \bar{T}_i \cdot (1 + \bar{t}). \quad (5)$$

为进一步获得无量纲温度 $\bar{T}_i$ 的解, 需引入能量方程。对于发动机堵片打开至级间分离前的憋压过程, 可不考虑排气作用, 则能量方程可以表示成

$$\frac{V_i c_{v1}}{R_{i1}} \frac{dp_{i1}}{dt} + \frac{V_i c_{v2}}{R_{i2}} \frac{dp_{i2}}{dt} = (1 - K) \dot{G} h_c, \quad (6)$$

其中, K 为能量损失系数, 代表发动机出口气体焓值在向壳壁传热过程以及转换为气体动能中的能量损失。根据历次飞行试验和地面试验数据回归分析得到的统计规律, 一般选取 $K=0.3$ 。

为便于推导, 将方程左端有关热物性参数变量用符号代替, 令

$$a_1 = c_{v1} / R_{i1}, \quad a_2 = c_{v2} / R_{i2}, \quad (7)$$

并且记 $a_{12}=a_2/a_1$ 。将式(4)代入式(6)后, 可以得到无量纲温度的解

$$\bar{T}_i = (\bar{T}_c \cdot \bar{t} + a_{12}) / (\bar{t} + a_{12}), \quad (8)$$

其中, 引入了另一个无量纲温度常数 $\bar{T}_c$:

$$\bar{T}_c = (1 - K) \frac{h_c}{c_{v1} T_0}. \quad (9)$$

$\bar{T}_c$ 的物理意义是经历无限长时间燃气憋压过程后腔内气体的稳态温度与初始温度的比值, 从表达式可以发现该值与级间段容积和上面级流量无关, 主要取决于发动机燃烧室(或者激波管运行段)总焓 h_c 与腔内初始温度 T_0 和燃气比热容乘积的比值。对于一般二级固体火箭发动机, T_c 约为3500 K, 相应 $\bar{T}_c$ 的值在10左右。

式(8)给出了无量纲化后腔内气体温度及压强随时间变化的相似律表达式。根据式(8), 无量纲温度可以用关于无量纲时间的有理函数表示。如果用特征量 t_* 对时间尺度无量纲化, 腔内温度的变化仅由 $\bar{T}_c$ 和系数 a_{12} 决定。从式(8)可以看出, 初始时刻无量纲温度 $\bar{T}_i=1$, 随着无量纲时间 $\bar{t}$ 的增加, $\bar{T}_i$ 单调增大; 并且由于 $\bar{T}_c \sim O(10)$, 这是一个凹函数(不难证明其二阶导数为负), 因此 $\bar{T}_i$ 增大速度不断地减小。

图3给出了式(8)对应的级间段腔内气体温度相似性解的函数图像。如图所示, 当 $t=a_{12}t_*$, 即 $\bar{t}=a_{12}$ 时, $\bar{T}_i=0.5(\bar{T}_c+1)$, 此时腔内气体温度介于初始状态和稳态值两者之间的中点; 而当 $\bar{t}$ 趋于无穷, $\bar{T}_i$ 趋于稳态值 $\bar{T}_c$ 。因此特征时间 t_* 决定了温度趋于稳定的时间尺度: t_* 越小, 意味着腔内温度越快地趋于稳定。

图 3 级间段腔内气体温度的相似性解

Figure 3 Similarity solution to the dimensionless temperature of gas in the stage chamber.

从式(5)的形式上看, 腔内气体压强是温度和一个随时间线性变化项的乘积, 其中随时间线性变化项反映的是燃气组分的分压. 因此压强的上升速度主要取决于两部分, 一个是温度升高引起的整体压强上升, 另一个是随燃气组分增加引起的压强上升. 堵片打开后, 高温燃气涌入级间段内腔, 造成温度的升高, $\bar{T}_i$ 的增加引起腔内原有空气组分分压 p_{i2} 显著上升, 同时燃气涌入也带来燃气组分分压 p_{i1} 的快速上升. 当 $\bar{T}_i$ 变化趋于缓慢, 腔内气体温度上升速度趋于减缓后, 根据式(4), 此时空气组分的分压 p_{i2} 也趋于稳定, 腔内气体压强的上升主要来自燃气涌入引起的燃气组分分压 p_{i1} 的上升. 此时腔内气体压强随温度的变化不再体现, 而体现出的是由于发动机出口流量 $\dot{G}$ 引起的腔内气体质量增加带来的压强随时间的变化, 这也使得温度平衡后的压强上升斜率低于初始温度上升段的压强上升斜率.

进一步分析式(5)可以知道, 初始温度上升阶段压强变化速度可以近似为

$$\left. \frac{dp_i}{dt} \right|_{t=0} = \frac{p_0}{t_*} \left[\frac{\bar{T}_e - 1}{a_{12}} + 1 \right] \approx \frac{\bar{T}_e p_0}{a_{12} t_*}, \quad (10)$$

而温度平稳阶段的压强上升速度为

$$\left. \frac{dp_i}{dt} \right|_{t \rightarrow \infty} = \frac{\bar{T}_e p_0}{t_*}. \quad (11)$$

图4给出了级间段腔内气体压强的相似性解. 根据上述分析, 该相似性解可用两段线性函数作为渐近近

图 4 级间段腔内气体压强的相似性解

Figure 4 Similarity solution to the dimensionless pressure of gas in the stage chamber.

似. 第一段代表初始温度上升段, 压强上升速度近似为 $\bar{T}_e p_0 / a_{12} t_*$; 第二段代表温度平稳段, 压强上升速度近似为 $\bar{T}_e p_0 / t_*$. 可以看到两者之间仅相差一个系数 a_{12} . 代入燃气和空气的比热比 $\gamma_1=1.13$, $\gamma_2=1.4$, 可知 $a_1=1/(\gamma_1-1)$, $a_2=1/(\gamma_2-1)$, $a_{12}=0.32$. 这说明后期压强上升速度大致是初始时刻压强上升速度后期的1/3.

另外, 观察式(10)和(11)可以发现, 温度上升段和温度平稳段的压强上升速度中均含有 $\bar{T}_e p_0 / t_*$, 代入式(3)和(9)后, 可以得到

$$\frac{\bar{T}_e p_0}{t_*} = (1-K) \frac{R_{i1} \dot{G} h_t(T_c)}{c_{v1} V_i}. \quad (12)$$

因而初始温度上升段和温度平稳段的压强上升速度皆只与发动机流量、燃烧室总温、燃气热力学参数和级间段几何状态有关, 与级间段内初始环境无关. 由此也可以得出, 对于给定的上面级发动机, 腔内气体在温度上升段和温度平稳段的压强上升速度对于飞行状态和地面“三合一”试验状态是相同的, 区别仅在于温度达到稳定状态所需时间由于特征时间 t_* 不同而存在差异.

3 流动仿真结果

为了进一步考察级间分离过程腔内气体压强的非定常变化规律, 并对上述相似律关系进行验证, 本节针对级间分离初始阶段流动过程开展数值仿真研究, 考

察流动非定常特性, 并对地面试验状态和飞行试验状态下的流动过程进行对比分析.

为了比较分析飞行试验、“三合一”试验以及爆炸激波管分离试验三种状态下级间段内气体压强随时间的变化规律, 本节根据飞行状态和地面试验状态设置了三个模拟工况, 工况A为飞行试验状态, 对应假想分离高度大气参数; 工况B和工况C为地面“三合一”试验和爆炸激波管试验状态, 对应分离高度为海拔0 km. 由于级间段结构一般未刻意地采取密封措施, 因而从起飞开始存在一定的泄压过程, 故分离时刻级间段内的压强与结构的密封性和实际飞行过程有关, 但一般来说较为接近分离点高度的大气环境. 本文在级间分离数值模拟中, 统一取分离点高度的大气压强和密度作为级间段内气体的初始状态. 不同工况下分离初始阶段级间段内气体状态如表1所示.

在实际情形中, 从堵片打开到级间分离火工品点火之间存在一定的延迟, 包括控制系统信道扫描延迟、堵片打开信号低通滤波延迟以及火工品响应延迟, 总的延迟时间一般在3 ms至10 ms之间, 因此实际分离初始阶段存在一定的憋压过程. 本文暂不考虑分离开始以后的排气过程, 级间段腔内视为密闭环境, 仅针对级间分离初始阶段的憋压过程开展流动数值仿真研究.

所要研究的级间段结构如图5所示, 包括一级发动机前封头、二级发动机后封头、级间段壳壁以及喷管外露部分. 考虑到级间段内实际存在的仪器及电缆主要分布于二级后封头附近的流动死水区以及壳壁附近, 对级间段内整体的流动结构影响较小, 故在建立物理模型时可暂不考虑. 另外本节主要关注的是分离之前的初始憋压过程中流场的变化, 不考虑分离面切割之后缝隙处的排气过程, 因此计算域是由喷管喉部入口和级间段组成的封闭区域.

为了与试验结果对比, 在相应的压力传感器位置提取了非定常流动仿真过程中的气体压强的时间序列

信号. 如图5所示, 该压力监测点的位置位于级间段壳壁, 距离二级尾端框1/3壳体半径处. 飞行试验、地面“三合一”试验以及爆炸激波管试验^[7]中于该点附近均布置压力传感器, 本文将利用对应测点的试验数据开展比较分析研究.

本文采用二维轴对称流动模型对问题进行简化模拟^[20]. 如图5所示, 级间段壳壁、一级前封头、二级后封头以及喷管内外型面为等温无滑移固壁条件(壁温 T_w 设为300 K). 发动机轴线采用轴对称边界条件. 发动机喉部采用总压总温入口条件, 基于所给定的燃烧室总压和总温计算入口边界条件, 如表1所示. 计算中以堵片打开时刻为时间零点.

对于爆炸激波管试验, 由于设置了喉部堵片对冲击波进一步整形, 使得进入模拟喷管的波形已经较为平稳, 并且级间段级间分离试验主要利用堵片打开后18 ms的压力上升段波形, 基本处于爆炸激波管平稳运行行段范围(见图2), 因此在数值仿真中仍将喷管入口总压总温近似为常数, 如表1所示.

图6给出了计算域内网格, 其中计算域网格单元总数为3.1万, 最大单元尺度为1.0 mm, 最小单元尺度为0.08 mm. 网格划分采用贴体多块结构网格, 以提高计算精度和收敛速度. 网格通量空间离散采用AUSM+up

图5 计算域及相应边界条件, 黑点表示压力监测点位置
Figure 5 Simulation domain and the boundary conditions. The location of pressure monitor is indicated by the black dot.

表1 数值仿真设置参数

Table 1 Configuration parameters for numerical simulation

工况	试验状态	初始压强 (kPa)	初始密度 (kg/m^3)	初始温度 (K)	总温 (K)	总压 (MPa)
A	高空飞行	1.12	0.018	226.5	3800	2.36
B	“三合一”试验	101.3	1.225	288.2	3800	2.36
C	爆炸激波管	101.3	1.225	288.2	1500	2.70

图 6 计算域网格划分
Figure 6 Grid of simulation domain.

格式^[21], 时间离散采用隐式二阶格式^[22].

图7给出了数值模拟工况A (高空飞行状态)中级间段上壳壁处监测点的气体压强变化曲线, 并与飞行试验遥测结果和改进后的工程计算方法预示结果进行了对比. 其中, 数值模拟结果和遥测结果均在堵片打开后的短时间内($t=1.6$ ms左右)跃升并形成第一个峰值, 其峰值大小接近, 分别为440和410 kPa, 并且压强曲线振荡上升的趋势也较好地吻合, 峰值之后压强近似呈现出随时间线性增加的趋势, 压强上升速度接近20.2 kPa/ms (对数值仿真结果 $t=5$ ms以后的数据线性拟合得到).

图8给出了数值模拟工况A中级间段内不同时刻

图 7 壳壁气体压强变化过程: 算例A仿真结果及其与理论模型、飞行试验测量数据的对比, 其中试验结果来自固体火箭飞行试验中级间段内壁气体压强传感器遥测数据

Figure 7 The gas pressure variation process: the simulation results of Case A with the comparison to the flight test data and theory computation results, where the flight test data were obtained from the gas pressure sensors on the inner wall of the inter-stage shell.

气体压强分布云图. 从图中可以观察到, 堵片打开后, 由于燃烧室总压(2.36 MPa)远高于级间段内初始压强(1.12 kPa), 从而在气体组分界面上形成冲击波(图8(a)), 同时高压燃气沿着喷管型面向下级前封头

图 8 (网络版彩图)级间段腔内气体压强变化过程: 算例A仿真结果云图. (a) $t=0.15$ ms; (b) $t=0.35$ ms; (c) $t=0.5$ ms; (d) $t=0.9$ ms
Figure 8 (Color online) The variation process of the distribution of the gas pressure in the interstage: contour of pressure from Case A simulation results. (a) $t=0.15$ ms; (b) $t=0.35$ ms; (c) $t=0.5$ ms; (d) $t=0.9$ ms.

以超声速推进. 冲击波波前不断地向下游发展, 由于冲击波的压缩效应波后压力迅速升高. 随着波前到达下面级前封头, 冲击波将发生反射并带来波后压力陡然上升(图8(b)).

冲击波到达下面级前封头后, 从中心向外侧依次碰撞、反射. 同时, 冲击波波前由喷管和前封头之间的缝隙向外运动. 在靠近喷管出口位置, 来自前封头的反射冲击波也由缝隙向外运动并追上初始冲击波, 一同向级间段壳壁运动并再次反射, 尤其在发动机端框凹腔处形成汇聚反射, 使得波后壳壁表面压力瞬时内增加(图8(c)).

初始冲击波在前封头和壳壁上依次反射后, 向壳壁与喷管外壁构成的腔内继续运动, 通过其压缩效应使各处压强逐渐提高(图8(d)). 其后随着燃气涌入级间段, 燃气质量、能量的注入导致级间段内压强不断升高.

图9给出了数值模拟工况B (地面“三合一”试验状态)下级间段上壳壁处监测点的气体压强变化曲线, 并与地面试验测量结果和改进后的工程计算方法预示结果进行了对比. 其中, 数值模拟结果和地面试验结果均在堵片打开 $t=4$ ms之后压强才开始出现明显的上升, 其曲线均呈现振荡上升的趋势, 在0–10 ms之间数值模拟结果和地面试验结果得到的压强最大值分别为700和580 kPa, 量级基本接近. 在 $t=8$ ms之后, 压强曲线整

图9 壳壁气体压强变化过程: 算例B仿真结果及其与理论模型、“三合一”试验测量数据的对比

Figure 9 The gas pressure variation process: the simulation results of Case B with the comparison to the engine trial experiment data and theory computation results.

体呈现线性上升的趋势, 其上升速度接近25 kPa/ms (计算方式同上).

在图7和9中, 工程算法得到的预示结果则是从 $t=0$ ms开始单调上升的曲线, 未能捕捉到压强振荡上升的特点, 但仍与试验数据的整体变化趋势一致.

图10给出了数值模拟工况B中级间段内不同时刻气体压强分布云图. 在地面“三合一”试验状态C下, 流动过程的变化与高空飞行状态接近, 其主要区别首先在于级间段内初始背压较高(101325 Pa), 导致燃气-空气界面上形成的冲击波波速较低. 飞行状态下, 冲击波波前到达一级前封头时间约为 $t=0.35$ ms (图8(b)); 而地面试验状态下, 冲击波波前到达一级前封头时间约为 $t=1.2$ ms (图10(b)). 这种时间尺度上的不同也印证了上文提到的特征时间 t_* 在不同状态下由初始气体密度 ρ_0 引起的差异.

其次, 在地面试验状态下, 冲击波的压缩效应使得背压增加更为明显. 燃气由于超声速膨胀压强下降, 在喷管上游位置形成过膨胀流动, 并发展出“斜激波-正激波-滑移层”波系结构. 最后, 由于级间段内初始空气组分分压较高, 空气受冲击波压缩和燃气加热共同作用压强不断上升, 使得地面状态下级间段内气体压强显著高于飞行状态.

图11给出了数值模拟工况C (爆炸激波管试验状态)级间段上壳壁处监测点的气体压强变化曲线, 并与激波管钢壳体调试试验的试验结果^[6]进行了对比, 可以发现数值模拟结果基本与试验结果吻合, 表明本文所用数值方法能够适用于激波管级间分离试验.

整体上看压强时间曲线呈分段线性上升的趋势, 在 $t=4$ –10 ms的初始阶段, 温度逐渐爬升, 腔内压力以接近60 kPa/ms的速度上升. 在 $t=10$ ms之后, 温度上升速度减小, 压强的上升速度有所降低, 约为20 kPa/ms.

图12给出了数值模拟工况C中级间段内不同时刻气体压强分布云图. 在爆炸激波管试验状态下, 流动过程的变化以及腔内气体压强的分布与地面“三合一”试验状态基本一致: 堵片打开后, 激波管出口段的气体密度和压力较高, 同样在爆轰气体和空气界面形成了冲击波. 冲击波在一级前封头后反射同时向下端框运动, 之后冲击波向级间段上端框方向运动并带动燃气向喷管外扩散, 最终冲击波到达上面级后封头并反射, 同时腔内燃气和空气混合.

在爆炸激波管试验状态下, 冲击波波前到达一级

图 10 (网络版彩图)级间段腔内气体压强变化过程: 算例B仿真结果云图. (a) $t=0.6$ ms; (b) $t=1.2$ ms; (c) $t=1.8$ ms; (d) $t=3.2$ ms
 Figure 10 (Color online) The variation process of the distribution of the gas pressure in the interstage: contour of pressure from Case B simulation results. (a) $t=0.6$ ms; (b) $t=1.2$ ms; (c) $t=1.8$ ms; (d) $t=3.2$ ms.

图 11 壳壁气体压强变化过程: 算例C仿真结果及其与激波管试验的级间段压力历程曲线比较. 其中试验数据为长时间憋压考核试验下级间段壳壁气体压强

Figure 11 The gas pressure variation process: the simulation results of Case C with the comparison to the experiment results of the stage of shock tube inspection. The experiment is to hold for a long time to test the gas pressure on the shell wall of the lower segment.

前封头时间约为 $t=1.5$ ms (图12(b)). 与地面“三合一”试验状态下相比, 两者时间尺度接近.

图13给出了数值模拟工况A (高空飞行状态)和工况B (地面“三合一”试验状态)堵片打开后 $t=3$ ms时刻

级间段内气流速度和温度的分布. 在高空飞行状态下, 由于初始空气分压较低, 冲击波波速较高, 高温燃气迅速涌入喷管外的空间, 在 $t=3$ ms时刻已经形成速度较高的回流结构并引起气体温度显著上升, 局部最高达到1200 K; 地面试验状态下, 由于存在一定初始空气且分压较大, 冲击波波速较低, 流场变化相对缓慢, 在 $t=3.2$ ms时刻喷管外整体流速较低且仅有少量高温燃气进入喷管外空间, 局部气体温度最高仅达到600 K. 根据式(8), 这反映了不同状态下气体温度变化存在显著的时间尺度差异.

4 压强动态变化天地差异性分析

根据理论模型, 计算出了对应三种状态下压强上升速度的估计值 $\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_*$ 以及相应的特征时间 t_* 、无量纲化稳态温度 $\bar{T}_c$, 如表2所示.

从表中可以看到, 由于初始腔内气体密度的不同, 飞行状态下特征时间为0.42 ms, 而在地面状态下的“三合一”试验和激波管试验中, 特征时间分别为28.7和14.4 ms, 飞行状态和地面试验状态特征时间差异明显. 根据前面对特征时间的分析, 飞行状态下, 腔内气

图 12 (网络版彩图)级间段内气体压强变化过程: 算例C仿真结果云图. (a) $t=0.8$ ms; (b) $t=1.5$ ms; (c) $t=2.1$ ms; (d) $t=3.6$ ms
 Figure 12 (Color online) The variation process of the distribution of the gas pressure in the interstage: contour of pressure from Case C simulation results. (a) $t=0.8$ ms; (b) $t=1.5$ ms; (c) $t=2.1$ ms; (d) $t=3.6$ ms.

图 13 (网络版彩图)堵片打开后级间段内气体流速(等值线)与温度(云图)分布. (a) 工况A, $t=3.0$ ms; (b) 工况B, $t=3.2$ ms
 Figure 13 (Color online) The distribution of velocity magnitude (lines) and temperature (contour). (a) Case A, $t=3.0$ ms; (b) Case B, $t=3.2$ ms.

体温度几乎在 1 ms 内便上升到最大值, 从而意味着燃气在很短时间内充满了级间段内空腔. 而在地面状态下, 由于腔内初始有较多空气, 燃气与空气掺混时间显著增加.

对于飞行试验状态和地面“三合一”试验状态, 由于燃烧室参数和发动机流量均一致, 其温度平稳段压强上升速度一致, 为 21.6 kPa/ms. 但是, 对于飞行状态下特征时间 t_* 较短, 因此呈现出压强在初始时刻的瞬时增长, 之后以较低的速度继续上升. 而在地面试验状态, 温度达到稳态所需时间较长 (15–30 ms), 在此之前一般已经完成切割分离, 但期间压力一直保持较快

的上升速度, 因此压强上升速度更接近初始温度上升段压强上升速度 $\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_* = 67.4$ kPa/ms, 约为飞行试验状态下的三倍.

而激波管试验状态下, 出口段气体总温低于发动机燃烧室总温, 但出口流量较高, 综合作用下其初始阶段压强上升速度相比真实发动机状态略低, $\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_* = 57.8$ kPa/ms. 其特征时间介于飞行状态和“三合一”试验中间. 若采用长时间憋压试验状态, 可以较容易地观察到压强上升曲线分段上升的趋势.

对照爆炸激波管试验憋压状态下试验结果和数值模拟结果可进一步验证上述推论. 图 11 中, 在 $t=4.5$ ms

表 2 不同状态下特征参数

Table 2 Characteristic parameters in different states

特征参数	T_c (K)	$\dot{G}$ (kg/s)	t_* (ms)	$\bar{T}_c p_0 / t_*$ (kPa/ms)	$\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_*$ (kPa/ms)
飞行试验	3500	30	0.42	21.6	67.4
“三合一”试验	3500	30	28.7	21.6	67.4
激波管试验	1500	60	14.4	18.5	57.8

至 10 ms 的 5.5 ms 时间长度内压强上升明显较快; 而根据表 2, 激波管试验状态下 $t_*=14.4$ ms, 相应的 $a_{12}t_*=4.6$ ms, 两者量级接近. 此时压强上升斜率约为 60 kPa/ms, 接近表 2 中估计值 $\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_*=57.8$ kPa/ms; 在 $t=10$ ms 至 30 ms 期间, 压强上升速度约为 16 kPa/ms, 接近表 2 中估计值 $\bar{T}_c p_0 / t_*=18.5$ kPa/ms, 约为前者的 1/3.

由于之前的“三合一”试验均是切割分离状态, 一直无法获得憋压状态下压强的长时间变化规律. 而激波管试验结果及上述分析表明, 憋压状态下压强最高可达到 60 kPa/ms 的较快上升速度, 持续时间可达到 10 ms. 这对确定飞行试验和地面试验的分离时序具有重要的影响. 若按照传统开放式热分离方式的设计经验, 在堵片打开后再延时一段时间(一般为 100 ms 左右)才切割分离, 必然造成内压过高, 从而可能导致主要用于飞行承载的壳体结构提前破坏.

为了便于系统比较不同状态下级间分离腔内气体压强变化, 有必要根据无量纲化的压强上升相似性关系(见图 4)建立基于特征参数的压强上升规律. 根据上述分析, 憋压状态下压强随时间变化的趋势可近似用两段线性函数表示. 如图 14 所示, 第一段为温度爬升段, 压强上升主要是由燃气涌入导致的密度增加和温度升高两个因素共同引起的, 时间长度为 $a_{12}t_*$, 期间压强上升速度为 $\bar{T}_c p_0 / a_{12} t_*$, 在此之后为温度平稳段, 此时压强的上升则主要是由密度增加引起, 压强上升的速度为 $\bar{T}_c p_0 / t_*$. 可以发现影响压强随时间变化特性的主要有两个组合参数, 一是 $a_{12}t_*$, 另一个是 $\bar{T}_c p_0$: 前者反映了初始温度爬升段的时间, 在此期间压强上升较快, 当温度趋于稳定时, 压强上升速度与之前相比按比例 a_{12} 缩小; 后者则近似反映了初始爬升段结束时压强的大小.

图 14 压强随时间变化的分段线性趋势示意图

Figure 14 A piecewise linear trend of pressure over time.

注意到式(12)中 $\bar{T}_c p_0 / t_*$ 的表达式右侧只与发动机参数和级间段几何状态有关, 与级间段内初始环境无关. 因此对于飞行试验状态和地面“三合一”试验, 该斜率对于两种状态是相同的. 如图 14 中所示, 两种状态下压强上升曲线在初始温度上升段和温度平稳段的斜率均相同, 区别在于初始压强高低以及初始温度爬升段时间长短 $a_{12}t_*$ 的差异.

与地面“三合一”试验相比, 激波管出口段与发动机喷流的差别在于喷流流量 $\dot{G}$ 、前室总焓 h_1 和出口气体的气体常数 R_{i1} 及比热容物性参数. 由于爆炸激波管出口段气体温度一般在 1500 K 左右, 低于实际固体发动机燃烧室总温(约 3500 K), 爆炸激波管试验相应的无量纲参数 $\bar{T}_c$ 也将低于地面“三合一”试验状态. 然而, 为了让激波管试验能够等效地模拟“三合一”试验中腔内压强随时间变化趋势, 可以通过合理选取其他参数使上升斜率 $\bar{T}_c p_0 / t_*$ 在两种状态下的值尽可能接近, 此时压强在初始温度爬升段上升速度相同, 两种状态的

区别仅在于特征时间 $a_{12}t_*$, 对应的压强时间曲线如图 14 中所示, 在初始阶段存在重合. 由于激波管出口段温度和发动机喷流总温之间差异较大, 因此总焓 h_t 的差异主要靠改变流量 $\dot{G}$ 来弥补, 从而确保压强上升斜率相同.

考虑到三种状态下特征时间 $a_{12}t_*$ 的差异, 如果在“三合一”试验和激波管试验中, 所选的切割分离时间均小于两种状态下各自对应的特征时间 $a_{12}t_*$, 那么仅就切割分离之前的压强上升趋势来说, 激波管试验和“三合一”试验是等效的. 注意到从控制系统收到堵片打开信号到火工品收到点火指令完成分离切割之间实际的延时一般在 3–7 ms (这里控制系统在堵片打开后即发出分离指令, 无刻意设置的憋压时间), 而地面试验状态 $a_{12}t_*$ 一般在 10 ms 以上量级, 上述条件其实是满足的, 因此激波管分离试验从压强上升趋势和分离时序上可以实现“三合一”试验的等效模拟.

5 总结

为了考察激波风洞试验对级间分离过程模拟的等效程度, 加深对地面试验考核效果的认识, 本文针对腔内压强上升趋势进行了理论分析和数值模拟研究, 并考察了天地差异性. 从仿真结果和试验数据可以看出, 级间分离初始阶段舱内压强整体呈现振荡上升的趋势. 在堵片打开后的短时间内, 部分监测点的压强会陡

然上升并下降形成显著的峰值. 数值模拟结果和试验结果吻合较好, 能够比较准确地反映压强变化的非定常特性.

基于级间分离工程算法模型, 理论分析表明憋压状态下压强随时间的变化将呈分段线性上升的趋势. 初始阶段的压强上升主要是燃气涌入导致的密度增加和温度升高两个因素共同引起的, 当腔内温度区域稳定, 压强上升的速度则主要是由密度增加引起, 压强上升速度相比初始阶段按一个比例因子(a_{12})减小. 对于影响压强随时间变化规律的两个主要参数, 即初始温度爬升段特征时间和初始阶段压强上升速度, 分析给出了其关于流量、总温、级间段状态的表达式, 并得到了试验数据的验证. 研究发现, 飞行试验状态和“三合一”试验状态下初始阶段压强上升速度基本一致, 但是在地面试验状态下, 初始阶段特征时间较长, 约在 20 ms 以上; 而飞行试验状态下该特征时间在 0.4 ms 左右. 激波管试验状态下, 初始特征时间在 10 ms 以上, 但是初始压强上升速度能够与“三合一”试验基本一致. 通过选取合适的出口段参数, 可以利用激波管试验实现憋压和分离状态下的腔内压强环境等效模拟.

工程计算方法得到的预示结果能够反映压强整体的上升趋势, 但是受计算方法的局限, 不能反映压强的振荡上升特性和非均匀分布特性. 由于压强瞬时峰值及其振荡幅度将影响结构强度设计, 后续将从级间段内流场形态和动态变化等方面对此开展进一步研究.

致谢 感谢军事科学院国防工程研究院工程防护研究所刘瑞朝研究员、周松柏研究员为激波风洞试验机理研究提供的相关试验数据和研究资料. 感谢大连理工大学刘君教授为数值仿真方法研究提供的详细指导.

参考文献

- Guo F M, Yu M L. Research on missile separation design techniques (in Chinese). *Missiles Space Vehicles*, 2014, 1: 5–10 [郭凤美, 余梦伦. 导弹分离设计技术研究. *导弹与航天运载技术*, 2014, 1: 5–10]
- Wang Z J, Wu Y Z, Lin J Z. Numerical simulation and wind tunnel test research on rocket stage separation jet flow interaction (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2010, 28: 149–154 [王志坚, 伍贻兆, 林敬周. 火箭级间分离喷流干扰数值模拟与风洞试验研究. *空气动力学学报*, 2010, 28: 149–154]
- Wang Z J, Wu Y Z, Lin J Z. Wind tunnel test on effect of the jet flow interaction on stage separation of launch vehicle (in Chinese). *J Exper Fluid Mech*, 2009, 23: 15–19 [王志坚, 伍贻兆, 林敬周. 某运载火箭级间分离喷流干扰风洞试验研究. *实验流体力学*, 2009, 23: 15–19]
- Lin J Z, Cao C, Wu Y S, et al. Experimental investigation on interstage thermal environment with multi-jets interaction in wind tunnel (in Chinese). *J Exper Fluid Mech*, 2012, 26: 1–6 [林敬周, 曹程, 吴彦森, 等. 多喷流干扰级间热环境风洞试验研究. *实验流体力学*, 2012, 26: 1–6]
- Luo Z P, Hou S M. A one-dimensional mathematical model of stage-II exhaust force during thermal separation between closed stages at high

- altitude (in Chinese). *Tactical Missile Tech*, 1986, 2: 59–64 [罗泽平, 侯世明. 密闭式级间段高空级间热分离时 II 级排气作用力的一维数学模型. *战术导弹技术*, 1986, 2: 59–64]
- 6 Zhu G S, Liu R C, Zhou S B, et al. Experimental research of strength check and stage separation for a rocket's stage section based on a blast simulator (in Chinese). *Acta Aeronaut et Astron Sin*, 2015, 36: 2207–2213 [朱广生, 刘瑞朝, 周松柏, 等. 基于爆炸激波管的火箭级间段强度考核和分离试验研究. *航空学报*, 2015, 36: 2207–2213]
- 7 Huang J R, Wang X, Xu X Y, et al. An installation method of the damping structure for the pressure sensors in ground simulation experiment of spacecraft interstage sections (in Chinese). *Protective Eng*, 2013, 35: 20–23 [黄家蓉, 王幸, 徐翔云, 等. 航天器级间段地面模拟试验压力传感器减振安装方法. *防护工程*, 2013, 35: 20–23]
- 8 Wu Y Y, Jiang P, Gao B, et al. Research on the transient high pressure during stage separations (in Chinese). *Missiles Space Vehicles*, 2017, 3: 22–25 [武玉玉, 蒋平, 高波, 等. 级间热分离瞬间高压峰值研究. *导弹与航天运载技术*, 2017, 3: 22–25]
- 9 Zhang W P, Feng Z P. Numerical simulation of flow field and thermal analysis for stage separation of multistage missile (in Chinese). *J Propul Tech*, 2003, 24: 240–243 [张文普, 丰镇平. 级间分离的流场及热流分析研究. *推进技术*, 2003, 24: 240–243]
- 10 Fan J, Zhu X F, Li C. Numerical study of the solid rocket stage separation flow field (in Chinese). *J Solid Rocket Tech*, 2020, 43: 107–114 [范健, 朱小飞, 李超. 固体运载火箭级间热分离流场三维数值模拟. *固体火箭技术*, 2020, 43: 107–114]
- 11 Wang C Y, Zhu G S, Ma Y L. Numerical simulation of jet interaction characteristics during stage separation (in Chinese). *Missiles Space Vehicles*, 2011, 3: 20–24 [王常悦, 朱广生, 马友林. 级间热分离喷流干扰特性数值模拟. *导弹与航天运载技术*, 2011, 3: 20–24]
- 12 Gao L H, Zhang B, Quan X B, et al. Coupled numerical simulation of the multi-stage rocket stage separation (in Chinese). *J Tsinghua Univ*, 2011, 51: 462–466 [高立华, 张兵, 权晓波, 等. 火箭级间热分离过程耦合数值模拟. *清华大学学报*, 2011, 51: 462–466]
- 13 Jia R Y, Jiang Z Y, Zhang W H. Numerical simulation of initial phase of multi-stage rocket stage separation at low altitude (in Chinese). *J Astronaut*, 2015, 36: 1310–1317 [贾如岩, 江振宇, 张为华. 火箭低空级间热分离初期流场特性数值模拟. *宇航学报*, 2015, 36: 1310–1317]
- 14 Yuan Y, Li D, Ma Y L, et al. Numerical simulation of stage separation with overset unstructured grid in low altitude with high dynamic pressure (in Chinese). *Missiles Space Vehicles*, 2020, 6: 20–24 [袁亚, 李冬, 马友林, 等. 基于非结构嵌套网格技术的低空大动压级间分离数值模拟. *导弹与航天运载技术*, 2020, 6: 20–24]
- 15 Zhu G S, Ye Z X, Gu S, et al. Analysis on the different effect of the pressure during stage separation of solid rocket between flight test and ground test missiles and space vehicles (in Chinese). *Missiles Space Vehicles*, 2015, 1: 15–17, 27 [朱广生, 叶振信, 顾胜, 等. 固体火箭级间分离憋压影响的天地差异性分析. *导弹与航天运载技术*, 2015, 1: 15–17, 27]
- 16 Wan Y. Aerodynamic design of interstage and the effects of plume induced flow separation on aerodynamics of rockets (in Chinese). *J Astronaut*, 1992, 13: 95–98 [万音. 级间段气动设计及羽流诱导分离对火箭气动特性的影响. *宇航学报*, 1992, 13: 95–98]
- 17 Smoot L D. Prediction of interstage pressure in multistage solidpropellant rocket systems. *AIAA J*, 1963, 1: 2361–2365
- 18 Kong L, Sun J G, Dai Y J, et al. Research on stage-separation characteristics for solid-propellant ballistic missile (in Chinese). *J Naval Aeronaut Astron Univ*, 2009, 24: 617–621 [孔丽, 孙建国, 戴宇进, 等. 固体弹道导弹级间热分离特性研究. *海军航空工程学院学报*, 2009, 24: 617–621]
- 19 Maegley W J, Carroll H R. MX missile thermal mapping and surface flow results. *J Spacecraft Rockets*, 1982, 19: 199–204
- 20 Huang S Y, Quan X B, Guo F M, et al. Numerical simulation of the initial stage flowfields for the stage separation of the multi-stage rocket (in Chinese). *J Propul Tech*, 2007, 28: 113–117 [黄思源, 权晓波, 郭凤美, 等. 火箭级间热分离初始阶段流场的数值模拟. *推进技术*, 2007, 28: 113–117]
- 21 Liou M S. A sequel to AUSM, Part II: AUSM⁺ -up for all speeds. *J Comput Phys*, 2006, 214: 137–170
- 22 Yan C. *Computational Fluid Dynamics Method and Application* (in Chinese). Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press, 2006 [阎超. *计算流体力学方法及应用*. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006]

Differences of chamber pressure variations during stage separation between flight and detonation-shock-tube-based ground tests

SHEN Zhi^{1*}, ZHU GuangSheng², WU YaDong¹ & GAO Bo¹

¹ *Beijing Institute of Astronautical Systems Engineering, Beijing 100076, China;*

² *China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076, China*

Interstage separation is a key link in the flight process of a solid rocket; however, the ground test often cannot cover the environmental conditions of the flight state during interstage separation. Therefore, it is necessary to master the difference between flight and ground tests during this process for the ground test results to reflect the flight environment effectively. With the new detonation-shock-tube-based ground test technology as the research background, combined with a theoretical model and numerical simulation, this paper studies the similarity law of pressure variation in the chamber and the difference of the effect of initial pressure and density conditions between flight and ground tests. In addition, it illustrates the requirement for equivalent-simulating stage separation through the detonation shock tube.

interstage separation, detonation-driven shock tube, computational methods in fluid mechanics, flight-ground differences

PACS: 07.35.+k, 44.15.+a, 47.11.-j, 47.40.-x

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0147](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0147)