

## 激波管双爆轰驱动段性能的数值模拟研究

李进平<sup>1)</sup> 姜宗林 陈 宏 冯 珩 俞鸿儒

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100080)

**摘要** 采用频散可控的耗散格式 (DCD), 求解 Euler 方程和一种改进的二阶段化学反应模型, 对氢氧反向 - 正向双爆轰驱动段激波管进行了数值模拟. 计算结果表明: 当辅助驱动段与主驱动段初始压力比小于临界值时, Taylor 波仍会出现, 但波扇夹角较单一前向爆轰驱动段小, 入射激波马赫数衰减率变小; 当初始压力比等于临界值时, 主驱动段中的 Taylor 波完全被消除, 入射激波马赫数不再衰减. 当初始压力比大于临界值时, 在主驱动段中能产生过驱动爆轰波, 不仅 Taylor 波被完全消除, 而且驱动能力较单一前向爆轰驱动段强.

**关键词** 爆轰波, 双爆轰驱动段, 激波管, Taylor 波

**中图分类号:** O354.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2007)03-0343-07

### 引 言

为了产生超高速流实验研究需要的高焓气流, 高焓激波风洞需采用高性能驱动段. 在现有各种驱动方法中, 只有少数几种能满足要求, 氢氧爆轰驱动方法就是其中的一种. 氢氧爆轰驱动是利用爆轰生成的高温高压气体产生强激波的一种驱动方式. 根据爆轰波的起爆位置可分为两种驱动方式: 一种是在驱动段上游端部起爆, 爆轰波运动方向与入射激波传播方向相同, 称为正向爆轰驱动; 另一种是爆轰波在主膜片处起始, 其传播方向与入射激波相反, 称为反向爆轰驱动. 反向爆轰驱动方法应用 Taylor 波后静止区的气体作为驱动气体, 其压力和温度均较爆轰波的 CJ 值低很多; 正向爆轰驱动应用爆轰产物直接驱动激波管, 其温度和压力均高于反向驱动, 而且爆轰产物的动能可以进一步提高正向爆轰驱动的能力, 因此, 正向爆轰驱动能力大大高于反向爆轰驱动. 但是, 反向爆轰的有效驱动气体的状态是均匀的, 而正向爆轰驱动气体的状态是随时间衰变的, 因此反向爆轰驱动气体的均匀性优于正向爆轰驱动<sup>[1,2]</sup>. Balcarzak 和 Johnson<sup>[3]</sup> 曾实验研究了正向爆轰驱动段的特性, 得出了正向爆轰方法由于入射激波随着传播距离和时间而不断衰减, 因而不适用于空气动力学实验的结论. 这种衰减效应主要是由 Taylor 波不断追赶上入射激波引起的.

爆轰波后之所以伴随着稀疏波, 是因为爆轰波

在一端封闭的管内离开端面传播时, 波后气体运动受封闭端面静止边界条件的限制而产生的. 如果设想应用一个运动的活塞来改变上游的静止边界条件, 当其运动速度等于爆轰波后气体的 CJ 速度时, 则爆轰波后将不出现 Taylor 波, 波后气体参数也将保持恒定. Coates 和 Gaydon<sup>[4]</sup> 在爆轰驱动段上游附加充入高压氢气的辅助驱动段, 利用氢气膨胀加速形成高速运动的气柱来替代活塞. 但要使氢气柱的速度等于爆轰气体的 CJ 速度, 要求氢气与爆轰段中氢氧混合气初始压力比超过百倍. Bakos 和 Erdos<sup>[5]</sup> 采用氦作为辅助驱动气体, 在这种条件下要求氦气与氢氧混合气初始压力比更高达 600~700 倍. 为了产生高焓高压驱动气流, 爆轰驱动段混合气初始压力大多为数十个大气压或更高. 因此要完全消除正向爆轰驱动段中的 Taylor 波, 所要求辅助驱动气体的初始压力过高. 除了需要配备昂贵的高压气源和充气设备外, 还对辅助驱动段的结构和破膜技术带来严重的技术困难. 为了解决这一技术难题, 俞鸿儒<sup>[1]</sup> 提出利用氢氧爆轰产生辅助驱动段高压气体. 他的实验表明如果辅助驱动段应用反向爆轰模式, 辅助驱动段与主驱动段初始压力比只需数倍就能消除主爆轰段的 Taylor 波, 并产生热力学参数和速度均匀的驱动气体.

本文采用频散可控的耗散格式 (DCD), 求解 Euler 方程和一种改进的二阶段化学反应模型, 对氢氧

2005-09-05 收到第 1 稿, 2006-10-19 收到修改稿.

1) E-mail: jinpingli@tom.com

反向 - 正向双爆轰驱动激波管在应用不同辅助驱动段与主驱动段初始压力的条件下进行了详细的数值模拟研究, 得到了激波管性能的变化规律, 为进一步优化爆轰驱动段的研究提供了理论依据.

### 1 反向 - 正向双爆轰驱动段

图 1 是反向 - 正向双爆轰驱动激波管的结构和波系示意图, 其中辅驱动段为反向爆轰, 主驱动为正向. 当辅驱动段与主驱动段初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  较小时, 辅驱动段已爆轰气体膨胀加速后, 其速度仍低于主驱动段爆轰的 CJ 速度, Taylor 波仍会出现, 只不过膨胀波扇面夹角较单一正向爆轰有所减小. 如果初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  增加到临界值, 使辅驱动段已爆轰气体膨胀后速度等于主驱动段 CJ 爆轰波后气体速度, 则主驱动段的 Taylor 波将全部消失. 如果初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  高于临界值, Taylor 波也不会出现, 且在主驱动段中将形成过驱动爆轰波, 其传播速度, 波后气体温度、压力和速度随  $P_{8i}/P_{4i}$  比值增加而升高.

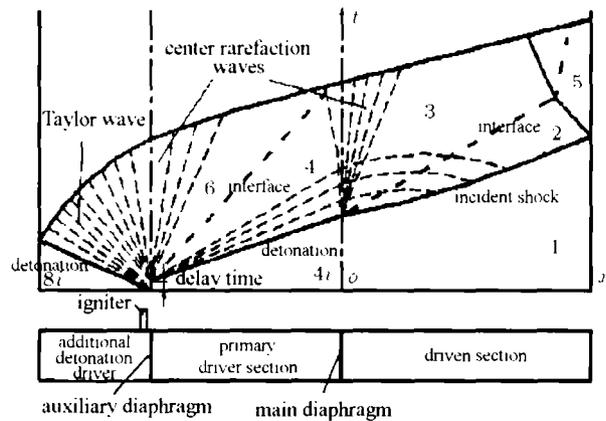


图 1 反向 - 正向双爆轰驱动激波管结构和波系示意图

Fig.1 Wave diagram and schematic of shock tube with double detonation driver sections

辅驱动段中爆轰气体通过 Taylor 波减速至静止状态, 并进一步通过中心稀疏波加速至速度  $u_6$ , 由简单波关系式可以估算临界初始压力比.

$$u_{8CJ} + \frac{2}{\gamma - 1} a_{8CJ} = u_6 + \frac{2}{\gamma - 1} a_6 \quad (1)$$

假定已爆轰气体膨胀过程中比热比恒定 ( $\gamma = 1.2$ ), 辅和主驱动段混合气体组分和初始温度分别为  $H_2:O_2=3$  和  $18^\circ C$ , 忽略初始压力对爆轰波前后压力比的影响, 应用 Edwards 等<sup>[6]</sup> 的爆轰参数可得  $u_{CJ} = 1443 m/s$  和  $a_{CJ} = 1845 m/s$ . 如果主驱动

段中爆轰波后刚好不出现 Taylor 波, 则  $P_6 = P_4 = P_{4CJ}$ ,  $u_6 = u_4 = u_{4CJ} \approx -u_{8CJ}$ , 由上式得出

$$a_{8CJ}/a_6 \approx 1.18, \quad P_{8CJ}/P_6 \approx 7$$

因此, 可近似得到临界初始压力比  $(P_{8i}/P_{4i})_{CR} \approx P_{8CJ}/P_{4CJ} \approx 7$ .

### 2 控制方程与数值计算方法

气相爆轰实验观察结果表明: 沿爆轰波阵面传播的一系列横向波相互作用, 形成的爆轰波结构非常复杂, 然而由于爆轰周期性的非定常结构较爆轰驱动段特征尺度小得多, 本文主要讨论爆轰波前后的气体动力学特性, 所以在数值模拟中采用一维控制方程, 并应用简化的二阶段反应模型来近似爆轰波的化学反应过程.

#### 2.1 控制方程

在研究爆轰波的传播过程中, 假设气体为无黏性的理想气体, 其一维的控制方程如下

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} - S_c = 0 \quad (2)$$

其中未知变量  $U = (\rho, \rho u, e, \rho \alpha, \rho \beta)^T$ , 对流通量  $F = (\rho u, \rho u^2 + p, (e + p)u, \rho \alpha u, \rho \beta u)^T$ , 化学反应源项  $S_c = (0, 0, 0, \dot{\omega}_\alpha, \dot{\omega}_\beta)^T$ . 在以上各式中  $\rho, p, u, e$  分别为混合气体的密度、压力、速度和单位体积混合气体的总能.  $\alpha, \beta$  分别为诱导反应进行度和放热反应进行度;  $\dot{\omega}_\alpha, \dot{\omega}_\beta$  分别为诱导和放热反应速率.

#### 2.2 两阶段化学反应模型

本文采用 Sichel 等<sup>[7]</sup> 提出的考虑多个组分的两阶段化学反应模型. 这种改进的反应模型与早期两阶段反应模型的主要区别是它考虑了化学反应前后组分变化对爆轰的影响, 并以气体组分的变化来描述化学反应的进行, 而不是用活化能. 在本文中, 对于氢氧混合气体的化学反应考虑 8 个组分的变化, 它们分别为  $H_2, O_2, O, H, OH, HO_2, H_2O_2, H_2O$ . 具体计算方法请参看文献 [7].

#### 2.3 数值计算方法

本文采用的计算格式是姜宗林<sup>[8]</sup> 于 1995 年提出的频散可控耗散格式 (DCD). 应用 Steger-Warming 矢量通量分裂<sup>[9]</sup> 方法, 离散控制方程得到的差分方程如下

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_j^n = -\frac{1}{\Delta x} (\bar{F}_{j+1/2}^n - \bar{F}_{j-1/2}^n) - S_j^n \quad (3)$$

其中

$$\bar{F}_{j+1/2}^n = F_{j+1/2L}^+ + F_{j+1/2R}^-$$

$$\begin{cases} F_{j+1/2L}^+ = F_j^+ + \frac{1}{2} \Phi_A^+ \min \text{mod}(\Delta F_{j-1/2}^+, \Delta F_{j+1/2}^+) \\ F_{j+1/2R}^- = F_{j+1}^- - \frac{1}{2} \Phi_A^- \min \text{mod}(\Delta F_{j+1/2}^-, \Delta F_{j+3/2}^-) \end{cases}$$

$$\Delta F_{j+1/2,k}^\pm = F_{j+1,k}^\pm - F_{j,k}^\pm$$

$$F^\pm = A^\pm U$$

$$\Phi_A^\pm = I \mp \beta \Lambda_A^\pm$$

式中 Jacobian 矩阵  $A = \partial F / \partial U$ ,  $I$  为单位矩阵,  $\beta = \Delta t / \Delta x$ ,  $\Lambda_A$  为  $A$  的特征值构成的对角阵, 上标  $(\cdot)^+$  和  $(\cdot)^-$  为根据 Steger-Warming 通量分裂算法得到的正负通量.

### 3 计算结果及分析

本文以中国科学院力学研究所的双爆轰驱动段激波管为计算模型. 激波管全长 11.3 m, 其中辅驱动段 2 m, 主驱动段 3.7 m, 被驱动段 5.6 m. 在实验中, 辅驱动段和主驱动段分别充入温度为 18°C, 初始压力不同的氢氧混合气体 ( $H_2:O_2=3:1$ ).

#### 3.1 单一正向爆轰驱动段

为了验证方法和参照对比, 本文首先对单一正向爆轰驱动激波管进行了数值模拟, 其中辅驱动段和主驱动段一起构成单一正向爆轰驱动段. 计算所得到的爆轰波波速为 3 195 m/s, CJ 压力为 4.6 MPa, CJ 速度为 1 390 m/s; 根据 CJ 理论计算的爆轰波波速为 3 230 m/s, CJ 压力为 4.7 MPa, CJ 速度为 1 420 m/s. 图 2 是由计算得出的单一正向爆轰驱动段激波管波系图, 可以看出 Taylor 波不断地追赶上入射激波,

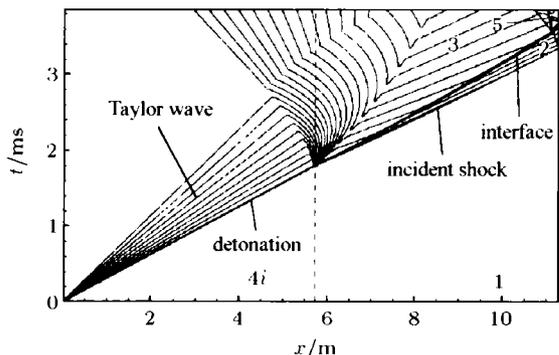


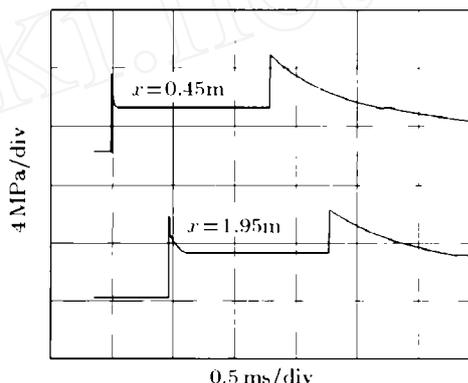
图 2 单一正向爆轰驱动段激波管波系图 ( $P_{4i} = 0.25$  MPa,  $P_1 = 6.67$  kPa)

Fig.2 Wave diagram of shock tube with single forward detonation driver ( $P_{4i} = 0.25$  MPa,  $P_1 = 6.67$  kPa)

使得入射激波随着传播距离和时间而不断衰减.

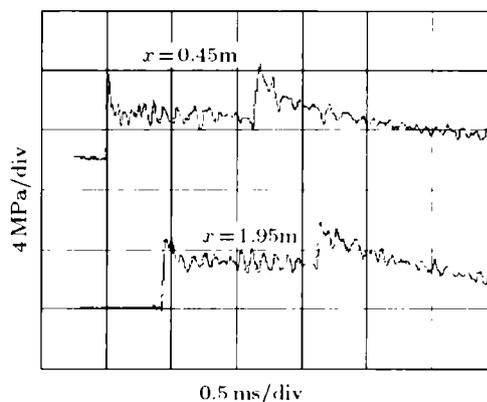
#### 3.2 辅驱动段与主驱动段初始压力比小于临界压力比

图 3 为  $P_{8i}/P_{4i} = 4$  时反向 - 正向双爆轰驱动段主驱动段内的压力变化曲线, 图 3(a) 为计算结果, 图 3(b) 为实验结果.



(a) 计算结果

(a) Computational



(b) 实验结果

(b) Experimental

图 3 主驱动段内压力变化曲线 ( $P_{8i}/P_{4i} = 4, P_{4i} = 0.25$  MPa)

Fig.3 Pressure-time curves in the primary driver

( $P_{8i}/P_{4i} = 4, P_{4i} = 0.25$  MPa)

由图 3 可以看出: 计算结果与实验符合良好; 虽然波后压力仍迅速下降, 但稀疏波持续时间缩短; 平台压力较单一正向爆轰驱动段的高; 曲线后部出现的压力上升是反向爆轰波在尾端的反射激波追到该处形成的干扰. 图 4 为不同时刻驱动段内压力和速度分布, 其中在图 4(a) 中  $t = 0.0$  ms 和  $t = 2.92$  ms 时分别为辅膜和主膜破裂时刻. 辅膜破裂时, 在辅驱动段已经形成向上游传播的爆轰波. 随后辅膜破

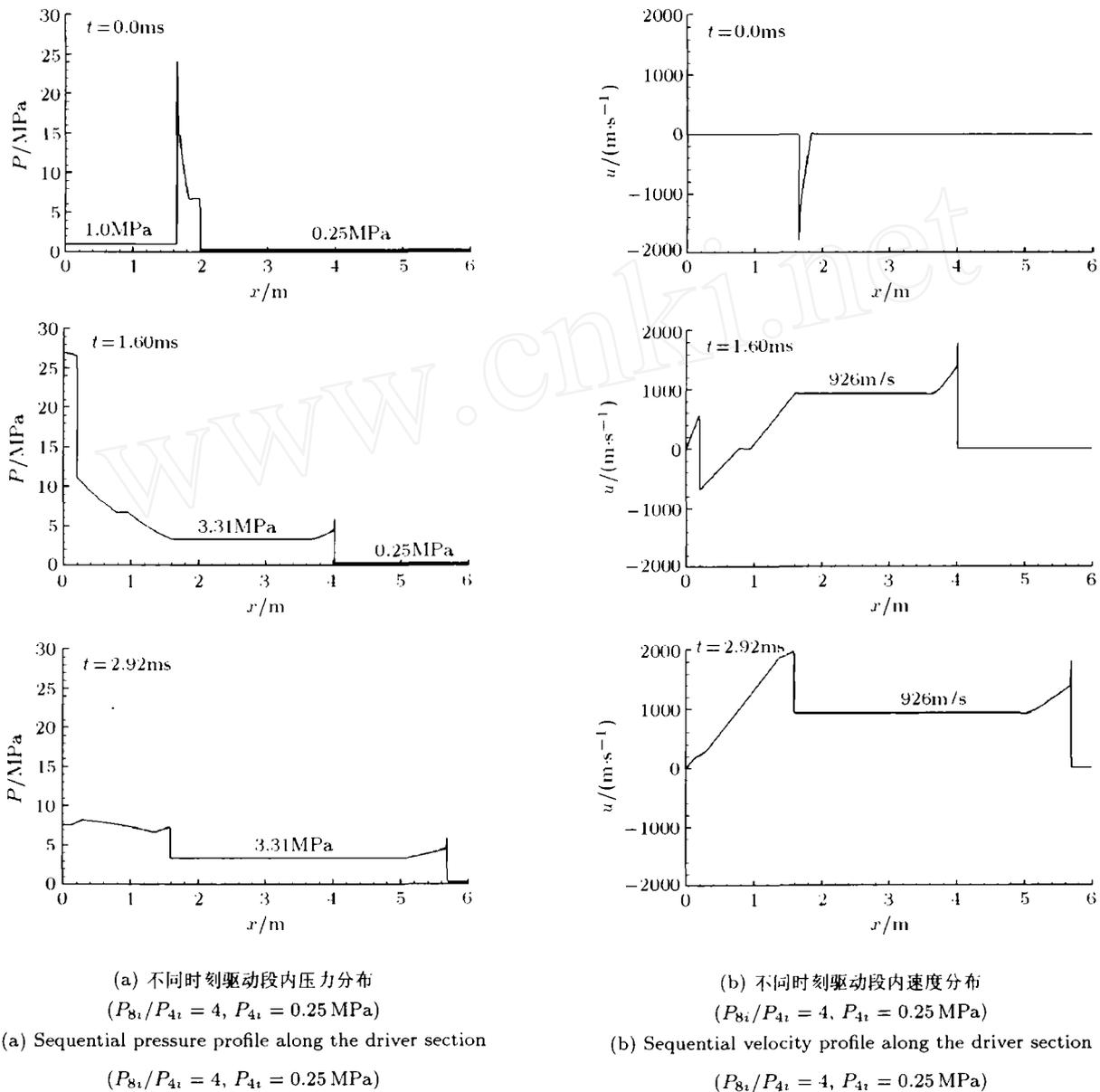


图 4

Fig.4

裂，高温高压气体进入主驱动段，并引爆其中的混合气体，形成向下游传播的爆轰波。辅驱动段内爆轰后的气体压力很高，辅驱动段内气体将不断进入主驱动段，改变了零速度边界条件，起到了类似活塞的作用，使得主驱动段爆轰波后的平台压力较单一正向爆轰时有所升高，达到了 3.31 MPa，气体速度也达到了 926 m/s，但仍小于主驱动段爆轰的 CJ 值。图 5 为反向 - 正向双爆轰驱动段激波管的波系图。由图 5 可以看出：由于辅爆轰段高压气体膨胀后其速度仍低于主驱动段爆轰波的 CJ 速度，Taylor 波仍旧出现，但是波扇面夹角较单一前向爆轰驱动的有所减小，入射激波仍旧随着传播距离而衰减。

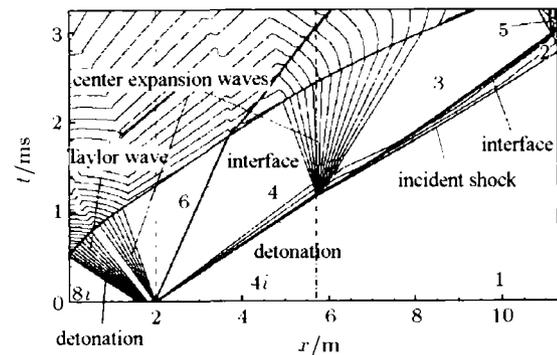
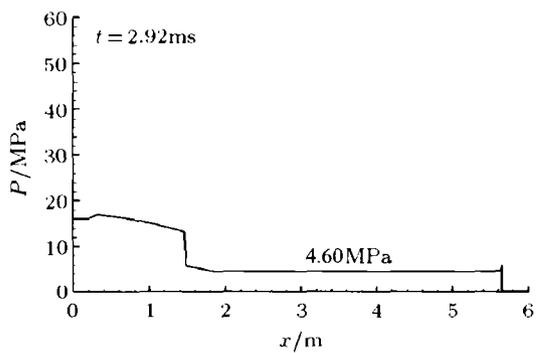


图 5 反向 - 正向双爆轰驱动段激波管波系图  
( $P_{8i}/P_{4i} = 4, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

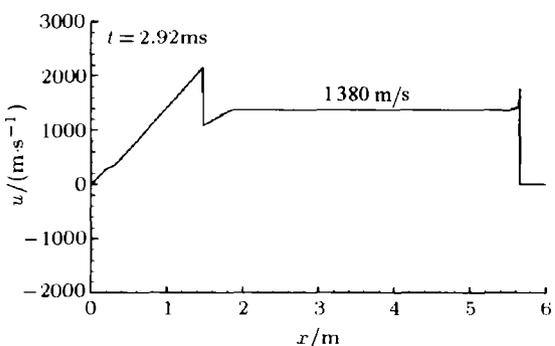
Fig.5 Wave diagram of shock tube with backward-forward double detonation drivers  
( $P_{8i}/P_{4i} = 4, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

### 3.3 辅驱动段与主驱动段初始压力比等于临界压力比

如前理论分析表明，如果辅驱动段与主驱动段压力比为临界值，主驱动段爆轰波后的 Taylor 波将不再出现。本节算例的辅驱动段与主驱动段压力比取为  $P_{8i}/P_{4i} = 7.5$ ，约等于理论估计的临界压力比，图 6 给出了主膜破裂时刻驱动段内的压力和速度分布。从图 6 中可以看出：爆轰波后的压力和气体速度不再下降，而是稳定在主驱动段爆轰波的 CJ 值附近。爆轰波后的平台压力为 4.60 MPa，气体的速度为 1380 m/s，跟随在爆轰波后的是一段不断增长具有均匀状态参数的气柱。从图 7 所示的波系图可以看出爆轰波后的 Taylor 波完全消失，入射激波也不再衰减。



(a) 主膜破裂时驱动段内压力分布  
( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )  
(a) Pressure profile along the driver section at the moment of primary diaphragm rupturing ( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )



(b) 主膜破裂时驱动段内速度分布  
( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )  
(b) Velocity profile along the driver section at the moment of primary diaphragm rupturing ( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )

图 6  
Fig.

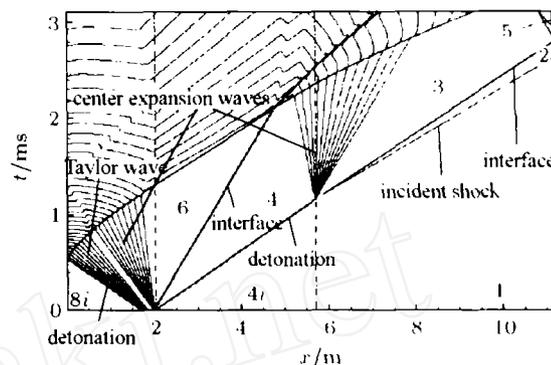
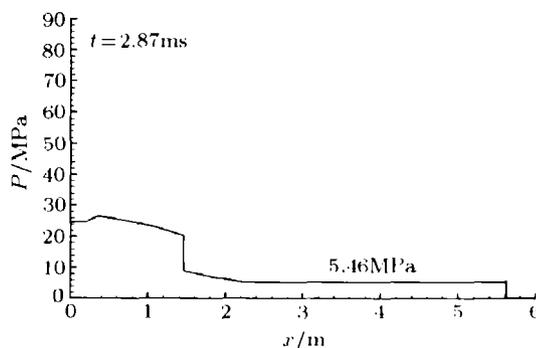


图 7 反向 - 正向双爆轰驱动段激波管波系图  
( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )  
Fig.7 Wave diagram of shock tube with backward-forward double detonation drivers  
( $P_{8i}/P_{4i} = 7.5, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

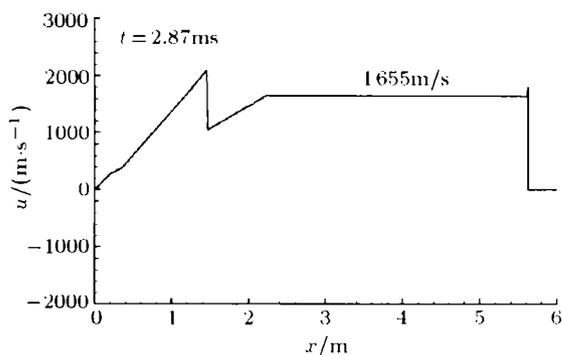
### 3.4 辅驱动段与主驱动段初始压力比大于临界压力比

本节算例取辅驱动段与主驱动段压力比为  $P_{8i}/P_{4i} = 12$ ，远大于理论估计的临界压力比。理论分析表明：当辅驱动段与主驱动段压力比大于临界压力比时，主驱动段中的爆轰波将变成过驱动爆轰波。从计算结果图 8 来看，主驱动段爆轰波后的平台压力为 5.46 MPa，气体的速度为 1655 m/s，它们都大于相应的 CJ 爆轰值，这说明主驱动段内为过驱动爆轰波。与上节算例取临界压力比一样，跟随在爆轰波后的仍是一段不断增长状态参数均匀的气柱。从波系图 9 中也可以看出爆轰波后的 Taylor 波完全消失，入射激波不衰减。



(a) 主膜破裂时驱动段内压力分布  
( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )  
(a) Pressure profile along the driver section at the moment of primary diaphragm rupturing ( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )

图 8  
Fig.



(b) 主膜破裂时驱动段内速度分布  
( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )

(b) Velocity profile along the driver section at the moment of primary diaphragm rupturing ( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}$ )

图 8(续)

Fig.8(continued)

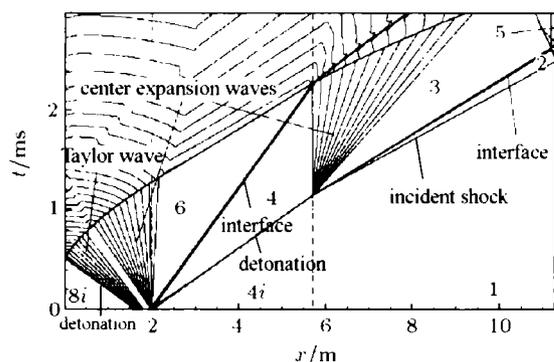


图 9 反向 - 正向双爆轰驱动段激波管波系图  
( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

Fig.9 Wave diagram of shock tube with backward-forward double detonation drivers

( $P_{8i}/P_{4i} = 12, P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

图 10 是反向 - 正向双爆轰驱动段激波管与单一正向爆轰驱动段激波管入射激波沿被驱动段传播时强度变化的比较。从图可以看出：当辅驱动段与主驱动段的初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  大于或等于临界压力比时，入射激波马赫数不衰减，并且初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  越大驱动能力越强。当初始压力比  $P_{8i}/P_{4i}$  小于临界压力比时入射激波马赫数仍会衰减，而且在被驱动段的上游部分衰减率大于单一正向爆轰驱动段，这是由于单一正向爆轰驱动段的爆轰波是从激波管的上游末端起爆，传播距离较双爆轰驱动段的主驱动段爆轰波传播距离长，主膜破裂时驱动气体参数沿单位长度衰减率小的缘故。由于反向 - 正向双爆轰驱动段的波扇夹角较单一正向爆轰驱动段的小，所以在被驱动段的下游部分入射激波衰减率减小。

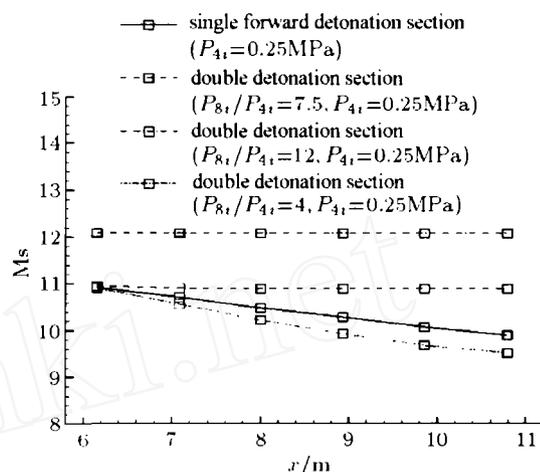


图 10 入射激波沿传播方向的强度变化曲线  
( $P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

Fig.10 Attenuation characteristics of incident shock wave

( $P_{4i} = 0.25 \text{ MPa}, P_1 = 6.67 \text{ kPa}$ )

## 4 结 论

本文应用改进后的二阶段化学反应模型和 DCD 格式对双爆轰驱动段激波管进行了数值模拟，得到了和实验一致的结果。数值研究表明：对于混合比  $\text{H}_2:\text{O}_2=3:1$  混合气体的反向 - 正向双爆轰驱动段，其临界压力比约为 7.5。当辅驱动段与主驱动段初始压力比小于临界值时，Taylor 波仍会出现，但其波扇夹角较单一正向爆轰驱动段小；当初始压力比等于临界值时，主驱动段中的 Taylor 波完全被消除，入射激波马赫数不再衰减。当初始压力比大于临界值时，在主驱动段中产生的是过驱动爆轰波，不仅 Taylor 被完全消除，而且驱动能力较单一正向爆轰驱动段更强。由此可见，反向 - 正向双爆轰驱动段可成为高焓激波管 / 风洞非常有用的一种强驱动方法。

## 参 考 文 献

- 1 Chen Hong, Feng Heng, Yu HR. Double detonation drivers for a shock tube/tunnel. *Science in China Ser G Physics, Mechanics & Astronomy*, 2004, 47(4): 502~512
- 2 Yu HR. Oxy-hydrogen combustion and detonation driven shock tube. *Acta Mechanica Sinica*, 1999, 15(2): 97~107
- 3 Balcarzak MJ, Johnson MR. The gaseous detonation driver and its application to shock tube simulation techniques. In: Moulton JF, Filler WS, eds. *Proceeding 5th Int. Symp on Shock Tubes*, 1966. 1111~1119
- 4 Coates PB, Gaydon AG. A simple shock tube with detonating driver gas. *Proc Roy Soc London*, 1965, A283: 18~32

- 5 Bakos RJ, Erdos JL. Options for Enhancement of the Performance of Shock-Expansion Tubes and Tunnels. AIAA 95-0799, 1995
- 6 Edwards DH, Willians GT, Breeze JC. Pressure and velocity measurements on detonation waves in hydro-oxygen mixtures. *J Fluid Mechanics*, 1959, 6: 497~517
- 7 Sichel M, et al. A two-step kinetics model for numerical simulation of explosions and detonations in H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> mixtures. *Proc R Soc London A*, 2002, 458: 49~82
- 8 Jiang Zonglin. On dispersion-control principles for non-oscillatory shock-capturing schemes and its applications. *Computational Fluid Dynamics Journal*, 1995, 4(2): 137~150
- 9 Steger JL, Warming RF. Flux vector splitting of the inviscid gas dynamic equations with application to finite difference method. *J Computational Physics*, 1981, 40: 263~293

## NUMERICAL STUDY ON BACKWARD-FORWARD DOUBLE-DETONATION DRIVER FOR HIGH ENTHALPY SHOCK TUBES

Li Jinping<sup>1)</sup> Jiang Zonglin Chen Hong Feng Heng Yu Hongru

(Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** A numerical investigation on the performance of a backward-forward double-detonation driver for high enthalpy shock tubes was conducted by solving one-dimensional Euler equations with the Dispersion Controlled Dissipative (DCD) scheme. The modified two-step chemical reaction model was applied to describe chemical reactions of the oxygen-hydrogen mixture. The numerical results indicate that if the initial pressure ratio of the auxiliary driver section to the primary driver section is less than the critical value as was estimated under the condition of no Taylor expansion waves in the driver, Taylor expansion wave is still observable with a smaller angle of the expansion wave fan; if the initial pressure ratio is set to be equal to the critical value, Taylor expansion waves disappear and the incident shock wave does not attenuate in the driven section; if the initial pressure ratio is taken to be larger than the critical value, not only Taylor expansion waves disappear, but also an over-driven detonation wave develops in the detonation driver and can increase further the driving pressure.

**Key words** detonation, double detonation driver, shock tube, Taylor wave

Received 5 September 2005, revised 19 October 2006.

1) E-mail: jinpingli@tom.com