

用于激波管/风洞的双爆轰驱动段*

陈 宏** 冯 珩 俞鸿儒

(中国科学院力学研究所高温气体动力学实验室, 北京 100080)

摘要 对爆轰驱动段的发展进程进行了回顾. 比较了反向与前向爆轰驱动段的优缺点. 提出在前向爆轰驱动段上游增加反向辅爆轰驱动段, 来消除主驱动段中爆轰波后的 Taylor 波, 改善其驱动性能. 这种双爆轰驱动段只要辅与主驱动段初始压力比等于或大于临界值, 主驱动段中的 Taylor 波将不再出现, 可产生均匀的高温高压驱动气体. 此外, 还能产生过驱动爆轰波, 进一步提高驱动能力.

关键词 气体爆轰 激波管 激波风洞

激波管是在实验室里产生可控激波的装置, 它能瞬间将试验气体升温、加速和增压. 在空气动力学、气相化学反应、高温气体动力学和爆炸效应等诸多领域获得广泛的应用. 试验气体被加速时, 伴随着温度升高, 声速亦升高, 因此气流 Mach 数受限制. 在激波管尾部串接扩张喷管, 可突破 Mach 数限制. 这种设备称为激波风洞.

为了获得强激波, 要求驱动段的驱动气体具有高的声速和压力. 爆轰驱动段是一种便于产生高声速且高压气体的低费用的新型强驱动段. 它使用爆轰波产生的高温高压气体去驱动产生强激波. 在爆轰驱动段中, 存在两处实用可行的爆轰起始点. 一是在邻近主膜上游处点火起始爆轰, 形成的爆轰波反向朝驱动段尾端传播, 这种驱动方式称为反向爆轰驱动. 另一点火处位于驱动段尾端, 形成的爆轰波向下游传播, 方向与被驱动段中的入射激波相同, 称为前向爆轰驱动.

俞鸿儒¹⁾, Lee^[1]和Gier和Jones^[2]先后进行了反向爆轰驱动实验. 实验结果显示: 产生的入射激波衰减率低, 且重复性高. 俞鸿儒的实验中, 使用的可爆轰气体初始压力最高. 在高起始条件下, 实验过程中激波管出现剧烈震动. 究其原因是由于爆轰波抵达管端时, 在端壁反射, 幅值超过初始压力百倍以上^[3]的反射峰

2003-12-11 收稿, 2004-02-22 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 10082004)

** E-mail: hongchen@imech.ac.cn

1) 俞鸿儒. 直通型激波风洞及其在传热实验中的应用. 中国科学院力学所研究生论文, 1963

压突然作用在端壁上所致. 这种安全因素未解决, 难以实用.

Balcarzak和Johnson^[4]实验考察了前向爆轰驱动段的特性. 他的结论是: 前向爆轰驱动段产生的激波随着传播距离和时间的增长而不断衰减, 因此不适用于空气动力学试验. 这种衰减效应是由跟随在爆轰波后的稀疏波(称为Taylor波)不断追赶上入射激波引起的. Coates和Gaydon^[5]在爆轰驱动段上游增加一个以氢为驱动气体的辅助驱动段, 当辅助驱动段与主驱动段两者之间的膜片破裂以后, 辅助驱动段中的氢气膨胀加速形成高速运动的气柱, 压缩主驱动段中的可爆轰气体并在其中形成强激波. 如果该激波能直接起始爆轰, 只要氢气柱运动速度等于或大于爆轰波阵面后气体的速度, Taylor波将消除, 由Taylor波引起的入射激波衰减随之消失. 只是因为使用的氢气压力不够高, 膨胀后速度低于爆轰气体速度, 加上混合气体难以被直接起爆, 因而实验未能成功.

20 世纪 80 年代美国航天飞机试飞结果显示: 真实气体效应对升力体气动力特性也有重要的影响, 加上超声速燃烧试验的需要, 对高焓地面模拟实验装置的需求更加迫切. 俞鸿儒^[6,7]提出在驱动段尾部串接一段卸爆管来消除爆轰波的反射高压, 从而反向爆轰驱动段能用来产生高焓高贮室压力试验气流. Bakes和ErDOS^[8]对各种强驱动段作了全面的分析对比后认为: “基于成本/效益比, 满足当前预期的超高速研究要求的最佳选择为爆轰驱动段”. 从此, 爆轰驱动段进入新的发展阶段.

1 反向与前向爆轰驱动的特性

1.1 封闭管端起始爆轰波后流场结构

气体爆轰实验观察结果显示: 爆轰波准周期震荡与沿爆轰波阵面传播的一系列横向波相耦合, 精细流场结构非常复杂. 然而由于爆轰震荡与干扰的周期和振幅较爆轰驱动有关特征参数小得很多, 理想化的一元 Chapman-Jouguet 爆轰模型满足爆轰驱动特性分析要求, 本文基于这种模型进行分析.

Taylor^[9]和Zel'dovich^[10]先后独立地求出封闭管端起始的爆轰波后的流场, 该流场由恒速运动的爆轰波以及紧跟其后的自模拟稀疏波组成. 爆轰波后气体压力 p 、密度 ρ 、温度 T 和速度 u 分布如图 1. 图 1 中 u_0 , x 和 t 分别代表爆轰波传播速度、距离和时间. 爆轰燃气通过稀疏波最终减速形成静止且热力学状态参数均匀区. 在任何时刻, 该区长度大约为爆轰波传播距离的一半.

1.2 反向爆轰驱动段特性

在反向爆轰驱动段中, 形成的爆轰波朝上游方向运动. 其流动波图如图 2. 与高压气体驱动的典型激波管流动波图相比较, 反向爆轰驱动的波图只是增加了爆轰波和其后的Taylor波 R_T . 由于Taylor波尾与破膜后形成的中心稀疏波 R_C

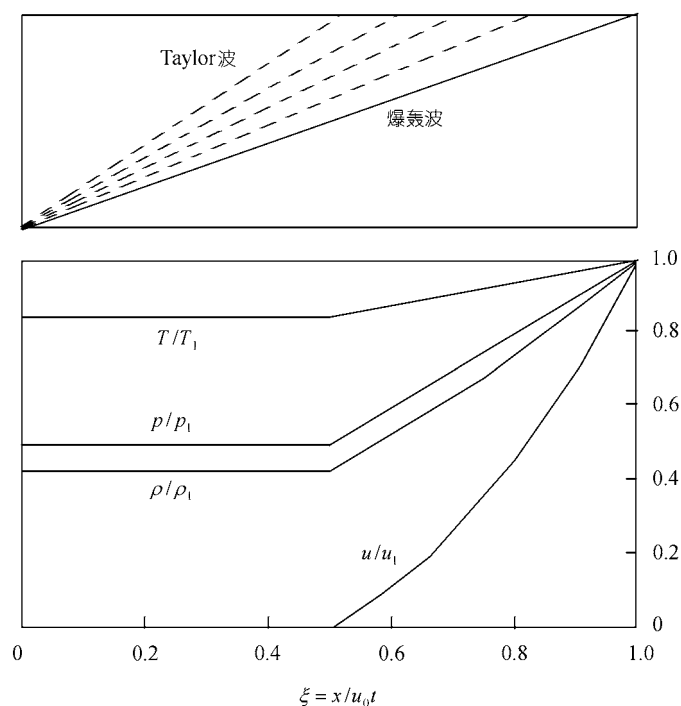


图 1 平面爆轰波后气体状态参数

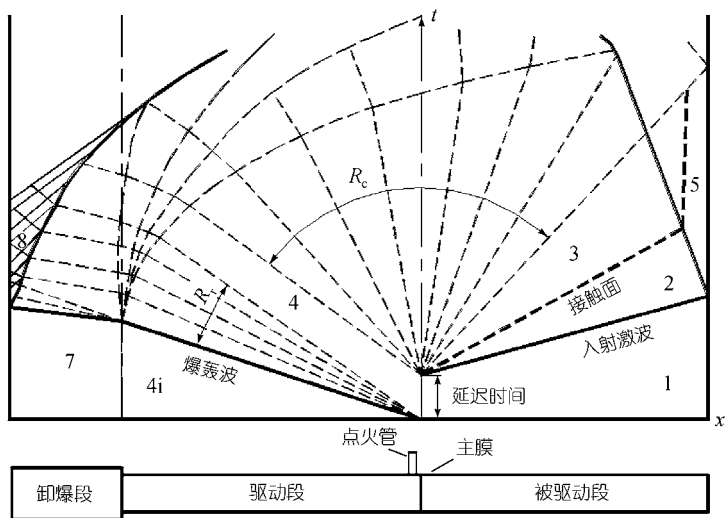


图 2 反向爆轰驱动激波管流动波图

的波头相平行. 因此在爆轰波从驱动段尾端壁反射回的反射波追到以前, 增加的爆轰波和 Taylor 波对激波管流动没有影响. 反向爆轰驱动特性决定于 4 区气体的状态. 如前所述 4 区气体静止, 热力学状态参数均匀. 因此, 驱动品质与典型激波管的高压气体驱动相当. 由于声速高因而驱动能力强得多. 实验结果^[11]证实上述预见.

1.3 前向爆轰驱动段的特性

在前向爆轰驱动中, 形成的爆轰波向下游运动. 其流动波图如图 3. 从波图可以看到: 爆轰波后的 Taylor 波与破膜后产生的中心稀疏波相互干扰. 中心稀疏波头处的驱动气体参数(速度、温度、压力等)均随时间增加而不断下降, 即有效驱动条件不断减弱. Taylor 波穿过中心稀疏波追上入射激波使其强度不断衰减, 因而难以获得定常性符合要求的试验气体.

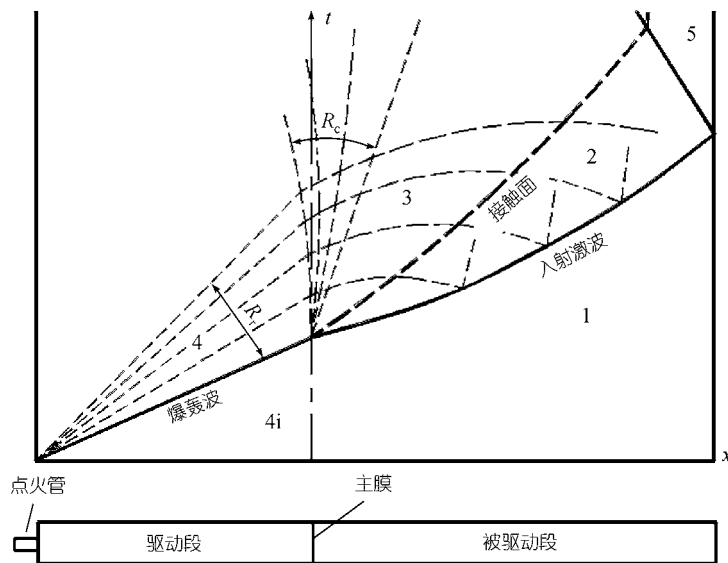


图 3 前向爆轰驱动激波管流动波图

1.4 反向与前向爆轰驱动性能比较

驱动品质方面, 反向爆轰驱动的有效驱动条件均匀, 而前向爆轰驱动的有效驱动条件则是随时间衰变的. 因此, 前者驱动品质优于后者.

驱动能力方面, 反向爆轰驱动的有效驱动气体参数为 Taylor 波后的静止区参数. 无论是压力还是温度, 均较爆轰产物 CJ 值低很多. 前向爆轰驱动气体的压力

和温度随时间变化,但其值高出反向爆轰驱动。加上爆轰产物前向运动速度所携带的巨大动能进一步提升了前向爆轰驱动的能力。因此,前向爆轰驱动能力大大高于反向爆轰驱动。

Bird^[12]在初始条件(爆轰气体为90% H_2 +10% O_2 ,初始压力20MPa;被驱动气体为空气,初始压力0.1 MPa;两者初温均为15)以及简化假定(忽略壁面影响,全过程所有气体比热比为 $\gamma = 1.4$)均相同时,计算求出反向爆轰驱动产生的入射激波Mach数 $M_s = 9.8$,而前向爆轰驱动产生的最大激波Mach数则高达 $M_{smax} = 15.8$ 。俞鸿儒^[11]实验结果表明:当被驱动段气体初始压力和入射激波强度在两种驱动条件下分别相同时,前向爆轰驱动段所需可爆轰气体初始压力较反向约低一个数量级。两者都证实前向爆轰驱动能力远远超过反向爆轰驱动。

2 消除 Taylor 波的方法

如果爆轰波后面跟随着一个运动活塞,则爆轰波后Taylor波波尾质点速度等于活塞速度。如果活塞速度达到爆轰气体速度($u_p = u_{CJ}$),则爆轰波后将不出现Taylor波,跟随在爆轰波后的将是一段不断增长的恒速和恒状态参数的气柱。当活塞速度大于爆轰气体速度($u_p > u_{CJ}$),如同($u_p = u_{CJ}$)的情况一样,亦不会出现Taylor波。被更高速活塞驱动的爆轰波传播速度将更快,波后气体状态参数亦更高。

爆轰波后气体速度很高(>1km/s),在激波管类脉冲设备中难以将机械活塞加速到如此高的速度。Coates和Gaydon^[5]在爆轰驱动段上游增加辅助驱动段,采用氢气作驱动气体膨胀加速形成高速运动的气柱用来替代高速活塞。气柱表面处压力必须与爆轰气体接触处压力相等,要使气柱的速度等于已爆轰气体的速度,则要求氢气与爆轰段中氢氧混合气的初始压力比超过百倍。Bakos和Erdos^[13]采用氦做辅助驱动气体。在这种条件下,要求氦气与氢氧混合气初始压力比更高达6~7百倍。产生高焓高压试验气流的爆轰驱动段,爆轰混合气初始压力大多为数十兆帕或更高。因此要完全消除前向爆轰驱动段中的Taylor波,所要求的氢或氦的初始压力过高。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,俞鸿儒提出利用氢氧爆轰气体代替轻气体作为辅助驱动段的驱动气体。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中前向爆轰波后的Taylor波,并产生热力学参数和速度均匀的驱动气体。加上辅助驱动段射出的爆轰燃气可直接起始主爆轰驱动段中的爆轰波,解决了实用中的又一技术障碍。

2.1 辅驱动段与主驱动段初始压力比影响

图4为双爆轰驱动段激波管流动图和结构示意图。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波后气体速度, Taylor波仍会出现,只不过波扇夹角较封闭段起始爆轰有所缩小(图 4(a)). 若初始压力比 P_{8i}/P_{4i} 增加到临界值,使已爆轰气体膨胀加速后速度等于爆轰气体速度,则主驱动段的Taylor波将全部消失(图 4(b)). 若初始压力比 P_{8i}/P_{4i} 高于临界值,流动波图仍如图 4(b). 主驱动段中爆轰波变成过驱动爆轰波,其传播速度超出CJ爆轰波速. 爆轰气体温度、压力和速度随 P_{8i}/P_{4i} 比值增加而升高. 因此,提高辅助段初始压力,可成为进一步增强前向爆轰段驱动能力的有效手段.

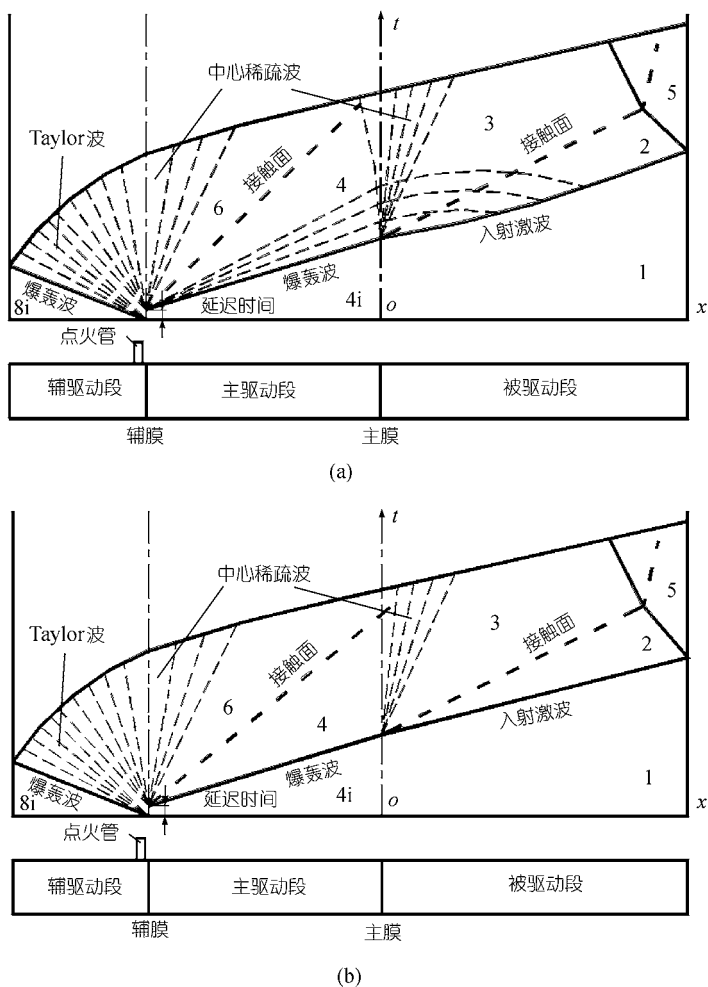


图 4 双爆轰驱动段激波管流动波图

(a) $P_{8i}/P_{4i} < \text{临界值}$, (b) $P_{8i}/P_{4i} \geq \text{临界值}$

2.2 临界初始压力比估算

辅驱动段中已爆轰气体通过Taylor波反向减速至静止状态, 再通过中心稀疏波加速至 u_6 ,

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

假定已爆轰气体膨胀过程中比热比($\gamma = 1.2$)恒定, 辅和主驱动段可爆轰混合气体组分和初始温度分别均为 $H_2:O_2 = 3$ 和 18 , 忽略初始压力对爆轰气体参数和波前后压力比的影响, 借用文献^[31]的爆轰参数计算值, $u_{CJ} = 1443$ 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 $P_6 = P_4 = P_{4CJ}$, $u_6 = u_4 = u_{4CJ} = -u_{8CJ}$, 由上式得出

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

因此, $(P_{8i}/P_{4i})_{CR} \approx P_{8CJ}/P_{4CJ} \approx 7$.

3 实验结果

为了观察主驱动段爆轰波后气体参数随时间的变化, 在离分隔辅/主驱动段膜片 0.45 m和 1.95 m两处管壁上安装了两个压力传感器. 测量结果如图5. 为了参照比较, 图5(a)为无辅驱动段的前向爆轰驱动段测量曲线. 爆轰波扫过之后, 压力迅速地升高至初始压力的17倍左右, 接着由于Taylor波的作用, 压力迅速下

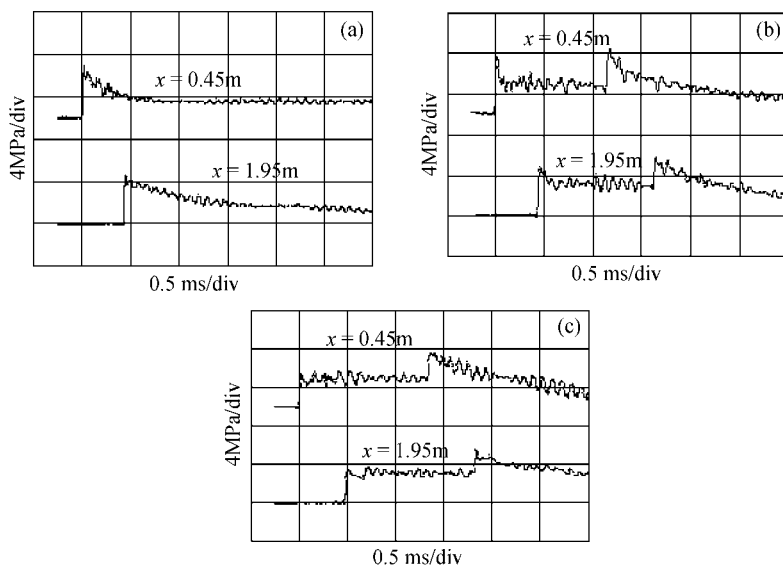


图5 主驱动段压力变化曲线($H_2:O_2 = 3$)

(a) 前向爆轰驱动段($P_{4i} = 0.25$ MPa), (b) 双爆轰驱动段($P_{8i}/P_{4i} = 4$, $P_{4i} = 0.25$ MPa), (c) 双爆轰驱动段($P_{8i}/P_{4i} = 6$, $P_{4i} = 0.2$ MPa)

降至峰值的一半以下, 然后维持恒定值. $x = 1.95$ m 的曲线尾段压力再次下降, 是由于主膜片破膜后形成的中心稀疏波所引起. 图 5(b) 为双爆轰驱动段中 $P_{8i}/P_{4i} = 4$ 的压力曲线. 由于初始压力比低于临界值, 压力跃升至峰值后仍下降, 但下降持续时间缩短, 平台压力值较前升高. 图 5(c) 为 $P_{8i}/P_{4i} = 6$ 的压力曲线. 由于初始压力比接近临界值, 压力跃升后不再下降. 表明已无 Taylor 波, 平台压力与峰值压力相等. 曲线后部出现的压力上升, 是由于辅驱动段不够长, 反向爆轰波在尾端形成的反射激波追到该处形成的干扰, 选择好各段的长度可使这种波干扰不会对激波管流动造成不利影响.

图 6 是双爆轰驱动段与前向爆轰驱动段产生的入射激波沿被驱动段传播时强度变化的比较. 为了进行比较, 两者的被驱动段初始压力和最大 Mach 数分别相同. 从图可以看出: 双爆轰驱动段产生的入射激波 Mach 数衰减率较前向爆轰驱动段低. 图中曲线还显示, 即便是双爆轰驱动段产生的入射激波, 其衰减率仍很明显. 这是因为激波衰减既与驱动气体品质有关, 还受被驱动段管壁边界层的影响. 本文描述的实验是利用现有设备进行的, 管壁表面状态较差, 选用的初始压力又低, 边界层效应引起的激波衰减很严重. 实用中初始压力提高, 管壁状况改善后, 边界层影响将大大降低, 双爆轰驱动段驱动产生的入射激波衰减可明显改善.

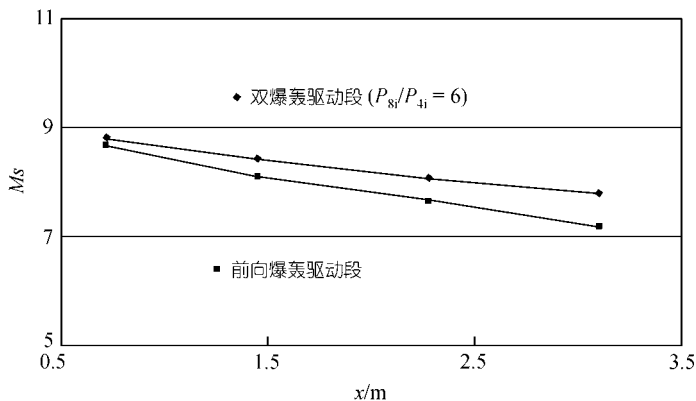


图 6 入射激波沿传播方向的 M_s 变化

$P_{4i} = 0.2$ MPa, $P_1 = 6.67$ kPa, $H_2 : O_2 = 3$

4 结论

前向爆轰驱动段驱动能力极大地超出反向爆轰驱动段. 由于驱动气体参数随时间变化, 产生的入射激波强度衰减严重而难以符合实用要求. 本文提出在主爆轰段上游, 增加反向爆轰驱动段, 只要辅驱动段与主驱动段初始压力比大于临

界值, 则主驱动段中的 Taylor 波将被消除, 从而形成品质优良的驱动气体. 这种双爆轰驱动段可成为非常有用的能产生高焓高贮室压力试验气体的强驱动段.

此外, 进一步提高辅/主驱动段初始压力比, 能在主驱动段中产生过驱动爆轰波, 则其驱动能力较普通前向爆轰驱动段更强, 从而开辟提高激波管/风洞试验气流焓值的新途径.

参 考 文 献

- 1 Lee BHK. Detonation driven shocks in a shock tube. AIAA J, 1967, 5: 791~792
- 2 Gier H L, Jones T G. An investigation of a double diaphragm shock tube with a detonating buffer gas. In Glass II (ed): Shock tubes, University of Toronto press, 1970, 272~290
- 3 Edwards D H, Willians G T, Breeze J C. Pressure and velocity measurements on detonation waves in hydro-oxygen mixtures. Fluid Mechanics J, 1959, 6: 497~517
- 4 Balcarzak M J, Johnson M R. 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
- 5 Coates P B, Gaydon A G. A simple shock tube with detonating driver gas. Proc Roy Soc, London, 1965, A283: 18~32
- 6 Yu H R. Recent developments in shock tube application. Proc of the 1989 Japan National Symposium. On shock wave phenomena, Sagamihara, Japan, 1989, 1~7
- 7 Yu H R, Esser B, Lenartz M, et al. Gaseous detonation driver for a shock tunnel. Shock Waves, 1992, 2(4): 245~254
- 8 Bakos R J, Erdos J I. Options for enhancement of the performance of shock-expansion tubes and tunnels. AIAA 95-0799, 1995
- 9 Taylor G I. The dynamics of the combustion products behind planar and spherical detonation fronts in explosive. Proc Roy Soc, 1950, A200: 235~247
- 10 Zel'dovich Y B. Distribution of pressure and velocity in detonation products. J Exp and Theor Physics, 1942, 12: 389
- 11 Yu H R. Oxy-hydrogen combustion and detonation driven shock tube. Acta Mechanica Sinica, 1999, 15(2): 97~107
- 12 Bird G A. A note on combustion driven shock tubes. AGARD Rep, 1957, 146
- 13 Bakos R J, Erdos J I. An experimental and computational study leading to new test capabilities for the hypulse facility with a detonation driver. AIAA 96-2193, 1996, 17~20