

前向爆轰驱动变截面激波管特性的数值模拟¹⁾

杨宏伟^{*,†,2)} 黄 敦[†] 俞鸿儒^{**} 王 斌^{*}

^{*}(中国科学院大气物理研究所, 大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029)

[†](北京大学数学科学学院, 北京 100871)

^{**}(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 讨论的激波管由氢氧前向爆轰产生高压驱动气体, 并配有收缩截面段, 它能产生高焓超高速气流。对此进行了模拟。既对变截面角度的作用, 两端截面积比的作用又对比正向反向爆轰有何不同效果做了探讨。正向爆轰时主膜处的收缩段产生的汇聚作用既加强主激波又产生反向激波, 缓解了爆轰波阵面后紧跟着的稀疏波导致主激波衰减偏快的不利影响。当收缩角度在 30° 和 45° 之间时, 主激波的强度较高, 衰减较小; 当 β 接近 90° 时主激波传播过一小段距离之后, 主激波后高温高速气流较均匀, 且主激波的衰减最小, 具有实用价值。驱动段与被驱动段的截面积比越大, 主激波的强度越高, 但是最初阶段衰减也越快。反向爆轰时产生的主激波衰减最慢, 但是同样的主激波强度需要的驱动段与被驱动段初始压力比前向爆轰高 1 个量级。

关键词 变截面激波管, 氢氧爆轰, TVD 格式, 双介质流, 稀疏波

中图分类号: O381 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2005)04-0494-07

引 言

要想在激波管中产生很强的激波, 加热驱动气体是有效的途径^[1]。现有各种加热驱动气体的方法中, 燃烧加热是最简单的且代价最低廉。燃烧加热可分为两种方式: 燃烧(火焰)加热和爆轰波加热。从 20 世纪 50 年代初开始, 人们对前一种加热方法寄予厚望并开展广泛的应用研究^[2~4]。然而实践经验显示^[5]: 燃烧加热方法产生的试验气流品质较差, 还存在潜在的危险。Bird^[6]最先对爆轰驱动进行了分析。他指出: 爆轰驱动存在两种实用可行的方式, 即前向爆轰驱动和反向爆轰驱动。所谓前向爆轰驱动, 爆轰波在驱动段上游端部起始, 其运动方向与随后产生的入射激波传播方向相同。由于跟随在爆轰波后的 Taylor 膨胀波^[7]不断追上主激波, 使其强度不断衰减。反向爆轰驱动中, 爆轰波在主膜片附近起始, 其传播方向与入射激波相反。驱动气体参数为 Taylor 膨胀波后静止区气体状态参数, 因此其驱动性能与常规加热气体驱动段相当。20 世纪 60 年代, 对爆轰驱动进行了试验探索^[8~12]。前向爆轰驱动试验结果表明: 产生的入射激波衰减严重, 不满足气动试验要求^[10]。反向爆轰驱动产生的试验气

流品质虽然良好, 但由于爆轰波抵达驱动段尾端并在该处反射时, 将形成峰值压力超过初始压力百倍的高压, 因而难以实现高起始压力运行。受上述难点的制约, 爆轰驱动研究工作一度处于沉寂状态。

20 世纪 80 年代中, 由于航天飞机试飞后发现的有关高温真实气体效应问题需要解决, 提高激波风洞试验气流焓值成为研究热点。俞鸿儒^[13,14]提出消除爆轰波在驱动段尾端形成反射高压的方法, 促使反向爆轰驱动实用化。

前向与反向爆轰驱动相比, 由于前向爆轰驱动中爆轰波后燃气的巨大动能直接参与驱动, 使得其驱动能力大大高于反向爆轰驱动。如能设法缓解并消除爆轰波后 Taylor 膨胀波的不利影响, 则前向爆轰驱动可用来产生更高焓值和更高压力的试验气流。Yu^[15]采用增大驱动段直径有效地缓解了爆轰波后 Taylor 膨胀波的危害作用。这种前向爆轰驱动产生的入射激波, 其衰减率已基本满足实用要求。与反向爆轰相比, 当被驱动气体初始参数(气体组分, 压力, 温度)相同以及产生的入射激波与马赫数相等时, 前向爆轰驱动所需爆轰驱动段初始压力可较反向爆轰驱动低一个数量级。

2004-01-20 收到第 1 稿, 2005-03-20 收到修改稿。

1) 国家自然科学基金创新群体项目(40221503), 中国科学院百人计划项目“新一代高分辨率大气环流模式的设计及其伴随同化系统的建立”, 国家自然科学基金项目(10082004)以及 973 国家重点基础发展规划项目(G1999032801)联合资助。

2) E-mail: hyang@lasg.iap.ac.cn

为了进一步了解增大驱动段直径以及其它因素对前向爆轰驱动性能影响的详情, 本文开展了有关问题的数值模拟。

1 计算方法与难点

本文研究的具有消除 Taylor 波影响结构的前向爆轰驱动激波管如图 1。在点火爆轰前, 驱动段 L_4 中是均匀静止的被压缩的氢气和氧气 (体积比 $H_2 : O_2 = 4 : 1$), 变截面段 L_0 和工作段 L_1 中为低于大气压的常温空气。计算的第 1 个难点在于爆轰以后空气与爆轰产物两者的比热比 γ 是不同的。如果采用欧拉自变量, 则直到 1998 年国际国内都难于算好接触间断 [20,21]。除振荡外有时出现个别非真实的离散点。前向爆轰在截面 A 处进行点火, 在粗管 L_4 中产生平面爆轰波, 它传向位于 gd 截面处的膜片, gd 的右面是空气。当爆轰波冲破膜片后, 它的动能和内能 (高压) 引发空气中高焓高速的非定常气流。对破膜前 L_4 内氢氧爆轰波后爆轰产物的流场, 本文采用了 ZND 模型和 CJ 条件 [7] 得到具有自模拟性质的解析解。

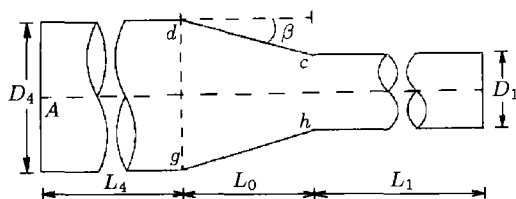


图 1 激波管的形状示意图

Fig.1 The shape of the shock tube

数值模拟的第 2 个难点是破膜后 L_0 中除了向 L_1 方向传播的主激波外, 还出现新的向 A 点方向, 亦即面对 Taylor 波的反射激波。它的产生与 Taylor 波的干扰, 以后又在 A 点处反射等等, 都不可能用分析解描述。

本文假设气体在激波管中运动, 黏性效应忽略不计, 本文不用 Lagrange 自变量的原因是研究管内壁形状对 L_1 中气流的影响。将垂直于激波管轴线的截面 (见图 1) 上的物理量进行平均, 我们得到变截面的一维问题。虽然变截面里的变化很激烈, 但是, 由于 $L_1 \gg L_0$, 因此一维平均下, 在 L_1 管中离开 ch 一定距离后, 气体的压力、速度和密度是可以把握住的。选 x 坐标固定于管轴上, 一维气动欧拉

方程组如下

$$\left. \begin{aligned} (A\rho)_t + (A\rho u)_x &= 0 \\ (A\rho u)_t + (A\rho u^2 + Ap)_x &= p \frac{dA}{dx} \\ e_t + (eu + A\rho u)_x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中, 按常比热完全气体的模型

$$e = \frac{1}{2} A\rho u^2 + \frac{Ap}{\gamma - 1} \quad (2)$$

A 是横截面面积, 只与 x 有关。

上述的无黏气体非定常运动的 Euler 方程是非线性的双曲型方程组, 即使初值光滑, 经过一段时间, 也可能出现强间断。其对应的物理现象为激波或接触间断。流场中强间断的数值模拟始终是计算流体力学中研究的重点之一。其数值模拟方法主要有两类: 激波装配法和激波捕捉法。激波装配法就是将激波作为待求的未知边界, 边界上还要满足代数形式的激波关系式, 并且满足热力学的熵增加条件。但是, 它要求气体运动的流场中强间断的结构为已知并且数目不多, 二三维的问题中对于双介质流至今没有很通用的程序; 激波捕捉法是将激波、接触间断、弱间断和光滑区用同一个格式统一计算, 而该格式能自动地捕捉激波和接触间断。该方法又叫计算激波的“穿行法”, 是由 von Neumann 和 Richtmyer 首创的 (1950)。

1983 年, Ami Harten 创立了一种全变差递减 TVD (total variation diminishing) 格式, 原来的全称是 TVNI (total variation nonincreasing) 格式 [16]。TVD 格式属“穿行法”。该格式具有良好的性质, 在激波间断处不产生显著的 (振幅小于 1%) 数值振荡。数值实验表明, TVD 格式的激波过渡区很窄, 通常只有两到三个网格点。Sweby [17] 将许多种 TVD 格式用 Limiter 的思想统一了起来。NND 格式 [18] 经证明也是 TVD 的。另外中国也发展了一些改进形式的 TVD 格式 [19]。

因此本文采用二阶 TVD 格式与二阶 Runge-Kutta 法, 并用 Strang's splitting 方法进行组合, 以保证结果具有二阶精度。其中 Sweby 的 TVD 格式 limiter 试了下列几种, 包括 Van-Lee, Roe, superbee, Chakravarthy 和 Osher 因子, 还有 Aim Harten 的 TVD 格式 [16]。本文采用的 Sweby 的二阶 TVD 格式是以 Lax-Friedrichs 型的 E 格式为基础构造的。具体如下, 将上述方程写成向量的形式

$$U_t + F(U)_x = G$$

用二阶 TVD 格式计算方程

$$U_t + F(U)_x = 0$$

用二阶 Runge-Kutta 法计算方程

$$U_t = G$$

设 $AL(\Delta t)$ 为整个算法前进 Δt 的算子, $T(\Delta t)$ 为二阶 TVD 格式前进 Δt 的算子, $R(\Delta t)$ 为二阶 Runge-Kutta 法前进 Δt 的算子, 则整个算法可写成

$$\begin{aligned} U_{n+1} &= AL(\Delta t_n)U_n = \\ &R\left(\frac{\Delta t_n}{2}\right)T(\Delta t_n)R\left(\frac{\Delta t_n}{2}\right)U_n, \\ n &= 1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

从式 (2) 中可以看出, 爆轰产物和空气交界面两侧 γ 是不同的、近于 1 的常数. 从单位质量的总能量表达式易见, 常数 γ 的数值变化引起动能和内能比例的显著变化, 从而显著引起气体中能量分配和气体动力学参数的变化. 在 Euler 坐标下, 当用守恒型差分格式计算多种介质流体力学问题时, 在两种不同物质相接触的交界面处有的物理量会出现强烈振荡并且还可能出现个别类似于 δ 函数的不真实数据. 这与激波处二三阶格式中常出现的振荡不同, 一阶二阶格式都有这样的现象. 在穿行法中这是由于两侧物理量的空间变化率有较大差别引起的. 要算好接触间断, 历来常常选用 Lagrange 坐标^[20~22], 因为交界面在 Lagrange 坐标下随时间不变, 这时也要在交界面两侧各作外插处理, 以减小误差. 本文采用了 Wu 等^[23] 和高家全^[24] 的方法, 就是在 Euler 坐标下, 在原有的 Euler 方程组上再加一个关于 γ 的守恒型偏微分方程. 本文将其推广到变截面情形, 所加方程如下

$$\left(\frac{Ap}{\gamma-1}\right)_t + \left(\frac{A\rho u}{\gamma-1}\right)_x = 0$$

然后用守恒的格式统一求解. 这个方程的物理含义是质量守恒, 同一质点运动时 γ 值不变. 采用该守恒型方程, 使得一些原有的高分辨率格式很容易被推广到双介质流或多介质流的情况中. 文献 [25] 将上述方法推广到一维变截面情形, 几十个算例都是成功的, 虽然这样得到的接触间断有一定的宽度, 但解决了 Euler 坐标下接触间断处出现强烈数值振荡的难点.

另外一个难点就是无量纲化和计算网格的考虑. 这一问题看似简单, 但认真思考就能看出问题

中有许多个重要的无量纲参数. 它们是 $C_{v4}T_4/q$, L_1/L_4 , L_1/L_0 , D_4/D_1 , p_4/p_1 , γ_4 , γ_1 , 其中 C_{v4} , T_4 , p_4 分别是预混合气的等容比热, 温度和压力, q 是爆热, p_2 是空气的压力, γ_4 是爆轰后混合气的比热比, γ_1 是空气的比热比. 在激波管的优化中, 这些参数都是要改变的, 没有相似性可言, 因此我们没有进行无量纲化. 但是按照要求, 变截面部分的长度 L_0 与长度 L_1 比起来是一个小尺度. 要把这个小尺度算好, 差分网格至少需要上百个格点. 否则运动细节无法辨认, 整个计算精度会很差^[27]. 因此我们用一维模型简化该问题, 否则计算量极大. 我们也在个别情形做了轴对称流的计算, 在工作段 L_1 中离开图 1 中 ch 截面约 D_1 距离后与拟一维流基本相同. 实际激波管 $L_1 \gg D_1$, 可见 L_1 右端气流的品质可以用拟一维流动来描述计算^[25].

2 计算结果

2.1 过渡段锥角的作用

预混合气是由氢气和氧气按体积比 4:1 混合. 混合可燃爆前状态为 $p = 1.01325 \times 10^6$ Pa, $u = 0$ m/s, $T = 300$ K, $\gamma = 1.4$, 膜片右端为空气, 其状态为 $p = 1.01325 \times 10^4$ Pa, $u = 0$ m/s, $T = 300$ K, $\gamma = 1.4$. 点火并爆轰后按分析解爆轰产物的压力剧增, 等效比热比 γ 采用 1.36. 为简单明了起见, 本节研究的几种情形见表 1.

表 1 激波管的参数

Table 1 Parameters of the shock tube

Case	$L_4 = L_1/\text{m}$	L_0/m	$\beta/^\circ$	D_4/D_1	D_1/mm
1	10	0	0	1	100
2	10	0.187	15	1.5	100
3	10	0.043	30	1.5	100
4	10	0.025	45	1.5	100
5	10	0.014	60	1.5	100
6	10	0.0067	75	1.5	100
7	10	0	90	1.5	100

不同过渡段半锥角 β 条件下, 激波马赫数沿被驱动段长度变化如图 2. 当 $D_4 > D_1$ 时, 锥形收缩过渡段具有增强激波马赫数 Ms 和消除 Taylor 膨胀波不利影响的双重作用. 当 β 角较小时, 爆轰波在锥段反射很弱, 增大驱动段直径如同普通激波管一样, 只是增大激波马赫数^[26], 而消除 Taylor 波不利影响的作用很弱. 而当 β 接近 90° 时, 爆轰波在过渡段将产生部分反射, 该反射激波与 Taylor 波互

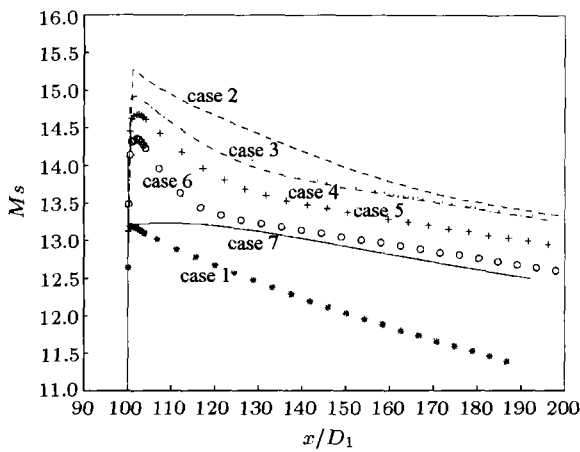


图 2 不同的变截面角度情形下前向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性

Fig.2 Attenuation characteristics of the incident shock waves produced by forward detonation drivers with different apex angles

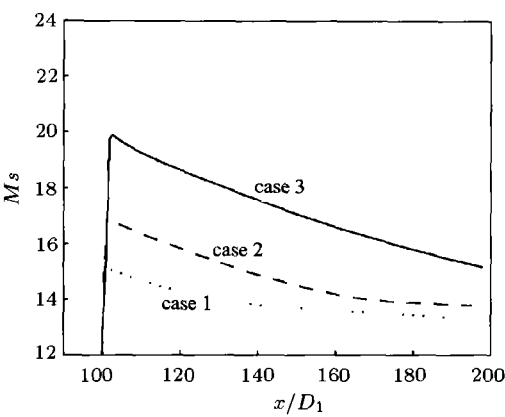


图 3 不同截面积比的条件下前向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性

Fig.3 Attenuation characteristics of incident shock waves produced by forward detonation drivers with different ratios of cross sectional area of driver tube to driven tube

相干扰，将缓解甚至消除 Taylor 波的不利影响，而增强入射激波的作用将很弱。

前向爆轰驱动的主要障碍为 Taylor 波对入射激波的衰减作用，因此适于采用 $\beta = 90^\circ$ 的形状。

2.2 两端截面积比的作用

在带有局部锥形收缩截面的激波管中，两端截面积比例的不同，也显著地影响到被驱动气体的性质。固定右端被驱动段的截面积，使左端驱动段的截面积发生变化。当左端截面积较大时，也就是驱动气体的能量较多，这使得主激波的马赫数增高。我们从下面几种情形的比较中可以看出其影响。为简单明了起见，激波管的尺寸参数见表 2。左端预混合气和右端空气的初始状态与 2.1 节相同。

表 2 激波管的参数						
Table 2 Parameters of the shock tube						
Case	L_4/m	L_1/m	L_0/m	$\beta/(^\circ)$	D_4/D_1	D_1/mm
1	10	10	0.0425	30	1.5	100
2	10	10	0.0875	30	2	100
3	10	10	0.1725	30	3	100

从图 3 可以看出，左端截面积越大，主激波的马赫数也越大，对衰减率的影响不明显。可以尽量地使驱动段的截面积增加，以得到能量更强、压力更高的被驱动气体。

2.3 前向爆轰与反向爆轰的比较

爆轰驱动分为前向爆轰驱动和反向爆轰驱动。

前向爆轰驱动就是爆轰波在驱动段上游端部起始，运动方向与入射激波传播的方向相同。而反向爆轰驱动的爆轰波在主膜片处起始，其传播方向与入射激波方向相反，稀疏波后气体为常态。破膜后该常态气体与空气进行自模拟的间断分解。因此向右传的主激波没有衰减，可用来做实验的气流品质很好。但是这种做法丢弃了可贵的爆轰波头部的巨大动能和内能，这部分能量的抛弃有些可惜。在此，我们比较一下前向爆轰与反向爆轰，看看孰优孰劣。考虑带有收缩截面的激波管，尺寸如下： $L_4 = 10\text{ m}$ ， $L_0 = 0.025\text{ m}$ ， $L_1 = L_4$ ， $D_4 = 0.15\text{ m}$ ， $D_4 : D_1 = 1.5$ ， $\beta = 45^\circ$ ，激波管总长为 20.0425 m 。预混合气是由氢气和氧气按体积比 4 : 1 混合。为简单起见，把几种情况中有变化的参数列入表 3。

表 3 前向爆轰驱动和反向爆轰驱动中的参数

Table 3 Parameters of the forward detonation and the backward detonation

Case	Type of detonation	Mixture pressure before detonation/Pa	Air pressure/Pa
1	backward detonation	2.0265×10^6	3.03975×10^4
2	forward detonation	2.0265×10^6	3.03975×10^4
3	forward detonation	2.0265×10^5	3.03975×10^4

从图 4 可以看出，当其它条件相同时，产生同样强的激波，前向驱动所需爆轰段初始压力较反向约低 1 个量级。

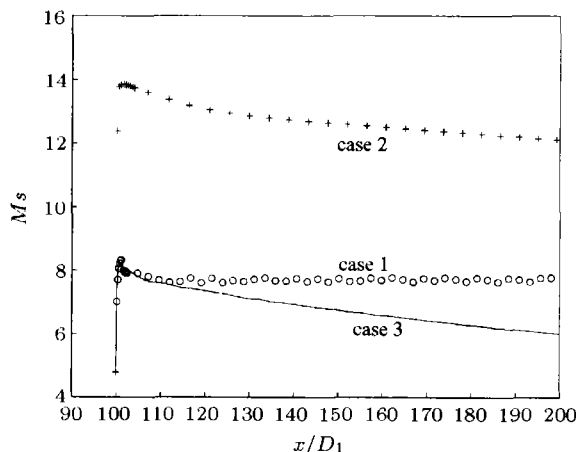


图 4 前向与反向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性

Fig.4 Attenuation characteristics of incident shock waves produced by the forward detonation and the backward detonation

3 计算结果与有关实验数据的比较

3.1 前向与反向爆轰驱动强度

图 5 转引自文献 [15]. 图中数据为中国科学院力学研究所高温气体动力学实验室 JF10 激波风洞的实验结果. 从图可以看出: 当入射激波马赫数相同时, 前向爆轰驱动所要求的驱动段与被驱动段初始压力比约为反向爆轰驱动的 1/10.

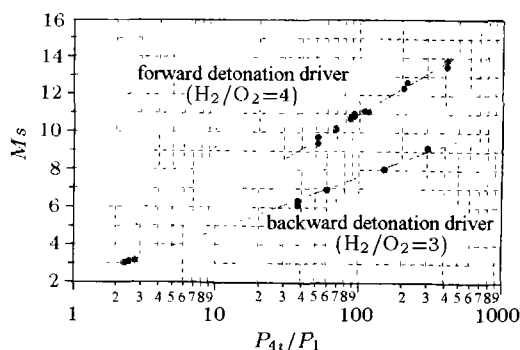


图 5 入射激波 \$M_s\$ 与 \$P_{4i}/P_1\$ 关系 [15]

Fig.5 The relation between \$M_s\$ and \$P_{4i}/P_1\$ of incident shock waves [15]

本文图 4 中状态 1 为反向爆轰驱动产生的入射激波马赫数沿被驱动段长度的分布, 状态 3 为前向爆轰驱动产生的激波马赫数分布. 两者初始激波马赫数和被驱动段初始压力相同, 而前向爆轰的驱动段初始压力只有反向爆轰的 1/10. 清晰地表明: 计算结果与实验相一致.

3.2 变截面缓解 Taylor 波影响的作用

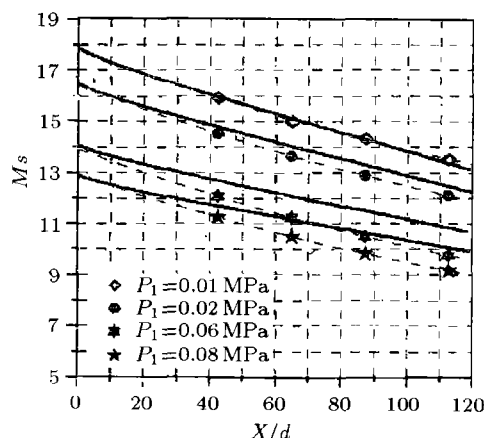
入射激波衰减是由驱动气体品质和边界层效应两大因素以及其他次要因素引起的. 本文计算未考虑黏性影响, 而实验不可能避免黏性影响. 因此难以对 Taylor 波有害影响的数值计算结果与实验进行简单的比较. 即便计算中考虑黏性, 由于激波管边界层影响的理论预计仍很不完善, 加上非理想破膜和分界面混合、燃烧等效应, 计算结果与实验的偏差仍然很大, 为此我们采用各种非理想效应相近的两种实验结果进行对比, 这样两者所受的非理想因素影响可以大致抵消. 从而可以重点考察所要研究的现象.

Waldron [28] 对中心轴爆炸丝点火的等容燃烧驱动与前向爆轰驱动进行了实验对比. 实验结果显示: 前向爆轰驱动产生的激波衰减率非常严重, 较等容燃烧高 3 倍. 本文图 2 中状态 1 曲线是等截面激波管前向爆轰驱动产生的入射激波马赫数沿被驱动段长度分布的数值结果. 从曲线形状可以得出: 激波衰减严重, 与 Waldron 的实验结果定性相符.

JF10 激波风洞的驱动段内径 150 mm, 被驱动段内径 100 mm, 在主膜处突然收缩. 图 6 为 JF10 在前向爆轰驱动操作下产生的入射激波马赫数沿被驱动段的分布. 图中曲线按下列经验公式 [29] 计算求出

$$\frac{W(l)}{W_0} = 1 - CRe^{-1/5} \left(W_0 \frac{l}{d} \right)^{4/5}$$

式中, W_0 为激波初始速度, Re 为激波后气流雷诺数, C 为依赖性于驱动与被驱动段气体初始状态的常数. 该公式适用于激波管边界层为湍流、考虑真实气体效应以及在破膜瞬间驱动气体状态参数均匀

图 6 前向爆轰驱动产生的激波衰减特性
($P_{4i} = 4$ MPa, $H_2/O_2=4$)Fig.6 Attenuation characteristics of shock wave generated by forward detonation driver ($P_{4i} = 4$ MPa, $H_2/O_2=4$)

的场合. 从图可以看到: 前向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性与经验公式相符. 表明 Taylor 波有害影响基本上得到抑制. 从而定性地证实图 2 中状态 7 计算结果的合理性.

4 结 论

本文为了模拟双介质流, 在原来的 Euler 方程组上加了一个跟踪爆轰产物与空气这两种不同气体分界面的偏微分方程, 这个方程使比热比 γ 有一个窄的没有显著震荡的过渡区, 这个过渡区也代表了两种介质的分界面. 这使得在 Euler 坐标下, 用二阶 TVD 格式模拟双介质流时在接触间断处不再产生非物理的数值振荡.

一维问题中变截面的长度相对于整个激波管来说是一个很小的尺度, 但是物理量在变截面内的变化却是非常剧烈的. 为了保证计算结果有较高的准确性, 变截面内一定要有足够多的网格, 这样一来, 整个激波管的网格数就很大了, 本文所有例子网格数都在 10 000 左右或 10 000 以上, 有时达到 100 000, 变截面内的网格数在 100 左右或 100 以上.

一维数值模拟说明, 一方面正向激波不断增强, 另一方面又形成一个反向的激波, 它向不断变化的稀疏波方向传播, 从而减弱了稀疏波的不利影响. 因此, 变截面起到了聚能和消弱 Taylor 波不利影响的作用, 使前向爆轰驱动产生的入射激波马赫数衰减降低到可接受的程度, 与实验相符. 前向爆轰驱动与反向爆轰驱动相比, 在其它条件都相同时, 产生同样强的激波, 所需爆轰点火前的初始压力较反向情形低约 1 个数量级. 当过渡段角度发生变化时, 对 β 接近 90° 的情况, 激波马赫数衰减减小, 具有实用价值.

参 考 文 献

- Glass II, Hall JG. Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 18: Shock Tubes, Navord Rep, 1488, 1959
- Resler EL, Lin SC, Kontrowitz A. The production of high temperature gases in shock tubes. *J Appl Phys*, 1952, 23(12): 1390~1399
- Hertzberg A, Smith W. A method for generating strong shock waves. *J Appl Phys*, 1954, 25(1): 130~131
- Nagamatsu HT, et al. Hypersonic shock tunnel. *ARS J*, 1959, 29: 332
- Hertzberg A, et al. Development of the shock tunnel and its application to hypersonic flight. In: Riddell FR ed: Hypersonic Flow Research, 1961. 701~757
- Bird GA. A Note on combustion driven shock tubes. AGARD Rep, 146, 1957
- Taylor GI. The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives. In: Proceedings of the Royal Society, A, 1950. 235~247
- 俞鸿儒. 激波风洞及其在传热试验研究中的应用. [研究生论文]. 北京: 中国科学院力学研究所, 1963 (Yu Hongru. Shock tunnel and its application to aeroheating experiments. [Thesis]. Beijing: Institute of Mechanics, CAS, 1963 (in Chinese))
- Coates PB, Gaydon AG. Simple shock tube with detonation driver gas. *Proc Roy Soc (London)*, 1965, A283: 18~32
- Balcarzak MT, Johnson MR. The gaseous detonation driver and its application to shock tube simulation techniques. In: Moalton JF, Filler WS eds. Proc. 5th Symp on Shock Tube, 1966
- Lee BHK. Detonation driven shocks in a shock tube. *AIAA J*, 1967, 5: 791~792
- Gier HL, Jones TG. An investigation of a double diaphragm shock tube with a detonation buffer gas. In: Glass II ed. Shock Tubes, University of Toronto Press, 1970. 538~549
- Yu H-r. Recent developments in shock tube applications. In: Proc of the 1989 Japanese National Symp. On Shock Wave Phenomena, Sagamihara Japan, 1989. 1~7
- Yu H-r, Esser B, Lenartz M, et al. Gaseous detonation driver for a shock tunnel. *Shock Waves*, 1992, 2(4): 245~254
- Yu H-r. Oxyhydrogen combustion and detonation driven shock tube. *Acta Mechanica Sinica*, 1999, 15(2): 97~107
- Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J Comp Phys*, 1983, 49: 357~393
- Sweby PK. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *SIAM J Num Anal*, 1984, 21: 995~1011
- Zhang Hanxin, Zhuang Fenggan. NND schemes and it's application to numerical simulation of two and three dimensional flow. A Collection of Technical Papers ISCFD Nagoga, 1989
- 黄敦. 北京地区 CFD 讨论班文集, 1990 (Huang Dun. Collected works of CFD seminar in Beijing district. 1990(in Chinese))
- 李德元, 水鸿寿, 董素琴等. 多介质流体力学计算的高分辨率格式. 计算物理, 1996, 13(1): 57~64 (Li Deyuan, Shui Hongshou, Dong Suqin, et al. High resolution scheme for multi-component fluid dynamics. *Chinese Journal of Computational Physics*, 1996, 13(1): 57~64 (in Chinese))
- 董素琴, 李德元, 水鸿寿等. 多介质流体力学计算的一种二维非守恒型差分格式. 计算物理, 1997, 14(3): 274~282 (Dong Suqin, Li Deyuan, Shui Hongshou, et al. 2D nonconservative difference scheme for calculating multi-component fluid dynamics. *Chinese Journal of Computational Physics*, 1997, 14(3): 274~282 (in Chinese))
- Tang HS, Huang D. A second-order accurate capturing scheme for 1D inviscid flows of gas and water with vacuum zones. *Journal of Computational Physics*, 1996, 128(2): 301~318

- 23 Wu Huamo, Tang Huazhong. Computation of multi-component flow with euler equations. In: Dubois F, Wu HM, eds. *New Advances in Computational Fluid Dynamics,—Theory, Methods and Applications*, 2001. 346~372
- 24 高家全. 双介质流计算流场振荡的防止. [硕士论文]. 北京: 中国科学院, 1999 (Gao Jiaquan. Prevention of oscillations near the interface in two-component flow calculations. [MD Thesis]. Beijing: Chinese Academy of Sciences, 1999 (in Chinese))
- 25 杨宏伟. 非齐次守恒律方程分片光滑解的粘性方法和爆轰驱动的数值模拟. [博士论文]. 北京: 北京大学, 2000 (Yang Hongwei. Numerical simulation of high enthalpy shock tube and viscosity method for nonhomogeneous hyperbolic equation. [Ph D Thesis]. Beijing: Peking University, 2000(in Chinese))
- 26 Alpher RA, White DR. *J of Fluid Mechanics*, 1958, 3: 457~470
- 27 北京大学七一届《激波计算组》工农兵学员. 激波在变截面管道中的传播及新激波的产生与发展. *中国科学*, 1975, 6: 542~555 (“The shock wave computational group” of Peking University of 1971 fall due. The propagation of shock wave in variable cross sectional tube and the generation and development of new shock wave. *Science in China*, 1975, 6: 542~555(in Chinese))
- 28 Waldron HF. An experimental investigation of the flow properties behind strong shock waves in nitrogen. UTIA Rep. No 50, 1958
- 29 Spance DA. Boundary layer and combustion effects in shock tube flow. In Collar AR, et al. eds, *Hypersonic Flow*, 1960

NUMERICAL SIMULATION OF VARIABLE CROSS-SECTION SHOCK TUBES WITH FORWARD DETONATION DRIVER¹⁾

Yang Hongwei^{*,†,2)} Huang Dun[†] Yu Hongru^{**} Wang Bin^{*}

^{*}(State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamic, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

[†](School of Mathematical Sciences, Peking University, Beijing 100871, China)

^{**}(LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The numerical simulation of variable cross-section shock tube driven by hydrogen oxygen forward detonation, which can produce high enthalpy and high speed flow, is studied. The influences of apex angle, cross sectional area ratio of driver tube to driven tube, and difference between forward and backward detonation are discussed. In the forward detonation case, the conical contraction can make use of concentration of energy to not only strengthen incident shock wave but also produce a reflection shock wave, which can weaken the negative effects of rapid attenuation of the incident shock wave caused by the tightly followed rarefaction wave. When the apex angle β is between 30° and 45° , the incident shock wave is stronger and attenuates less than the other situations. When β is near 90° and after the incident shock wave passes away from diaphragm for some little distance, the incident shock wave attenuates least and the following high temperature and high speed flow is uniform, thus there is an important practical value of this type of shock tube. The incident shock wave produced by detonation driver with large cross sectional area is stronger but attenuates faster at the beginning than that by the small. The incident shock wave produced by the backward detonation attenuates very slowly. But for the same Mach number, the required initial pressure of the detonable mixture for the backward detonation driver is higher than that for the forward detonation driver by nearly one order of magnitude.

Key words variable cross-section shock tube, hydrogen oxygen detonation, TVD scheme, two-component flow, rarefaction wave

Received 20 January 2004, revised 20 March 2005.

1) The project supported by the NSFC Innovation Group(40221503), the “One Hundred Talents” Program of the Chinese Academy of Sciences, the National Natural Science Foundation of China (10082004) and the China National Key Development Planning Project for Basic Research (G1999032801).

2) E-mail: hyang@lasg.iap.ac.cn