

激波/边界层相互作用诱导的激波风洞气体污染问题¹⁾

李进平²⁾ 冯 珩 姜宗林

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190)

摘要 应用多组分 NS 方程和频散可控耗散格式 (DCD) 计算了爆轰驱动激波风洞中反射激波 / 边界层 / 接触面的相互作用过程, 分析了驱动气体与试验气体在壁面射流作用下的掺混机制及其对风洞试验时间的影响. 为了延长风洞的试验时间, 提出在风洞贮室内增设环形隔板, 以隔离壁面射流, 延长风洞试验时间的方法. 计算结果表明: 环形隔板确实可以限制驱动气体与试验气体的过早掺混, 显著增加激波风洞的有效试验时间.

关键词 激波风洞, 反射激波 / 边界层相互作用, 试验气体污染

中图分类号: O354.5 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2008)03-0289-08

引 言

反射型激波风洞的试验时间主要取决于贮室试验气体状态维持恒定的时间. 如果忽略各种波系对贮室气体状态的影响, 激波风洞的理论试验时间应为试验气体通过喉道全部流尽所需的时间. 但由于诸多其它因素的影响, 激波风洞的实际试验时间远比理论值短得多, 其中反射激波 / 边界层 / 接触面的相互作用导致试验气体污染是一个重要因素.

当入射激波在激波管末端发生反射后, 反射激波将与边界层相互作用. 由于反射激波后的气流压力大于边界层内气流的滞止压力, 会产生壁面射流, 导致反射激波后的边界层分离, 形成具有分叉结构的反射激波. 当壁面射流与接触面相互作用时, 会导致试验气体与驱动气体掺混, 使驱动气体过早地进入喷管, 改变了试验气体的组分, 缩短激波风洞的有效试验时间. 关于反射激波分叉现象的理论模型首先由 Mark^[1] 提出, Davies 和 Wilson^[2] 将其推广, 并应用到风洞试验气体污染问题的研究. Wilson^[3] 和 Chue 等^[4] 也曾对风洞试验气体污染的问题进行了数值计算. 理论预测和数值计算都表明试验气体与驱动气体掺混引起的激波风洞试验时间缩短的问题是严重的.

为了延长风洞的有效试验时间, 最直接的方法是应用抽吸边界层技术. Burtschell 等^[5] 曾对此有过详细的论述. 但对于爆轰驱动高焓激波风洞, 由

于其运行总压较高, 采用抽吸边界层技术会给风洞的安全运行带来隐患. 本文应用多组分 NS 方程和频散可控耗散格式 (DCD) 研究了爆轰驱动激波风洞中反射激波 / 边界层相互作用过程和驱动气体与试验气体在壁面射流作用下的掺混机理. 根据研究结果, 提出了在风洞贮室内应用环形隔板来限制驱动气体的运动避免试验气体过早污染的方法. 数值计算验证了新方法的可行性.

1 物理问题

本文以氢氧爆轰驱动高焓激波风洞为研究背景, 风洞的结构如图 1 所示. 激波风洞的被驱动段长 $L_1 = 2000$ mm, 直径为 $D = 50$ mm, 喷管喉道直径为 $D_{throat} = 9$ mm. 风洞的驱动气体为氢氧爆轰后的产物, 试验气体为空气. 在本文的计算中, 重点在于考察反射激波 / 边界层 / 接触面之间的相互作用过程, 因而不考虑激波风洞中各种波系对贮室气体状态的影响, 也不考虑破膜时入射激波的发展过程, 即假设膜片瞬时破裂. 数值模拟对爆轰所涉及

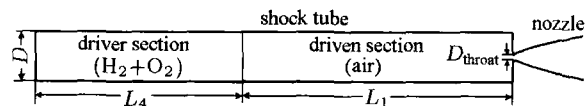


图 1 爆轰驱动激波风洞示意图

Fig.1 Schematic of the detonation-driven shock tunnel

2007-03-06 收到第 1 稿, 2008-01-28 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (90605006, 10621202).

2) E-mail: jinping.li@tom.com

的化学反应采用有限速率基元化学反应模型来描述。

2 数值计算方法

2.1 控制方程

数值模拟应用的二维多组分轴对称的 NS 方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + S = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial r} + S_v + S_{\text{chem}} \quad (1)$$

其中

$$U = [\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho f_1, \rho f_2, \dots, \rho f_{ns}]^T$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho E + p)u, \rho u f_1, \rho u f_2, \dots, \rho u f_{ns}]^T$$

$$G = [\rho v, \rho uv + p, \rho v^2 + p, (\rho E + p)v, \rho v f_1, \rho v f_2, \dots, \rho v f_{ns}]^T$$

$$S = \frac{1}{r} [\rho v, \rho v u, \rho v^2, (E + p)v, \rho v f_1, \rho v f_2, \dots, \rho v f_{ns}]^T$$

式中 f_i ($i = 1, 2, \dots, ns$) 为组分 i 的质量分数。 E 为混合气体的总能

$$E = \sum_1^{ns} f_i h_i - p/\rho + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (2)$$

黏性通量项为

$$F_v = \left[0, \tau_{xx}, \tau_{xr}, u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + q_x, \rho D \frac{\partial f_1}{\partial x}, \rho D \frac{\partial f_2}{\partial x}, \dots, \rho D \frac{\partial f_{ns}}{\partial x} \right]^T$$

$$G_v = \left[0, \tau_{rx}, \tau_{rr}, u\tau_{rx} + v\tau_{rr} + q_r, \rho D \frac{\partial f_1}{\partial r}, \rho D \frac{\partial f_2}{\partial r}, \dots, \rho D \frac{\partial f_{ns}}{\partial r} \right]^T$$

$$S_v = \frac{1}{r} \left[0, \tau_{xr}, \tau_{rr}, u\tau_{xr} + v(\tau_{rr} + \tau_{\theta\theta}) + q_r, \rho v f_1, \rho v f_2, \dots, \rho v f_{ns} \right]^T$$

其中 τ 为应力张量, q 为热通量矢量, 它们由下式得到

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right)$$

$$\tau_{rr} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right)$$

$$\tau_{xr} = \tau_{rx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{\theta\theta} = \mu \left(\frac{v}{2r} + \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r}$$

$$q_x = \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{ns} \rho h_i D \frac{\partial f_i}{\partial x}$$

$$q_r = \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + \sum_{i=1}^{ns} \rho h_i D \frac{\partial f_i}{\partial r}$$

化学反应源项为

$$S_{\text{chem}} = [0, 0, 0, 0, \dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2, \dots, \dot{\omega}_{ns}]$$

其中 $\dot{\omega}_i$ 为第 i 种组分的单位体积质量生成率。

2.2 基元化学反应模型

对于爆轰驱动激波风洞贮室内所涉及的化学反应, 本文采用 11 种组分 23 个基元反应模型来描述, 相关的组分为 H_2 , H , O_2 , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O , N , N_2 , NO 。由质量作用定律可得

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{k=1}^{nq} (v''_{ik} - v'_{ik}) \left[\sum_{i=1}^{ns} (\alpha_{ik} c_{\chi_i}) \right] \cdot \left[k_{fk} \prod_{i=1}^{ns} (c_{\chi_i})^{v'_{ik}} - k_{bk} \prod_{i=1}^{ns} (c_{\chi_i})^{v''_{ik}} \right] \quad (3)$$

其中 M_i 为第 i 种组分的摩尔质量; v'_{ik} 和 v''_{ik} 为第 j 个反应中的化学反应计量系数; c_{χ_i} 为组分 i 的摩尔浓度; k_{fk} 和 k_{bk} 分别为正向和逆向化学反应速率系数, 由 Arrhenius 公式得到。

2.3 数值计算方法

本文采用的计算格式是 Jiang^[6] 于 1995 年提出的频散可控耗散格式 (DCD)。应用 Steger-Warming 矢通量分裂^[7] 方法, 离散控制方程得到的差分方程如下

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{i,j} = -\text{CONV}_{i,j}^n + \text{VISC}_{i,j}^n + S_{\text{chem } i,j} \quad (4)$$

对于耗散项 VISC, 包括黏性、热传导项, 本文采用中心差分格式离散。对流项的 DCD 格式在二维空间的离散形式为

$$\text{CONV}_{i,j}^n = \frac{1}{\Delta x} (\bar{F}_{i+1/2,j}^n - \bar{F}_{i-1/2,j}^n) + \frac{1}{\Delta r} (\bar{G}_{i,j+1/2}^n - \bar{G}_{i,j-1/2}^n)$$

其中

$$\begin{cases} \bar{F}_{i+1/2}^n = F_{i+1/2L,j}^+ + F_{i+1/2R,j}^- \\ \bar{G}_{j+1/2}^n = G_{i,j+1/2L}^+ + G_{i,j+1/2R}^- \\ \left\{ \begin{array}{l} F_{i+1/2L,j}^+ = \\ F_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \Phi_A^+ \min \text{mod}(\Delta F_{i-1/2,j}^+, \Delta F_{i+1/2,j}^+) \\ G_{i,j+1/2L}^+ = \\ G_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \Phi_B^+ \min \text{mod}(\Delta G_{i,j-1/2}^+, \Delta G_{i,j+1/2}^+) \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} F_{i+1/2R,j}^- = \\ F_{i,j}^- - \frac{1}{2} \Phi_A^- \min \text{mod}(\Delta F_{i+1/2,j}^-, \Delta F_{i+3/2,j}^-) \\ G_{i,j+1/2R}^- = \\ G_{i,j}^- - \frac{1}{2} \Phi_B^- \min \text{mod}(\Delta G_{i,j+1/2}^-, \Delta G_{i,j+3/2}^-) \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \Delta F_{i+1/2}^\pm = F_{i+1,j,k}^\pm - F_{i,j}^\pm \\ \Delta G_{j+1/2}^\pm = G_{i,j+1,k}^\pm - G_{i,j}^\pm \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} F^\pm = A^\pm U \\ G^\pm = B^\pm U \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \Phi_A^\pm = I \mp \beta \Lambda_A^\pm \\ \Phi_B^\pm = I \mp \beta \Lambda_B^\pm \end{array} \right. \end{cases}$$

其中 Jacobian 矩阵 $A = \partial F / \partial U$, $B = \partial G / \partial U$, I 为单位矩阵, $\beta = \Delta t / \Delta r$, Λ_A 和 Λ_B 分别为 A 和 B 的特征值构成的对角矩阵, 上标 + 和 - 分别表示根据 Steger-Warming 通量分裂算法得到的正负通量。

3 数值结果与分析

3.1 反射激波 / 边界层 / 接触面的相互作用

本文的第 1 个算例主要用于分析激波风洞中反射激波 / 边界层 / 接触面的相互作用过程, 研究驱动气体与试验气体的掺混机制。算例的试验气体为空气, 初始压力为 $P_1 = 1.9 \text{ kPa}$, 初始温度为 $T_1 = 293 \text{ K}$; 驱动气体为氢氧 ($\text{H}_2:\text{O}_2=2:1$) 爆轰后的混合气体, 初始压力为 $P_{4i} = 0.5 \text{ MPa}$, 初始温度为 $T_{4i}=293 \text{ K}$ 。在此条件下被驱动段内的入射激波马赫数为 $M_S = 10.1$, 满足激波风洞缝合运行条件。由于计算机资源的限制, 算例选择被驱动段下游 1 m 和喷管的一部分作为计算区域。计算域的网格节点总

数为 $2500 \times 125 + 80 \times 30$, 在壁面和喉道处进行了局部加密, 计算结果如图 2 所示。

图 2 分别表示了不同时刻激波管末端的气体质量分数分布和压力分布。给出的计算结果以入射激波运动到距端壁 85 mm 为起始时刻。由于入射激波后存在着不断发展的非定常边界层, 反射激波将和这一边界层相互作用。由于边界层的影响, 在 $t = 0.0658 \text{ ms}$ 时刻反射激波在壁面附近发展形成了具有分叉结构的反射激波系。由于喉道的存在, 入射激波也在喉道附近发生反射、绕射、汇聚等一系列复杂过程。但这些过程对反射激波的影响只出现在反射过程的早期, 使轴线附近的反射激波弯曲。随着反射激波向上游传播, 其影响逐渐减弱。从 $t = 0.0658 \text{ ms}$ 以后的压力分布图可以看出, 反射激波的轴线部分已演化成正激波, 几乎不再受喉道附近流场的影响。三波点的高度随着反射激波传播距离的增加而增大, 在与接触面相遇之前, 分叉激波前脚与壁面的夹角约为 35° 。

反射激波与接触面相遇后, 接触面在具有分叉结构反射激波的作用下发生变形, 发展成为 $t = 0.0948 \text{ ms}$ 时刻的驱动气体质量分数分布。原因是近壁面的接触面先遇到分叉激波, 中心部分的接触面后遇到正激波。反射激波诱导的试验气体壁面射流跟随反射激波向上游运动, 驱动气体则通过反射激波三波点与边界层之间区域继续向下游运动, 填补壁面射流留下的空间, 从 $t = 0.1243 \text{ ms}$ 时刻的气体质量分数分布可以看出驱动气体运动的轨迹。反射激波进入到驱动气体中后, 由于气体性质的改变, 分叉激波前脚与壁面的夹角略有改变, 约为 39° 。而三波点的高度在 $t = 0.1243 \text{ ms}$ 时刻后基本保持不变。从 $t = 0.1243 \text{ ms}$ 时刻的压力分布图可以看出在反射激波后的轴线附近又产生了一道向上游运动的激波, 这与理想情况明显不同, 说明轴线附近的气流经历了两道激波的压缩。驱动气体进入试验气体后, 一部分构成了壁面射流, 另一部分继续向激波管端壁运动, 并到达端壁处, 如 $t = 0.1544 \text{ ms}$ 时刻的气体质量分数分布所示。由于端壁的阻挡和喷管流动产生的低压, 这部分气流沿着端壁向轴线方向运动, 其中有一部分气体最终流入喉道, 改变了喷管中气流的组分, 造成了试验气体被驱动气体污染和有效试验时间缩短。

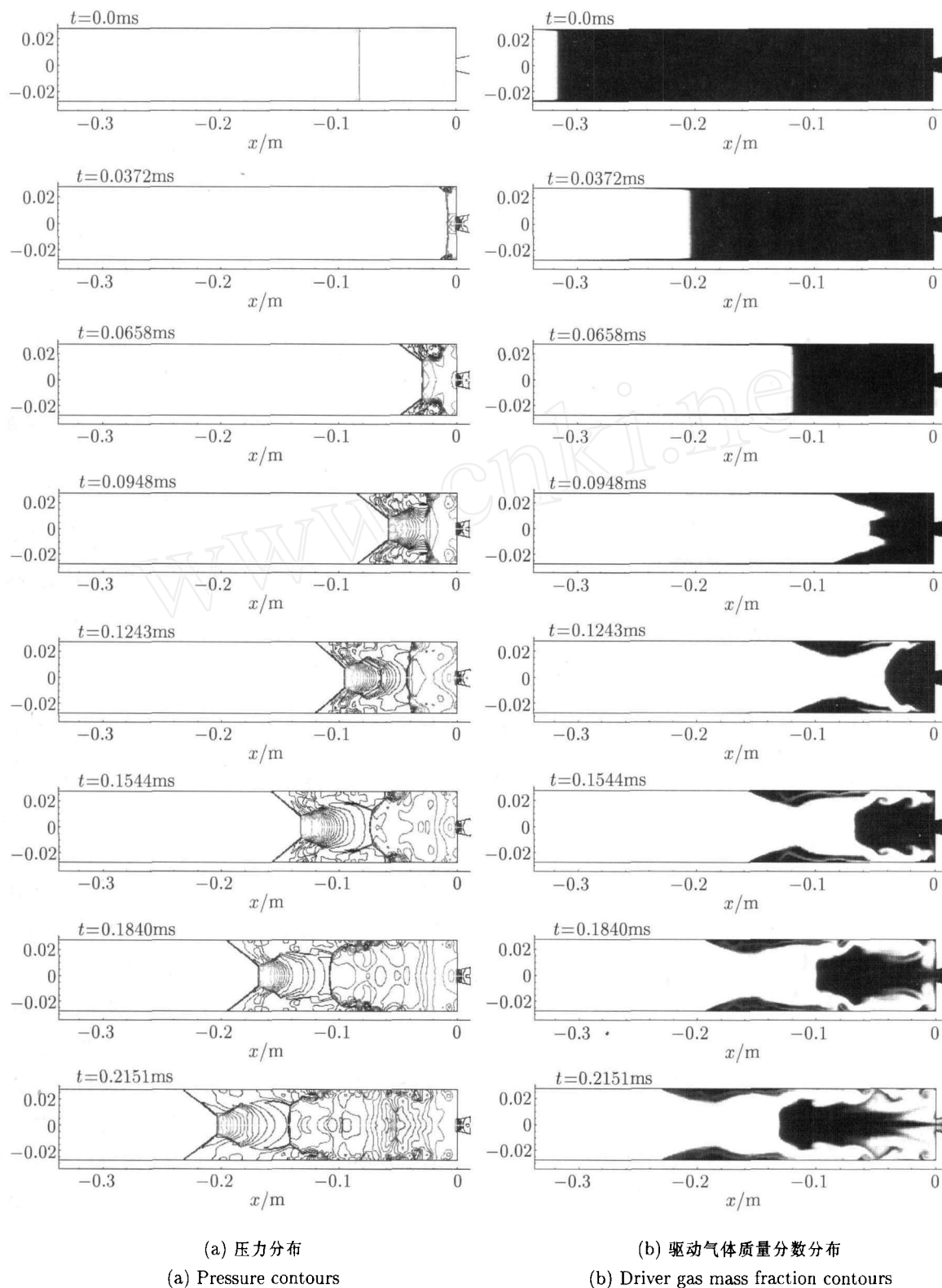


图2 不同时刻激波管末端压力和驱动气体质量分数分布

Fig.2 Pressure and driver gas mass fraction contours in reflected shock region at different times

图3给出了两个不同时刻计算结果的速度矢量和气体质量分数分布图。在反射激波与接触面相遇前,接触面向下游运动。通过反射激波轴线附近正激波的气流,除了在喉道附近外几乎处于静止状态;而通过反射激波分叉前脚的气流仍具有向下游运动

的速度;已分离的边界层内的气流则向上游运动。反射激波与接触面相遇后,通过反射激波分叉前脚的气流分成了两部分,一部分向上游运动,进入到分离的边界层内;另一部分则向下游运动,成为了壁面射流的一部分。从图还可以看到分离边界层内

的气流主要由试验气体组成, 而向下游运动的驱动气体将试验气体分成了两部分. 由于端壁的阻挡, 驱动气体的一部分在拐角处形成了涡, 另一部分则在中心流区形成了更大尺度的涡, 导致了中心流区的气流向上游运动. 通过反射激波轴线附近正激波的气流几乎处于滞止状态, 但由于其下游的压力较低, 气流又膨胀加速, 在分离边界层尾部附近与向上游运动的气流相遇, 因而形成了第二道激波.

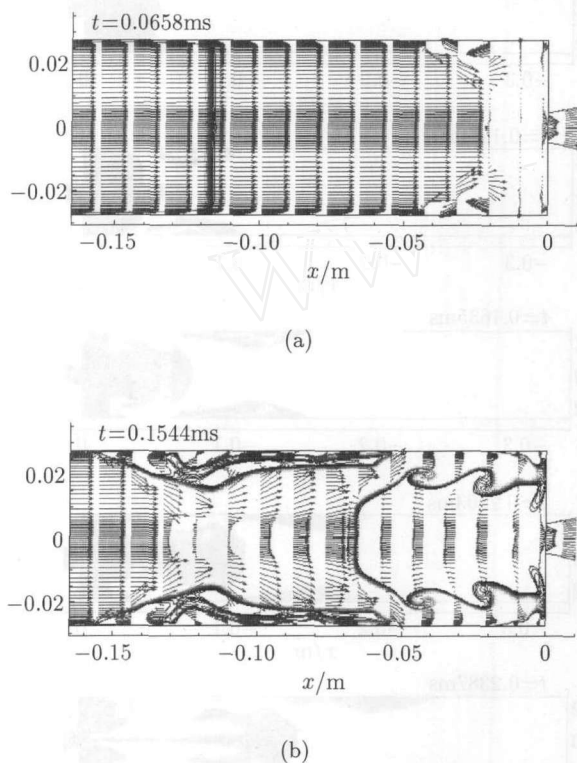


图 3 两个不同时刻的速度矢量和驱动气体质量分数分布
Fig.3 Velocity vectors and driver gas mass fraction contours at different times

3.2 环形隔板在边界层发展中的作用

由算例 1 的结果可以看出, 当开始有驱动气体进入喉道时, 激波风洞贮室轴线附近仍有大量试验气体没有得到有效利用, 因此延缓驱动气体进入喷管将是延长风洞实验时间的有效措施. 根据激波 / 边界层 / 接触面的相互作用机制, 如果在贮室内增设图 4 所示的一个环型隔板来阻挡驱动气体沿壁面流进入喷管, 就可以增加激波风洞的有效试验时间. 依据这一构想, 第 2 个算例重点研究环形隔板抑止试验气体的作用.

环形隔板的安装位置如图 4 所示. 隔板的长度为 $L_R = 35$ mm, 近似等于反射激波遇到接触面时传

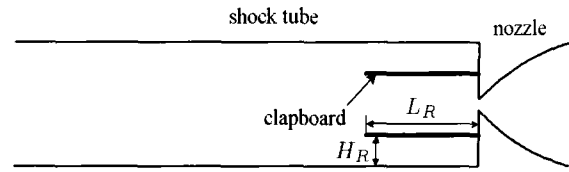


图 4 激波风洞贮室内增加环形隔板的示意图
Fig.4 Schematic of shock tunnel with clapboard in the reservoir

播的距离. 隔板距离管壁的距离为 $H_R = 11$ mm, 略大于边界层的厚度. 算例 2 其它的初边值条件取与算例 1 相同, 其计算结果如图 5 所示.

图 5 分别给出了增加环形隔板后不同时刻激波管末端区域的气体质量分数分布和压力分布. 由于环形隔板的存在, 入射激波后的超声速气流在环形隔板前缘形成了弓形激波, 如 $t = 0.0340$ ms 时刻的结果所示. 入射激波在端壁反射后运动到隔板的前缘附近时, 弓形激波的存在导致轴线附近的反射激波向上游凸起, 如 $t = 0.0904$ ms 时刻的结果所示. 当反射激波继续向上游运动时, 激波凸起的部分消失, 逐渐演化成和算例 1 相同的反射激波结构. $t = 0.12690$ ms 时刻的结果表明没有因为增加环形隔板导致反射激波结构发生明显的改变.

从 $t = 0.1269$ ms 时刻的气体质量分数分布可以看出, 虽然试验气体形成的壁面射流依然存在, 但是由于环形隔板的存在, 使向下游运动的驱动气体流动强度减弱, 更多的驱动气体进入到了分离的边界层内. 原因是由于隔板限制阻碍了气流运动, 提高了隔板和壁面间区域的压力. 进入到隔板和壁面间的气流不能再向轴线方向运动, 因此在此区域内形成了尺度较大的涡, 如 $t = 0.1635$ ms~ 0.2387 ms 时刻的结果所示. 随着反射激波向上游的运动, 由于隔板和壁面间的区域压力较高, 驱动气流只能越过隔板的前缘向隔板的轴线运动, 最终沿轴线进入环形隔板内再流入喷管, 终止了激波风洞的试验时间, 如 $t = 0.2785$ ms 时刻的结果所示.

图 6 为算例 2 的两个时刻速度矢量和气体质量分数分布图. 由于隔板的存在, 使管壁和隔板之间的流动变得非常复杂, 但是环形隔板内的流动还是稳定的. 随着反射激波向上游运动, 虽然反射激波的结构逐渐演化成了算例 1 的形态, 但在环形隔板

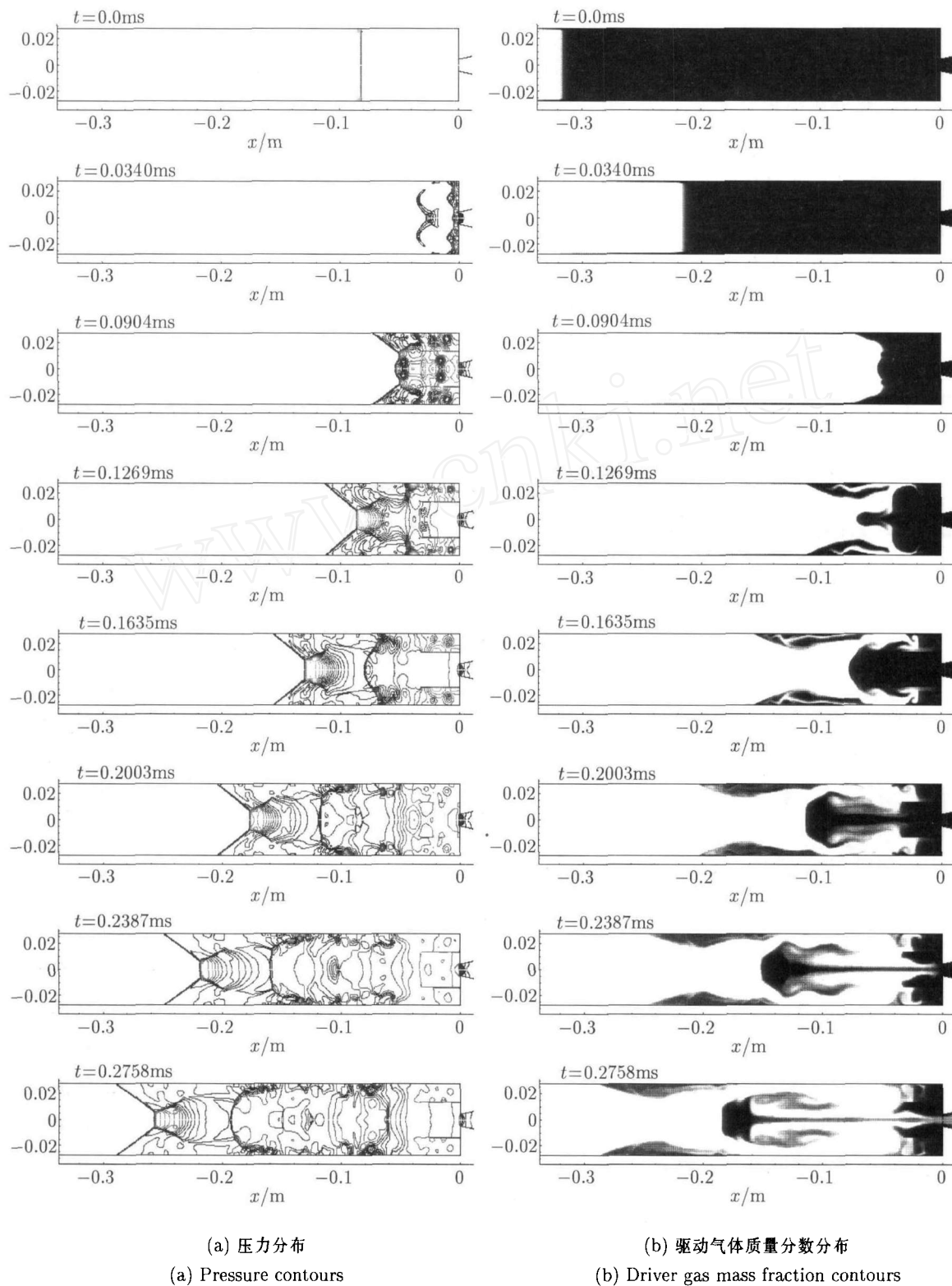


图 5 增加环形隔板后不同时刻激波管末端压力分布和驱动气体质量分数分布

Fig.5 Pressure and driver gas mass fraction contours in the end region of shock tube at different times

入口附近流场则与算例 1 有很大不同. 从该图上可以看出, 隔板阻碍了壁面射流向中心区域运动, 驱动气体只能通过环形隔板入口向喷管运动, 由此可见挡板起到了阻挡驱动气体运动, 延缓试验气体污染的作用.

图 7 给出了喷管内驱动气体质量分数随时间的

变化规律, 分别取自应用 Euler 方程、NS 方程和增加环形隔板后 NS 方程的计算结果, 可以反映出激波风洞的有效试验时间. 如果以入射激波到达喉道处为试验气流启动的始点, 以喉道处驱动气体质量分数达到 5% 为试验气流的终点, 那么, 3 种条件下计算获得的风洞试验时间分别为 $T_{\text{Euler}}=0.839$ ms,

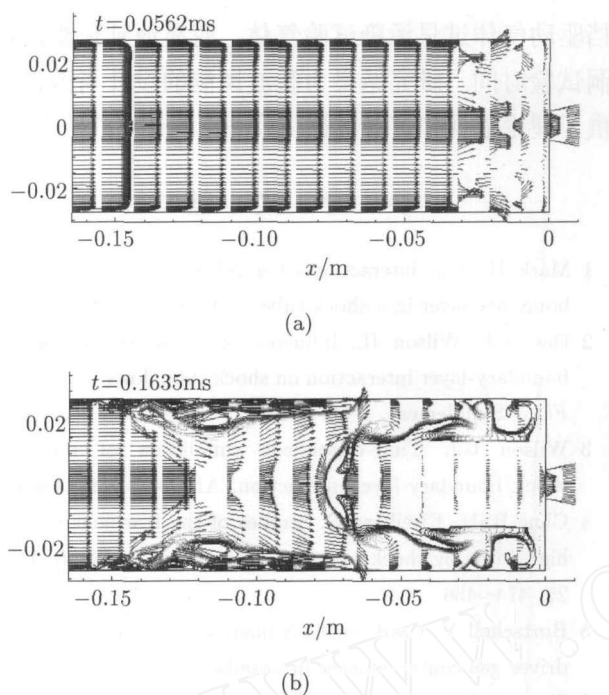


图 6 两个不同时刻的速度矢量和驱动气体质量分数分布
Fig.6 Velocity vectors and driver gas mass fraction contours at different times

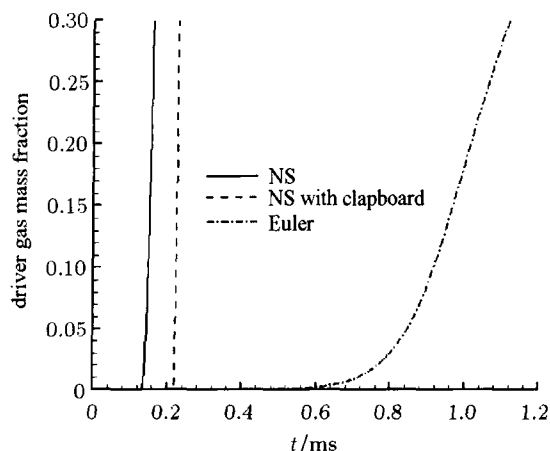
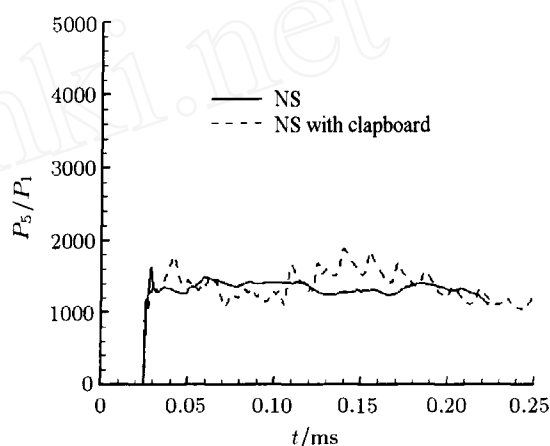


图 7 3 种计算条件下喷管内驱动气体质量分数随时间的变化
Fig.7 Time evolution of driver gas fractions at the nozzle in different cases

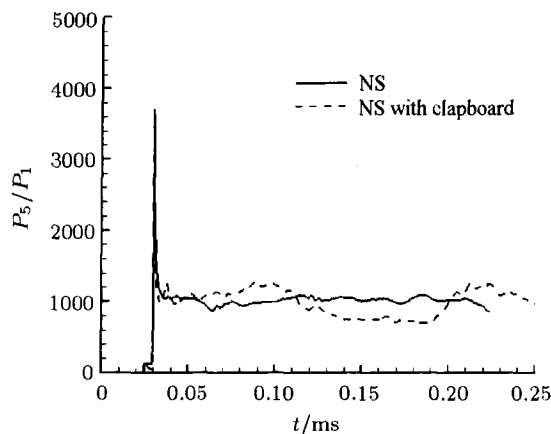
$T_{NS}=0.141\text{ ms}$ 和 $T_{clapboard}=0.225\text{ ms}$. 非常值得重视的是由 NS 方程计算得到的风洞试验时间只有 Euler 方程的 1/6, 这说明激波 / 边界层 / 接触面相互作用对激波风洞的试验时间有着相当大的影响. 增加环形隔板后的试验时间虽然仍比 Euler 方程的短得多, 但较 NS 方程的却增了 60% 左右. 由此可见, 在贮室内增设环形隔板可以有效地延长风洞试验时间, 采用优化的环形隔板结构应该可以得到更好的结果.

图 8(a) 给出了端壁面上压力随时间的变化曲线. 无论有无环形隔板, 两者的压力变化趋势基本

一致, 但是有环形隔板压力变化的波动大一些, 原因是环形隔板增加了流场扰动. 图 8(b) 给出了端壁处轴线上压力随时间的变化规律. 当入射激波到达端壁时, 由于喉道轴线处激波的汇聚作用, 导致压力急剧升高, 然后下降到一个比较平稳的阶段. 虽然增加环形隔板后的压力变化也出现了波动, 但是这种波动与端壁面上压力的波动相比已经弱了一些. 可以推断: 试验气体经过喷管的膨胀加速, 这种环形隔板引起的压力波动还会进一步衰减.



(a) 端壁处壁面上压力随时间的变化曲线
(a) Time evolution of pressure at the surface of the end of shock tube



(b) 端壁处轴线上压力随时间的变化曲线
(b) Time evolution of pressure at the centerline of the end of shock tube

图 8

Fig.8

环形隔板的长度和高度对延长激波风洞的试验时间有着重要的影响. 若隔板太长, 驱动气体会直接沿着隔板进入喷管; 若太短, 则不能有效地阻挡

驱动气体越过环形隔板顶部进入喷管。同样,若隔板距离壁面太近,试验气体不能得到充分利用;若距离壁面太远,驱动气体也会沿着隔板内壁进入喷管。不同的计算试验表明:环形隔板的高度应略大于分离边界层的厚度,长度应约等于反射激波压缩后的试验气体长度。

4 结 论

激波风洞中存在的反射激波 / 边界层 / 接触面的相互作用是个复杂的流体物理过程,对激波风洞的性能有着显著的影响。本文应用多组份 NS 方程对其进行了数值模拟研究,并重点分析了驱动气体与被驱动气体的掺混机制及其对风洞试验时间的影响。研究表明:反射激波与入射激波诱导的非定常边界层相互作用能导致边界层分离,发展形成反射激波的分叉结构;驱动气体通过反射激波分叉部分与试验气体形成的分离流相互作用,沿固壁进入喷管是污染试验气体、影响风洞试验时间的关键。为了改善激波风洞性能,延长风洞的试验时间,本文提出了在激波风洞贮室内增设环形隔板的方法。计算结果表明:适当设计的环形隔板可以有效地阻

挡驱动气体过早污染试验气体,明显地延长激波风洞试验时间。研究结果为激波风洞的设计与改进提供了理论依据和技术数据。

参 考 文 献

- 1 Mark H. The interaction of a reflected shock with the boundary layer in a shock tube. NACA TM, 1958
- 2 Davies L, Wilson JL. Influence of a reflected shock and boundary-layer interaction on shock tube flows. *Physics of Fluid*, Supplement, 1969: 37~43
- 3 Wilson GJ. Time-dependent simulation of reflected-shock/boundary layer interaction. AIAA-93-0480, 1993
- 4 Chue RSM, Eitelberg G. Studies of the transient flows in high enthalpy shock tunnels. *Experiments in Fluids*, 1998, 25: 474~486
- 5 Burtschell Y, Cardoso M. Numerical analysis of reducing driver gas contamination in impulse shock tunnels. *AIAA Journal*, 2001, 39: 2357~2365
- 6 Jiang Zonglin. On dispersion-control principles for non-oscillatory shock-capturing schemes and its applications. *Computational Fluid Dynamics Journal*, 1995, 4(2): 137~150
- 7 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

GAS CONTAMINATION INDUCED BY THE INTERACTION OF SHOCK/BOUNDARY LAYER IN SHOCK TUNNEL¹⁾

Li Jinping²⁾ Feng Heng Jiang Zonglin

(Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract A investigation on the interactions among the reflected-shock, boundary layer and contact region in the detonation-driven shock tunnel was carried out by applying Navier-Stokes equations in a multicomponent system and the dispersion controlled dissipative (DCD) scheme. In addition, the physical mechanism of test gas contamination caused by the wall jet was analyzed, which dramatically reduces the experimental duration in a shock tunnel. The numerical results indicated a simple and effective method of installing to increase the experimental duration.

Key words shock tunnel, reflected shock/boundary layer interaction, contamination of test gas

Received 6 March 2007, revised 28 January 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (90605006, 10621202).

2) E-mail: jinping.li@tom.com