

文章编号: 1000-0887(2001) 04-0404-07

激波在异种气体中传播及诱导的剪切混合研究*

徐胜利, 岳朋涛, 韩肇元

(中国科学技术大学 力学和机械工程系, 合肥 230026)

(李家春推荐)

摘要: 利用二阶迎风 TVD 格式求解多组分、层流全 NS 方程。针对直通道和突扩直通道, 研究了马赫数为 2 和 4 的激波在 H_2 和空气界面上的传播及诱导的燃料剪切混合。计算结果表明: (1) 直通道中, 剪切层中的激波阵面要发生畸变, 存在对混合起主要作用的卷吸涡, 激波马赫数不同, 卷吸涡结构和横向混合的尺寸也不同。激波马赫数低, 剪切混合效果好。(2) 在突扩直通道中, 马赫数为 2 和 4 的激波在 H_2 中产生不同强度激波, 在剪切层中都能产生顺时针、尺度较大的卷吸涡, 后台阶增强了剪切层的混合。

关键词: 激波; 卷吸涡; 剪切层; 燃料混合; 数值模拟

中图分类号: O354.3; O354.5; O357.52 文献标识码: A

引言

不同气体在高速气流中的混合是可压缩流动和燃烧研究中的基本问题, 如超燃冲压发动机(Scramjet)中燃料和空气的掺混^[1]。Roshko^[2]首先对亚声速剪切层中的混合现象进行了实验观察, 认为剪切层中出现大尺度的涡结构对混合起支配作用。对超声速剪切混合而言, 由于压缩性的影响, 剪切层相对稳定, 不会出现大尺度的涡, 混合效果难以令人满意。Guignis 等人^[3]也证明了超声速剪切层中存在良好适定结构(well-defined structure), 刘君^[4]曾对入口带小扰动的超声速剪切层混合问题作过数值模拟。本文采用激波在异种气体中传播来诱导燃料的剪切层混合, 目的是: (1) 研究激波的这种激发方式是否能够强化混合; (2) 考察运动激波在不同气体界面上传播出现的新现象, 如剪切层混合、激波波系和涡结构演化等。

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

认为 H_2 和空气用无厚度膜隔开, 忽略可能出现的化学反应。在直角坐标系中, 包含多组分(N_2 、 O_2 、 H_2)、激波和涡的流场中, 可用如下控制方程描述:

$$\frac{\partial U_g}{\partial t} + \frac{\partial E_g}{\partial x} + \frac{\partial F_g}{\partial y} = \frac{\partial E_{g,v}}{\partial x} + \frac{\partial F_{g,v}}{\partial y}, \quad (1)$$

* 收稿日期: 1999_04_16; 修订日期: 1999_08_02

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19882005); 863 高技术青年基金资助项目(863-2 99.9)

作者简介: 徐胜利(1965—), 男, 安徽人, 副教授, 博士, 发表论文 22 篇。

其中

$$U_g = (\rho^1, \rho^2, \dots, \rho^{ns}, \rho u, \rho v, E)^T,$$

$$E_g = (\rho^1 u, \rho^2 u, \dots, \rho^{ns} u, \rho u^2 + p, \rho w, u(E + p))^T,$$

$$F_g = (\rho^1 v, \rho^2 v, \dots, \rho^{ns} v, \rho u, \rho v^2 + p, v(E + p))^T,$$

$$E_{g,v} = (\rho D c_x^1, \rho D c_x^2, \dots, \rho D c_x^{ns}, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + q_x)^T,$$

$$F_{g,v} = (\rho D c_y^1, \rho D c_y^2, \dots, \rho D c_y^{ns}, \tau_{yx}, \tau_{yy}, u \tau_{yx} + v \tau_{yy} + q_y)^T,$$

E_g 、 F_g 和 $E_{g,v}$ 、 $F_{g,v}$ 为对应 U_g 的无粘和粘性矩阵, 脚标 g,v 分别表示气相和粘性, ns 为组分数 ($ns = 3$)。 ρ^i 、 c^i 、 ρ 为组分密度、质量分数和总密度, c_x^i 、 c_y^i 分别为 c^i 梯度沿 x 、 y 的分量。 D 、 E 为总扩散系数和单位体积总能, 其他为通常意义的物理量。 热流 q 的表达式为

$$q_x = \bar{C}_p \left[\frac{\mu_1}{Pr_1} + \frac{\mu_1}{Pr_1} \right] \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{ns} \rho D h_i \frac{\partial c^i}{\partial x},$$

$$q_y = \bar{C}_p \left[\frac{\mu_1}{Pr_1} + \frac{\mu_1}{Pr_1} \right] \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{i=1}^{ns} \rho D h_i \frac{\partial c^i}{\partial y},$$

且有 $\rho D = \mu_1/Pr_1 + \mu_1/Pr_1 (Le = 1)$, 其中 $Pr = Pr_1 + Pr_t$ 。 Pr_1 和 Pr_t 为层流和湍流 Prandtl 数, 分别取 0.72 和 0.9。 本文仅考虑层流。 以静止空气参数为无量纲参数, 无量纲尺寸分别取通道高度(图 1(a)) 和突扩直通道的台阶高度(图 1(b))。 在贴体坐标系 (τ, ξ, η) 中, 方程(1) 的无量纲形式为

$$\frac{\partial U_g}{\partial \tau} + \frac{\partial E_g}{\partial \xi} + \frac{\partial F_g}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial E_{g,v}}{\partial \xi} + \frac{\partial F_{g,v}}{\partial \eta} \right], \quad (2)$$

1.2 数值方法

方程(2) 无粘项的迎风 TVD 格式和粘性项差分为

$$U_{g,i,j}^{n+1} = U_{g,i,j}^n - \frac{\Delta \tau}{2\Delta \xi} [(E_{g,i+1,j}^n - E_{g,i-1,j}^n) + (R_{i+1/2,j}^n \Phi_{i+1/2,j}^n - R_{i-1/2,j}^n \Phi_{i-1/2,j}^n)] -$$

$$\frac{\Delta \tau}{2\Delta \eta} [(F_{g,i,j+1}^n - F_{g,i,j-1}^n) + (R_{i,j+1/2}^n \Phi_{i,j+1/2}^n - R_{i,j-1/2}^n \Phi_{i,j-1/2}^n)] +$$

$$\frac{\Delta \tau}{Re} [(E_{g,v,i+1/2,j}^n - E_{g,v,i-1/2,j}^n) / \Delta \xi + (F_{g,v,i,j+1/2}^n - F_{g,v,i,j-1/2}^n) / \Delta \eta],$$

Φ 求法见文献[5]。 用全耦合方式求解, 矩阵 R 和 R^{-1} 需预先求出其表达式。

1.3 混气的热力学参数

混气状态方程:

$$p = \rho R T = \sum_{i=1}^{ns} p_i = \sum_{i=1}^{ns} \rho R_i T,$$

混气静焓和气体常数:

$$h = \sum_{i=1}^{ns} c_i h_i, \quad R = \sum_{i=1}^{ns} c_i R_i,$$

组分定压比热:

$$C_{pi} = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4,$$

其中 a_0 、 a_1 、 a_2 、 a_3 和 a_4 对应高温和低温两组值, 由文献[6] 确定。

混气定压比热和比热比:

$$\bar{C}_p = \sum_{i=1}^{ns} c_i C_{pi}, \quad \gamma = \bar{C}_p / (\bar{C}_p - R).$$

1.4 初、边值条件

初始条件: 空气中运动激波马赫数 Ma_s 为 2 和 4, 波后分别对应亚声速和超声速流动。激波前, 空气和氢气处于常温、常压的静止状态, 激波后参数如表 1 所列。

边界条件: 壁面处, 速度为零, 满足绝热条件, 沿法向, 取压力和组分质量分数的梯度为零。图 1(a) 上、下边界和图 1(b) 上边界取对流条件, 出口采用外推。

表 1 空气中运动激波前、后参数

Ma_s	p_2/p_1	T_2/T_1	Ma_2
2.0	4.5	1.69	0.96
4.0	18.5	4.04	1.55

脚标: S 对应波阵面, 1、2 对应激波前、后状态

表 2 空气中激波在 H_2 中诱导的激波参数

Ma_s	Ma_{SH}	$u_2/m/s$	Ma_2
2.0	1.36	682	0.468
4.0	2.04	1 704	0.987

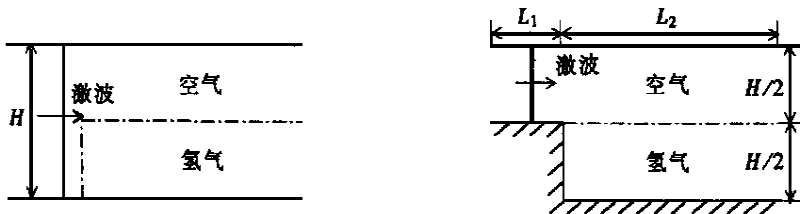
脚标: S、SH 为空气、氢气中激波, 2 为 H_2 波后状态

2 计算结果和讨论

计算物理域如图 1 所示。用代数方法生成网格, 网格沿初始气体界面和固壁附近加密。

2.1 激波在直通通道诱导的剪切混合

物理域如图 1(a) 所示。图 2 给出 Ma_s 为 2 的压力等值线。从图 2(a) 看出: 当激波由纯空气进入由无厚度膜隔离的空气和 H_2 时, 在剪切层区域外, 进入空气中的激波仍维持原来的传播速度, 进入 H_2 中的激波首先透射出一道强度变弱(马赫数 Ma_{SH} 为 1.36)、但仍继续向前传播的激波 CD , 同时产生一族稀疏波。因激波 CD 波后压力上升, 破坏了原分界面处的压力平衡, 使得剪切层中出现调节激波 BC 。 H_2 中激波 CD 较空气中激波 AE 的传播速度快。靠近剪切层处, H_2 中激波 CD 弯向波后, 空气中激波 EAB 弯向波前。受稀疏波的干扰, 激波 EAB 在剪切层中发生畸变, 并在 B 点分叉。向前的分支激波 BC 与 H_2 中激波 CD 相连; 向后的分支激波 BF 与剪切层中的逆时针卷吸涡发生相互干扰, 直到该激波被完全耗散。卷吸涡即为通常的涡迭加一个向右的速度。比较图 2(a)、(b) 发现: 稀疏波波头基本上是驻定的, 波尾跟随 H_2 中激波 CD 向前传播。随时间增长, 稀疏波沿激波阵面 BAE 向上传播, 继续改变着激波 BAE 的强度和形状。调节激波 BC 向空气中传播, 扰动区由初始界面向两侧扩展, 但不对称。同时, 激波 AE 和 CD 间距离不断拉大。图 2(b) 中激波 CD 已传出计算域的右边界。



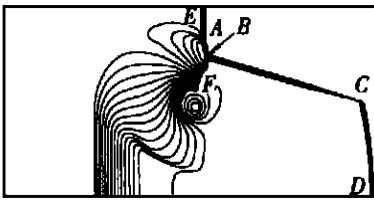
(a) 直通通道

(b) 突扩直通通道

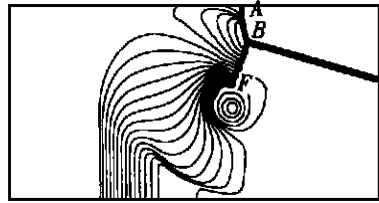
图 1 计算物理域示意图($L_1 = 2$ cm, $L_2 = 6$ cm, $H = 4$ cm)

图 3 给出了 O_2 、 H_2 的等密度线分布。图 3(a) 的 O_2 等密度线和图 2 的等压线表明: 空气和剪切层中激波 BAE 、 BC 和 BF 的位置是对应的。图 3(a) 还表明了剪切层和 H_2 中接触间断面 FC 、 GH 的位置以及剪切层中逆时针卷吸涡的结构。如图 3(b) 所示, 随时间推进, 三角区域 BFC 变大, 卷吸涡的尺度和剪切层混合的横向尺度也变大。比较图 3(a)、(b) 和图 3(c)、(d) 可看出: 图中 H_2 等密度线分布较 O_2 简单, 图中也显示了剪切层中卷吸涡的结构及其演化、 H_2

中激波 CD 的位置、剪切层中接触面 FC 和 H_2 接触间断面 GH 的位置(图3(a)、(b))。由图2、图3可归纳出: 对于运动激波诱导的可压缩、亚声速剪切混合, 剪切层中卷吸涡的结构和尺度对 H_2 和空气混合起控制作用, 混合区域随时间的增大而增大。图4为 $Ma_S = 4$ 激波诱导的剪切混合压力和 H_2 密度等值线。比较图4、图2和图3可看出: $Ma_S = 2, 4$ 激波所诱导剪切混合的基本特征是相同的, 如空气、 H_2 和剪切层中波系结构、卷吸涡等。在 H_2 中诱导的激波强度和波后参数见表2所列。由表2知, 空气中 Ma_S 变大, H_2 中激波强度 Ma_{SH} 和波后参数均变大。图4(a)的稀疏波系跟随 H_2 中激波向右传播, 整个波系向前运动的速度加快。但剪切层中卷吸涡和横向混合尺度都变小, 卷吸涡结构也变得模糊(图4(b))。原因是初始时刻的 Ma_S 提高, 迭加在涡上的水平向右的速度也变大。

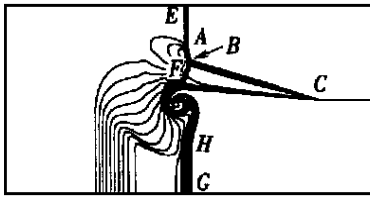


(a) $t = 0.3368$

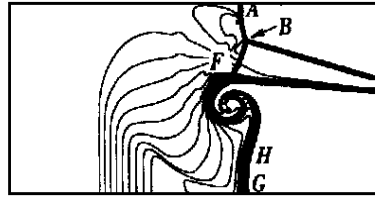


(b) $t = 0.4276$

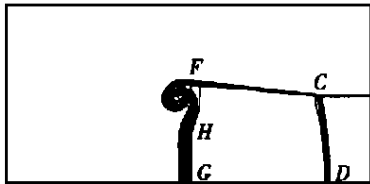
图2 压力等值线布($Ma_S = 2$)



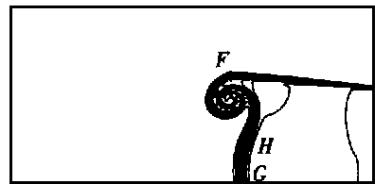
(a) $O_2(t = 0.2914)$



(b) $O_2(t = 0.4276)$



(c) $H_2(t = 0.2914)$



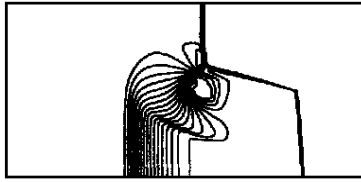
(d) $H_2(t = 0.4276)$

图3 O_2 和 H_2 密度等值线分布($Ma_S = 2$)

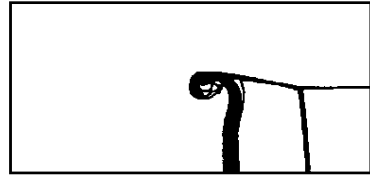
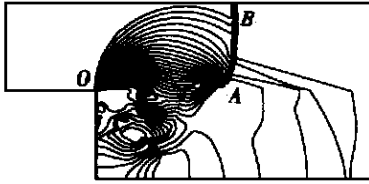
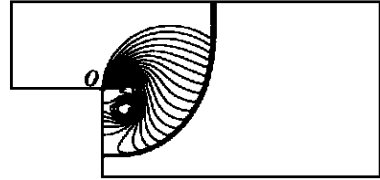
2.2 激波在突扩直通通道中诱导的剪切混合

为增强燃料在剪切层中的混合, 也为了探索通道形状对于剪切混合的影响, 本文还研究了突扩通道中激波在 H_2 、空气介面上传播及诱导的剪切混合问题(图1(b))。图5(a)的压力等值线表明: 激波绕过后台阶, 产生一强度较弱的激波在 H_2 中传播, 可认为绕射激波在 H_2 中已被耗散为扰动波。因 H_2 的声速约为空气声速的 3.81 倍, 该扰动波比空气中的激波 BC 传播得快。空气中激波 AB 受到波前扰动波和波后稀疏波的干扰, 激波阵面 AB 的形状在剪切层中发生畸变, 畸变后的激波在根部 A 点附近与剪切层中顺时针的卷吸涡相互干扰, 直至被耗散掉。作为比较, 图5(b)给出了纯空气中激波绕后台阶传播的压力等值线分布, 图线表明: 纯空气中的绕射激波要比 H_2 中的绕射激波强, 激波扫过后台阶可产生与图5(a)对应的旋

涡,但涡的位置和形状存在差异。随时间推进,图 5(b)的绕射激波将在下壁面反射(未给出图线)。由于多组分的扩散效应,图 5 中的波系结构差别较大, H_2 中的压力等值线也变得杂乱。



(a) 压力

(b) H_2 密度图 4 压力和密度等值线 ($Ma_S = 4, t = 0.1716$)(a) 氢气/空气 ($t = 0.6268$)

(b) 空气

图 5 压力等值线分布 ($Ma_S = 2$)

图 6 的 H_2 等密度线分布表明:激波绕过后台阶,剪切层中存在强烈的卷吸,卷吸的结果使得空气和 H_2 产生强烈的掺混,随计算时间的推进,剪切层中卷吸涡和横向混合的尺度都变大。图 6 的顺时针卷吸涡会撞击下壁面,将台阶后 H_2 分成两个独立的区域,与图 4 相比,混合效果要比直通道好。

将 Ma_S 提高到 4,由图 7 知,激波 BC 在剪切层中分叉,向前分支激波为 CD ,向后分支激波为 CA ,剪切层中产生

了同为顺时针的卷吸涡,整个波系向前传播的速度变快,在 H_2 中产生的绕射激波 DE 强度变强,该绕射激波在台阶后的下壁面 E 点出现规则反射(RR),并向马赫反射(MR)过渡(图 7(b)),其中 F 为三波点。下壁面的反射激波 GE 还与迎面来的卷吸涡相互干扰。比较图 7 和图 5(a) 可知:激波马赫数不同,由 O 点发出的扇形稀疏波区还存在差异。计算结果还表明:与图 6 相似,卷吸涡将穿过反射激波 GE 并与下壁面撞击,将台阶后 H_2 分成两个区域。随计算时间的推进,只是在后台阶的下拐角处还残存部分 H_2 ,其它 H_2 均随气流向前运动,但该条件下卷吸涡的尺度变小,激波诱导的剪切混合效果较 $Ma_S = 2$ 要差。限于篇幅,此处不再给出图线。

最后要说明的是:上述计算均忽略可能出现的化学反应。本文条件下,对 $Ma_S = 4$,由表 1、2 知,空气和 H_2 激波后的温度分别为 1 212 K、516 K。从计算结果看:化学反应最可能出现在剪切层的卷吸涡中,因为它提供了反应所必须的浓度、温度和着火延时条件。由于化学反应的非线性及其与流场的强烈耦合作用,化学反应的结果使得剪切层中的激波变强,影响剪切层及其附近的波系,但对远处空气和 H_2 中的激波无明显影响。还需说明的是:因剪切层中存在激波波系,本文关于运动激波诱导的剪切层混合在本质上与两股平行气流的剪切混合机理是

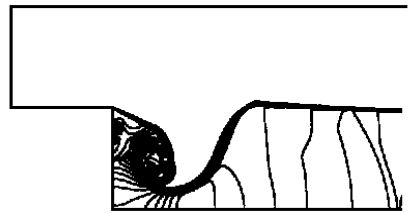
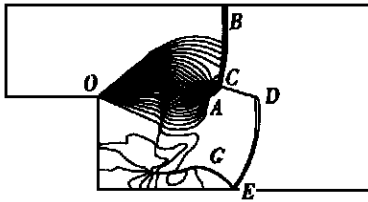


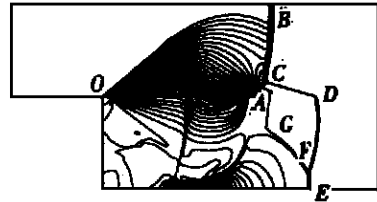
图 6 氢气密度等值线

($Ma_S = 2, t = 0.6268$)

不同的。近来, Scramjet 主要采用大角度后掠式喷嘴的斜压混合作为强化混合措施^[7]。



(a) 规则反射 ($t = 0.1849$)



(b) 马赫反射 ($t = 0.2419$)

图7 压力等值线分布 ($Ma_S = 4$)

3 结 论

本文方法可模拟激波在 H_2 /空气介质中传播及其诱导的燃料剪切混合问题。总的说来, 由于多组分的扩散效应, 激波在 H_2 /空气混合物中传播产生的波系结构要比单纯空气复杂得多。本文条件下, 计算结果表明:

(1) 直通通道中, $Ma_S = 2, 4$ 的激波进入由无厚度膜隔离的 H_2 和空气中, 激波在 H_2 中传播得快, 激波阵面形状在剪切层中发生畸变, 剪切层中的卷吸涡对剪切混合起控制作用。剪切层范围随时间推进不断扩大。对 $Ma_S = 4$ 的激波, 在 H_2 中形成的激波强度变大, 波系向前运动速度加快。但对应的卷吸涡和横向混合的尺度变小, 混合效果变差。

(2) 突扩直通通道中, $Ma_S = 2$ 激波在 H_2 中产生的绕射激波基本上被耗散, 剪切层中形成的顺时针卷吸涡对混合是有利的。当 $Ma_S = 4$, 在 H_2 中的绕射激波变强, 该激波与下壁面发生规则反射和马赫反射。 Ma_S 不同, 波系结构存在较大差别。随计算时间的推进, 顺时针卷吸涡穿过壁面的反射激波并撞击下壁面, 将台阶后 H_2 分成两个区域, 促进了 H_2 和空气混合。

[参 考 文 献]

- [1] Drummond J P, Hussaini. Numerical simulation of a supersonic reacting mixing layer[A]. AIAA Paper, 87_1325, 1987.
- [2] Roshko A. Structure of the turbulent shear flow: New look[J]. AIAA J, 1976, 14(10): 1349.
- [3] Guiguis R H, Grinstein F F, Young T R, et al. Mixing enhancement in supersonic shear layers[A]. AIAA Paper, 87_0373, 1987.
- [4] 刘君, 高树椿. 超声速自由剪切流动的数值模拟和理论分析[J]. 空气动力学学报, 1995, 13(2): 152—158.
- [5] Yee H C, Klopper G H, Montagne J L. High resolution shock capturing schemes for inviscid and viscous hypersonic flows[J]. J Comput Phys, 1990, 88: 31—61.
- [6] Gordon S, McBride D J. Computer program for a calculation of complex chemical equilibrium compositions, rockets performance, incident and reflected shocks, Chapman-Jouguet detonations[A]. NASA SP_273, 1971.
- [7] Eklund D R, Stouffer S D. A numerical and experimental study of a supersonic combustor employing swept ramp fuel injectors[A]. AIAA Paper 94_2819, 1994.

Study on the Fuel Air Mixing Induced by a Shock Wave Propagating Into a H₂-Air Interface

XU Sheng_li, YUE Peng_tao, HAN Zhao_yuan

(Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, P R China)

Abstract: 2nd order upwind TVD scheme was used to solve the laminar, fully Navier-Stokes equations. The numerical simulations were done on the propagation of a shock wave with $Ma_S = 2$ and 4 into a hydrogen and air mixture in a duct and a duct with a rearward step. The results indicate that a swirling vortex may be generated in the lopsided interface behind the moving shock. Meanwhile, the complex shock system is also formed in this shear flow region. A large swirling vortex is produced and the fuel mixing can be enhanced by a shock wave at low Mach number. But in a duct with a rearward step, the shock almost disappears in hydrogen for $Ma_S = 2$. The shock in hydrogen will become strong if Ma_S is large. Similar to the condition of a shock moving in a duct full of hydrogen and air, a large vortex can be formed in the shear flow region. The large swirling vortex even gets through the reflected shock and impacts on the lower wall. Then, the distribution of hydrogen behind the rearward step is divided into two regions. The transition from regular reflection to Mach reflection was observed as well in case $Ma_S = 4$.

Key words: shock wave; swirling vortex; shear layer; fuel mixing; numerical simulation