

文章编号: JNZZZ 2006-L0054(2007)03-0202-08

准定常强激波马赫反射波形结构

高云亮^{1,2}, 李进平¹, 胡宗民¹, 姜宗林¹

(1. 中国科学院力学研究所 高温气体动力重点实验室, 北京 100080; 2. 第二炮兵工程学院, 陕西西安 710025)

The Mach Reflection Patterns of Quasi-steady Strong Shock Waves

GAO Yun-liang^{1,2}, LI Jin-ping¹, HU Zong-min¹, JIANG Zong-lin¹

(1. LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(2. The Second Artillery Engineering College, Xi'an Shanxi 710025, China)

摘要: 应用 DCD 频散控制激波捕捉格式, 求解二维、多组分、带有热化学反应的 Euler 方程组, 数值模拟了准定常强激波的马赫反射问题. 研究表明: 与经典马赫反射理论相比, 在强激波条件下, 激波诱导的气体分子振动激发和热化学反应使马赫反射的三波点轨迹角变小、马赫杆高度变低、楔顶附体激波倾角变小; 马赫杆的相对突出量随入射激波马赫数和楔角的增大而增大, 而气体分子的振动、离解等真实气体效应能进一步加剧马赫杆的向前突出.

关键词: 准定常流; 强激波; 马赫反射; 马赫杆突出

中图分类号: O354.5

文献标识码: A

Abstract: The two-dimensional multi-component Euler equations, implemented with a detailed chemical reaction model, were solved with the dispersion-controlled dissipative (DCD) scheme to simulate the Mach reflection patterns of quasi-steady strong shock waves. Results demonstrate that molecule vibration excitations and thermo-chemical reactions induced by strong shock waves result in the smaller triple-point-trajectory angle and attached-shock inclination angle at wedge apex, and lead to the lower Mach stem, comparing it with the classical Mach reflection theory. The relative protrusion of the Mach stems increases as the Mach number of the incident shock wave and wedge angles increase, and the real gas effects, such as vibration excitation and dissociation, intensify this trend.

Key words: quasi-steady flow; strong shock waves; Mach reflection; Mach stem protrusion

引言

自激波的马赫反射现象发现以来, 一直是激波物理研究领域备受关注的学术问题. 无论是与航空航天相关的高超声速科技, 还是与爆炸、冲击相关的工业实际应用, 当前都要面对越来越多强激波反射问题. 当入射激波很强时, 波后气体可能产生热化学变化, 从而导致马赫反射的波结构发生变化, 出现一些独特的现象, 如马赫杆扭曲变形、向前突出等等^[1-3], 与经典马赫反射的直马赫杆假设相异. 进一步讲, 强激波反射的马赫杆不再是过三波点垂直于楔面的直线, 而是与之呈一角度并具有扭曲点的曲线; 马赫反射结构形态的变化与流场内

的压力、密度、温度、化学组分分布有明显的相互影响, 不再能用三激波理论进行合理的预测^[2]. 强激波还出现在高超声速动力学的研究领域, 如空天飞行器头部的弓形激波、机翼前沿的激波相互作用、飞行器前体的激波/边界层相互作用等等. 所以对强激波马赫反射波形的研究, 无论是对激波反射基本理论的探讨或者对高超声速科技方面的工程应用都有重要的意义.

Semenov^[1]和 Hornung^[3]实验观察到了马赫杆向前突出的现象. Glass^[2]综合考察实验数据后认为, 马赫杆向前突出主要出现在马赫数较高的情况下, 并用马赫杆偏离过三波点到楔面垂线的角度描述马赫杆的向前突出. Mirels^[4]和 Li 等^[5]给出了马赫杆向前突出的理论判据, Li 等^[5]还给出了马赫杆形状的解析解法. 文献[1, 6~8]指出马赫杆上存在扭曲

收稿日期: 2007-06-14; 修回日期: 2007-07-24

基金项目: 国家自然科学基金(90205027, 10276035)

拐点 (kink). 文献[5, 6]对拐点轨迹角随楔角的变化进行了研究. 这些论文是目前能够看到的对马赫杆变形进行研究的仅有文献. 国内乐嘉陵等^[9]也开展了有关马赫反射的实验与计算研究. 应该指出的是已有的数值计算工作^[10-12]主要集中在对实验现象的模拟方面, 而对于影响马赫反射形态变化机理的深入研究不多. 另外由于马赫杆扭曲拐点的存在, 使得文献[2]关于马赫杆变形描述方法和文献[5]的马赫杆形状求解方法具有一定的局限性. 因此对于强激波马赫反射波形态的变化, 有必要从高温气体动力学的角度开展进一步的机理研究.

本文应用高温气体动力学的多种热化学反应模型, 求解二维、多组分、带有热化学反应源项的 Euler 方程, 数值研究了常强激波的马赫反射问题. 通过三波点轨迹角、楔面顶点处附体激波倾角、马赫杆变形量的考察, 分析了各种流场与几何参数对马赫反射形态变化的影响及其变化规律, 并提出了一种度量马赫杆变形的新技术.

1 控制方程和数值方法

为了考虑强激波诱导的热化学反应过程, 本文的数值研究采用了二维、多组分、带化学反应源项的 Euler 方程组^[13]

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S}_c \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{U} = [\rho_1, \dots, \rho_{ns}, \rho u, \rho v, E]^T$$

$$\mathbf{F} = [\rho_1 u, \dots, \rho_{ns} u, \rho u^2 + p, \rho uv, (E + p)u]^T$$

$$\mathbf{G} = [\rho_1 v, \dots, \rho_{ns} v, \rho uv, \rho v^2 + p, (E + p)v]^T$$

$$\mathbf{S}_c = [\dot{\omega}_1, \dots, \dot{\omega}_{ns}, 0, 0, 0]^T$$

在以上各式中, $\rho_i (i=1, \dots, ns)$ 为第 i 组分密度. 混合气体的总密度为

$$\rho = \sum_{i=1}^{ns} \rho_i$$

u, v 分别为 x, y 向的速度分量; E 为单位体积总能, $E = e + \rho(u^2 + v^2)/2$, e 为单位体积内能, $e = \rho h - p$, 其中混合物比焓 $h = \sum C_i h_i$, 组分 i 的焓值 h_i 由多项式拟合的方法给出; 混合气体的压力为 $p = \sum \rho_i R_i T$, 其中 R_i 为第 i 种组分的气体常数, $\dot{\omega}_i$ 为第 i 种组分的单位体积的质量生成率, 可以根据基元反应模型求得, 本文应用的空气的热化学反应

模型包括 5 ($ns=5$) 个组分的 17 个化学反应. 这些组分分别为 O_2, O, N_2, N, NO .

本文对方程组(1) 采用 Jiang 等^[14, 15]提出的频散可控耗散差分格式 DCD (dispersion-controlled dissipative) 进行差分离散. 该格式考虑数值频散的控制, 应用了 Steger-Warming 的矢通量分裂技术, 能较好地处理激波等强间断, 而且具有格式构造简单、激波分辨率高、计算量小等优点.

2 初始条件的处理及计算方法验证

由于在强激波后面一般存在一个热力学和热化学的非平衡区, 如果在计算过程中应用有限速率的化学反应, 强激波反射的模拟需要在很大的计算区域上进行, 才能获得稳定的非平衡区. 以前的一些强激波反射的计算^[11], 在激波反射开始时波后的非平衡区实际上并未发展起来, 这样得到的结果不能准确地反映真实的物理现象. 为了克服这一问题, 并节省计算资源, 本文首先通过一维激波运动的计算得到稳定的、具有充分发展非平衡区的运动强激波. 由此作为二维强激波反射模拟的初始条件, 然后开始强激波反射的计算.

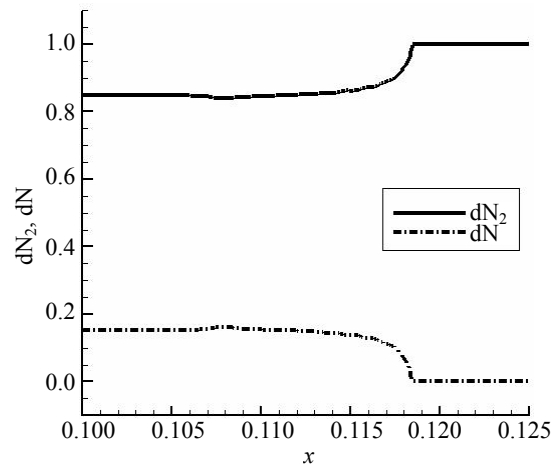


图 1 氮气中强激波后的非平衡区

Fig. 1 Non-equilibrium region behind a strong shock wave in N_2

为了检验化学反应模型和计算程序的有效性, 结合已有的文献结果, 本文对一维强激波运动和二维强激波反射问题进行了计算结果的对验证. 图 1 给出了氮气中一维强激波后非平衡区的计算结果, 其计算条件为马赫数 $M=15$, $p_0=10$ Torr, $T_0=293$ K. 按照 Hornung 的定义^[16], 计算获得的化学非平衡区的宽度为 3 mm, 与文献[16]给出的结果一致. 计算结果平衡区后 N_2 和 N 的质量分数分别为

0.847 和 0.153, 与应用 GASEQ 软件得到的计算结果符合得很好. 本算例表明所应用的化学模型能够合理地描述强激波后的热化学反应过程.

图 2 给出了空气中, 马赫数 $M=8.70$ 的入射激波在楔角为 $\theta=27^\circ$ 的楔面上反射时的实验照片^[8]与本文的计算结果. 该图的上半部为实验获得的激光干涉条纹, 下半部为计算结果的等密度线. 计算和实验的条件同为 $p_0=4.1$ kPa, $T_0=299.2$ K. 通过两图的比较可见: 整个反射波形结构符合得较好, 表明计算方法能够合理地模拟强激波的马赫反射过程. 只是两者在壁面附近马赫杆突出程度和密度等值线形状稍有差别, 这是由于数值计算中忽略了气体黏性的原因.

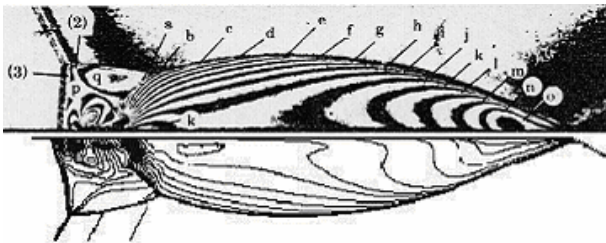


图 2 计算与实验波形的比较

Fig. 2 Numerical and experimental shock-wave shapes

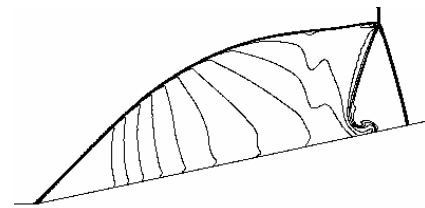
3 涡动力分析计算结果与分析

为了突出热化学反应对强激波马赫反射的影响, 本文选用氧气作为实验介质, 激波马赫数取为 10 和 11, 波前气体状态为 $p_0=10$ Torr, $T_0=293$ K. 两种入射马赫数条件下的非平衡区宽度分别为 2mm 和 5 mm 左右, 可以用来度量反射过程的非平衡程度. 为了分析分子振动激发效应的影响, 本文还分别考虑了振动冻结和振动平衡的情况. 算例中楔面水平方向的长度约为 15 mm.

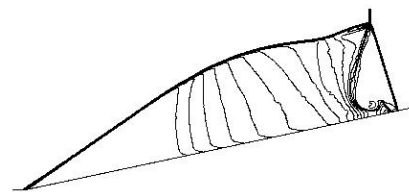
3.1 强激波马赫反射的波形结构

强激波反射时, 由于波后的温度很高, 分子的振动自由度被激发, 激波强度较大时还会诱导发生热化学反应, 它们都对激波马赫反射结构有明显的影响. 图 3 给出了在振动冻结、振动平衡以及化学非平衡情况下, 马赫数 $M=11$ 的入射激波在楔角 $\theta=12^\circ$ 的楔面上反射时的波形结构. 由图 3 可以看出, 分子振动的激发和化学反应的平衡与否对激波的反射结构有明显的影响. 图 3(a)~(c) 的算例表明: 三波点的轨迹角变小; 楔面顶点处的附体激波倾角变小; 非平衡对密度等值线分布的走向也有很大的影响.

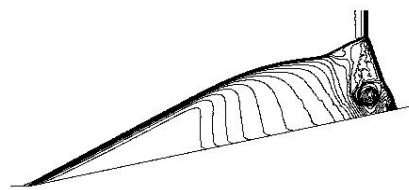
当考虑非平衡现象时, 理论上讲, 激波马赫反射的流场将不再具有自相似性, 三波点的轨迹角将可能与所在的楔面位置有关. 因此计算三波点的轨迹角时, 由于取点位置的不同和取点的多少, 都可能引起研究结果的不确定性. 所以在研究强激波马赫反射的三波点轨迹之前, 应该首先考察非平衡情况下的三波点轨迹角.



(a) 振动冻结



(b) 振动平衡化学冻结



(c) 振动平衡化学非平衡

图 3 不同热力学条件下马赫数 $M=11$ 的激波在 $\theta=12^\circ$ 的楔面上的反射波形结构

Fig. 3 Reflection-wave patterns at $M=11$ and $\theta=12^\circ$ under different thermodynamic conditions

图 4 分别给出初始状态为 10 Torr, 293 K 的氧气中、马赫数为 11 和 10 的入射激波, 在不同角度楔面上反射时三波点的高度 h 与距楔面顶点水平距离 s 的关系. 图中没有给出靠近楔面顶点附近的三波点高度, 因为此处难以由计算结果读出较高准确度的三波点高度值, 而这些位置很可能正是非平衡效应有明显影响的区域, 其影响应该在将来的研究中进行考虑. 由图 4 的曲线可知: 无论入射马赫数大小, 随楔角的增加, 马赫杆的高度变小, 即三波点的轨迹角变小. 不同楔面位置处三波点的高度都落在它们各自的拟合曲线上, 而且拟合曲线都指向楔面顶点. 根据我们的计算结果, 在距楔顶一定的范围内, 三波点的轨迹基本满足自相似性, 这与 Morioka 等^[6]的实验得到的结论一致. 以上的分析

表明三波点的轨迹角与所在的楔面位置无关, 非平衡现象对三波点的轨迹自相似性的影响不明显.

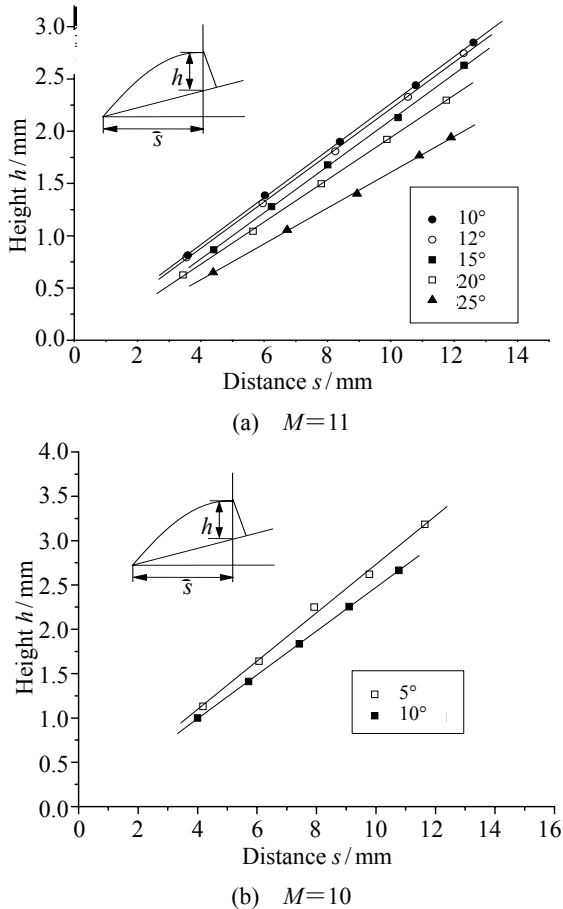


图 4 氧气 (293K-10Torr) 中激波马赫反射三波点高度随位置的变化
Fig. 4 Triple-point height h at different distances (O_2 -293K-10Torr)

图 5 表示马赫数为 11 和 10 的入射激波, 在 10Torr, 293 K 的氧气中传播时, 遇到不同角度的楔面反射后, 三波点的轨迹角随楔角的变化关系. 在计算中考虑了振动冻结、振动平衡 / 化学冻结、振动平衡 / 化学非平衡的影响. 从图 5 可以看出: 对于给定的楔角, 振动自由度冻结时三波点的轨迹角最大; 振动平衡化学冻结时, 三波点的轨迹角变小; 当考虑化学非平衡时, 三波点的轨迹角最小. 而且, 使用不同的气体状态方程时, 三波点轨迹角也有明显的差别. 这说明振动激发和热化学反应对强激波的马赫反射有明显的影响. 当楔角为 10° 时, 通过对马赫数分别为 10 和 11 的入射激波的反射三波点轨迹角的比较可以看出: 振动激发对三波点轨迹角的影响基本相等, 但化学非平衡的影响则差别较大. 这说明在这两种情况下, 振动自由度基本完全

激发, 马赫数增加对振动自由度的激发所起的作用已不显著, 而气体离解则正处于显著变化的区域. 随着楔角的增大, 假设振动冻结时, 三波点轨迹角减小非常缓慢, 而考虑振动激发以及化学反应时, 三波点轨迹角的减小则比较明显. 这种现象可能基于以下事实: 高马赫数时, 对于量热完全气体, 波后状态受入射激波马赫数的影响不大; 而考虑振动和离解时, 波后气体状态受到入射激波马赫数的明显影响, 而波后状态的变化明显地影响反射波及马赫杆后, 从而影响到三波点轨迹角的变化.

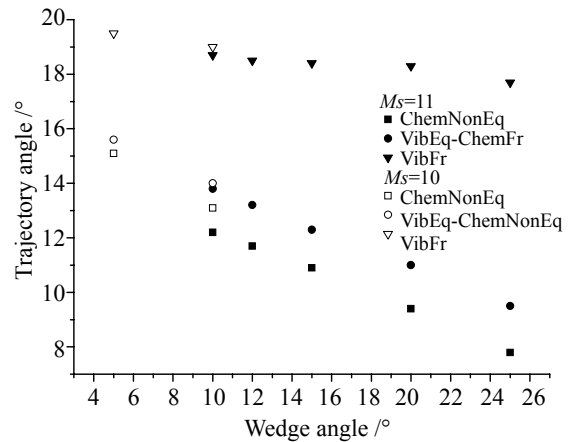


图 5 三波点轨迹角随楔角的变化
Fig. 5 Triple-point trajectory angles vs the wedge angle

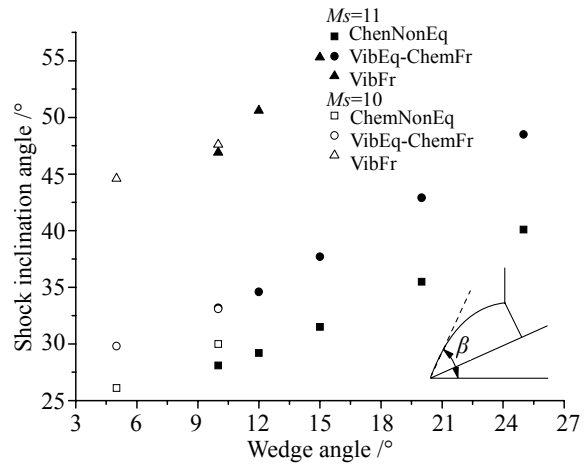


图 6 附体激波倾角随楔角的变化
Fig. 6 Attached-shock inclination angles vs the wedge angle

入射激波在楔面上发生马赫反射时, 使入射波后的气流获得速度, 从而高速气流可以在楔面顶点处产生激波, 这个激波与反射波相耦合形成一道弯曲的激波. 当入射激波很强时, 诱导的气流速度很高, 在楔面顶点处形成的弯曲激波可以成为附体激波. 图 6 给出了在 293 K, 10 Torr 的氧气中, 马赫数为 10 和 11 的入射激波在不同角度的楔面上发生马

赫发射后, 楔面顶点处形成的附体激波倾角与楔角的关系. 由图 6 的结果可以看出: 随着楔角的增大, 附体激波的倾角增大. 这与以前有关超声速气流遇到凹角转折时的结论一致. 同时对于固定楔角, 振动冻结时的激波倾角最大, 振动平衡次之, 考虑化学非平衡时的激波倾角最小. 这一方面是因为发生分子振动激发和化学反应时入射激波后的诱导速度更大, 声速更低, 从而相对于附体激波的来流马赫数更大; 另一方面附体激波后气体的声速减小, 也使得楔面的压缩扰动向上游传播的范围更小, 从而激波更靠近楔面.

3.2 强激波反射马赫杆的变形

图 7 是马赫杆发生变形的一个典型计算结果, 图中各个参数的定义如下: x 为入射激波距楔面顶点的水平距离; L 表示三波点与楔面顶点连线, 即马赫杆不发生变形时在楔面上的运动距离; h 表示三波点的高度, 即距楔面的垂直距离; Δ 为相对于不变形时马赫杆在楔面上的突出距离, 即马赫杆的绝对突出量; χ' 为马赫杆上拐点到楔面顶点的连线与楔面的夹角. 在出现拐点的这种情况下, Glass^[2]的方法已经不能很好地描述马赫杆的变形. 在本文的数据分析中, 我们将分别用马赫杆的相对突出量 Δ/h 或 Δ/L 来表示马赫杆的变形, 然后讨论这两种方法表示的结果及其优劣之处.

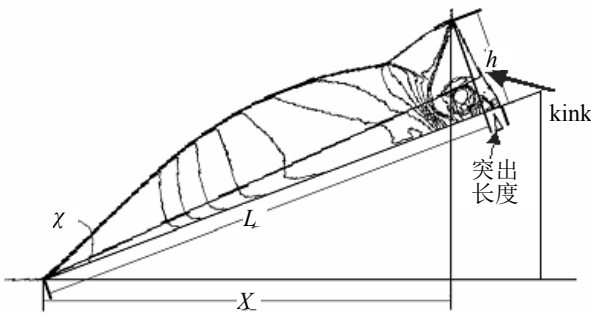


图 7 强激波楔面马赫反射形态示意图

Fig. 7 Schematic of the Mach reflection pattern of strong shock waves over a wedge

3.2.1 诱导马赫杆变形的因素

按照 Mirels^[4], Li 和 Ben-Dor^[5]的观点: 当在楔面上发生强激波马赫反射时, 滑移线与楔面相交处后的压力要高于马赫杆后区域的压力. 在该超压的作用下, 沿壁面将产生一股气体射流进入马赫杆后的流场. 当入射激波不是很强时, 射流沿楔面的速度通常小于马赫杆的运动速度, 这时马赫杆自三波点开始, 垂直于楔面; 当射流沿楔面的运动速度大

于马赫杆的速度时, 射流与马赫杆发生相互作用, 使近楔面处的马赫杆部分向前加速、突出, 造成整个马赫杆发生弯曲, 产生拐点. 此时过三波点到马赫杆与楔面交点的连线也不再垂直于楔面, 同时在马赫杆后形成如图 7 所示的一个回流区.

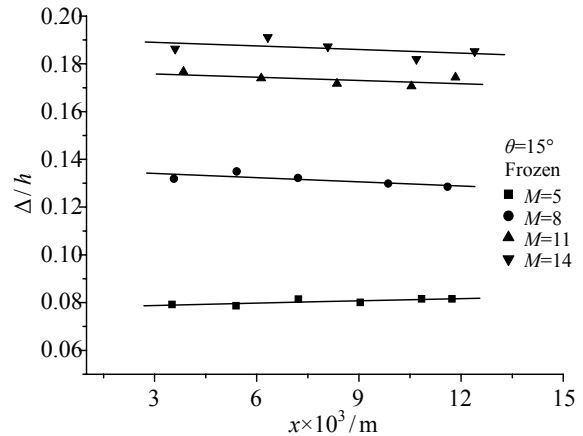


图 8 马赫杆相对突出量 Δ/h 随马赫数的变化

Fig. 8 Relative protrusion Δ/h vs X at different Mach numbers

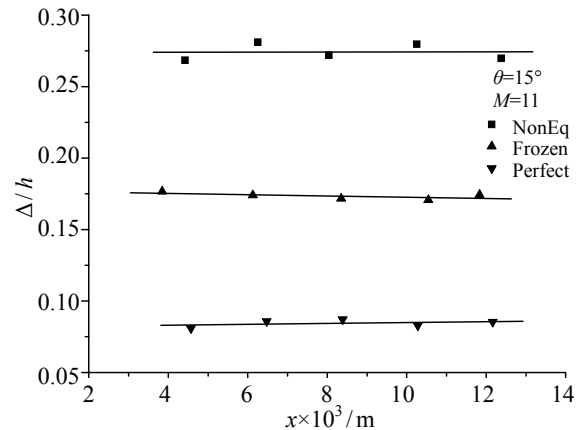


图 9 真实气体效应对马赫杆相对突出量 Δ/h 的影响

Fig. 9 Real gas effects on relative protrusion Δ/h

3.2.2 马赫杆相对突出量的变化规律

首先考察马赫杆相对突出量 Δ/h 的变化规律. 图 8 以 15° 楔角为例, 给出了马赫数分别为 5, 8, 11, 14 时马赫杆相对突出量的计算结果, 其中横坐标 x 为入射激波距楔面顶点的水平距离, 纵坐标为马赫杆的相对突出量 Δ/h , 各个数据为入射激波运动到不同位置处时读取的马赫杆相对突出量, 各条直线为相应马赫数条件下马赫杆相对突出量的拟合直线. 从图可以看出: 随着入射激波马赫数的增大, 拟合直线的位置上移, 说明马赫杆的相对突出量逐渐增大; 但随马赫数的增加, 马赫杆相对突出量的增大有逐渐减小的趋势. 图 8 中每条直线基本上都

是水平的, 这说明对于给定马赫数随着入射激波的运动, 马赫杆的相对突出量是不变的, 不断发展的波形是相似的.

图 9 给出马赫数为 11 的入射激波在楔角为 15° 的楔面上的反射结果, 计算考虑了真实气体效应对马赫杆相对突出量的影响. 其中“■”表示考虑了热化学反应, “▲”表示采用振动平衡、化学冻结模型, “▼”为采用完全气体状态方程时得到的结果. 由图 9 所示曲线的相对位置可以看出: 采用完全气体模型时, 马赫杆的相对突出量最小; 采用振动激发/离解反应冻结模型时, 马赫杆的相对突出量增大; 应用非平衡模型时, 离解反应对马赫杆相对突出量增加的影响较振动激发更明显. 在 15° 楔角的情况下, 拟合曲线基本是水平的, 即随入射激波在楔面上的运动, 马赫杆的相对突出量保持不变.

图 10 是马赫数为 11 的入射激波在楔角为 10°~35° 的楔面上发生反射时马赫杆相对突出量的计算结果. 从各条拟合曲线的相对位置可以看出: 随着楔角的增大, 拟合曲线的位置逐渐上移, 说明马赫杆的相对突出量随楔角的增加而增大; 在楔角较小时, 拟合曲线基本水平, 表明在入射激波沿楔面运动的过程中, 马赫杆的相对突出量保持不变. 结合第 3.1 节有关三波点轨迹的讨论可知, 此时随入射激波运动, 反射波形具有自相似性. 楔角较大时, 拟合曲线变为倾斜的直线, 这表明随着入射激波的运动, 马赫杆的相对突出量是逐渐增大的. 换句话说讲: 随着激波的推进, 马赫杆在楔面上越跑越快, 整个反射波形外形不再自相似. Morioka 等^[6]通过辐射测量图像也观察到了马赫杆突出逐渐发展的现象, 但他认为马赫杆突出的逐渐发展是普遍现象.

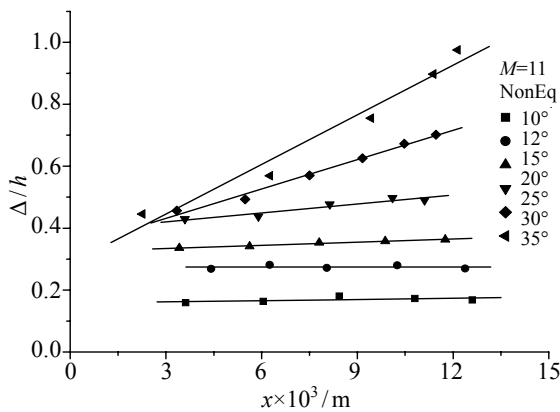


图 10 马赫杆的相对突出量 Δ/h 随楔角的变化
Fig. 10 Relative protrusion Δ/h vs X at different wedge angles

随着入射激波的推进, 为什么大楔角条件下马赫杆的相对突出量会逐渐增加呢? 对比相对突出量增加和不增加情况下的压力曲线, 可以发现其中的原因. 图 11 分别给出了楔角为 15°, 25°, 35° 时刻压力沿楔面的分布, 它们分别对应于随入射激波运动, 马赫杆相对突出量不增加、刚刚开始增加和有明显增加的情况. 楔角为 15° 时, 马赫杆的相对突出量随激波运动不变, 推移线与楔面相交处附近不出现压力尖峰, 此处的压力大于马赫杆后流场的压力. 楔角为 25° 时, 马赫杆的相对突出量随激波运动刚刚开始增加, 从压力曲线上看到, 推移线与楔面相交处附近的压力升高, 刚刚开始出现了压力峰值. 楔角为 35° 时, 马赫杆的相对突出量明显增加, 在推移线与楔面相交处附近出现一个明显的压力尖峰. 上述分析表明推移线与楔面相交处附近出现压力尖峰是马赫杆相对突出量随入射激波运动增加的原因, 这个压力差可以驱动较强的壁面射流, 影响马赫杆的运动速度.

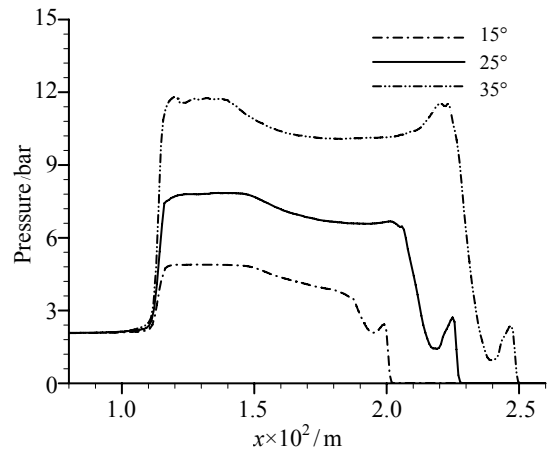


图 11 不同楔角压力沿楔面的分布曲线
Fig. 11 Pressure distributions on wedge surfaces

当用 Δ/L 来表示马赫杆的相对突出量时, 随入射马赫数变化它所受高温真实气体效应影响的规律与用 Δ/h 表示时基本相同, 不同之处在于马赫杆的相对突出量随楔角的变化规律. 图 12 表示了马赫杆相对突出量 Δ/L 随楔角的变化. 由图可见马赫杆的相对突出量 Δ/L 除了具有随入射激波运动小楔角时不变、大楔角时增大的特点以外, 还反映出 Δ/L 随楔角的增加先增大, 到达某一楔角时出现极值, 然后随楔角的进一步增加逐渐减小的趋势. 选取某一适当位置, 从图 13 所示 Δ/L 与楔角的关系可以明显地看出这一趋势. 这是与 Δ/h 随楔角的变化规律不同之处. 那么哪种表示方法能更准确地描

述马赫杆变形呢? 当马赫杆的相对突出量 Δ/L 随楔角增大减小时, 马赫杆高度也同时在减小, 而马赫杆的扭曲变形并未减小, 这样用 Δ/L 表示马赫杆突出容易造成度量数值的大小与马赫杆扭曲变形量的混乱. 马赫杆的相对突出量 Δ/h 随楔角变化的过程中则不出现这种现象, 与马赫杆扭曲变形量是一致的. 所以用 Δ/h 描述马赫杆的变形更直观、更适当.

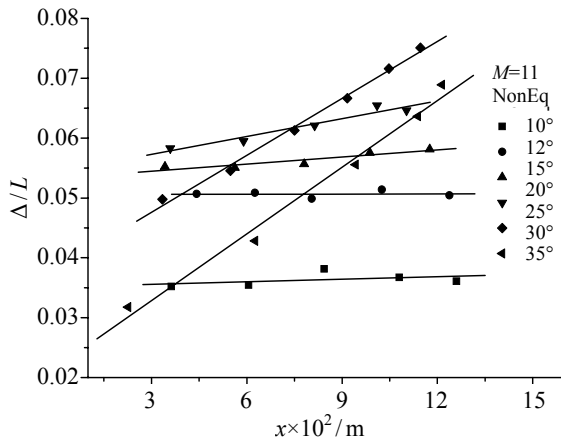


图 12 马赫杆相对突出量 Δ/L 随楔角的变化

Fig. 12 Relative protrusion Δ/L vs x at different wedge angles

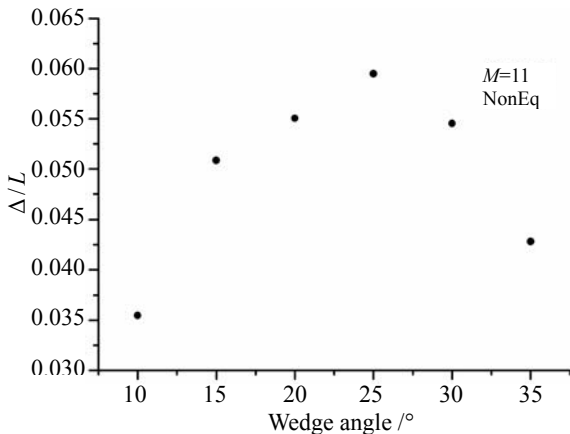


图 13 $x=0.006$ 处 Δ/L 随楔角的变化

Fig. 13 Δ/L vs wedge angle at $x=0.006$

4 结论

本文应用 DCD 频散控制激波捕捉格式, 求解二维多组分的 Euler 方程, 数值模拟了强激波马赫反射结构形态的变化. 通过对振动冻结、振动平衡 / 化学冻结、振动平衡 / 化学非平衡几种情况的比较分析得到的结论如下:

(1) 分子振动激发和热化学反应使强激波马赫反射结构形态有明显变化: 马赫杆变短, 三波点

轨迹角变小, 楔面顶点处的反射激波倾角变小;

(2) 马赫杆的相对突出量随马赫数和楔角的增大而增加; 也随分子振动激发和离解等真实气体效应的增强而增大;

(3) 楔角较小时, 马赫杆的相对突出量随入射激波的运动保持不变; 楔角较大时, 马赫杆的相对突出量随入射激波的运动而增加. 增大的原因与滑移线和楔面相交处出现压力尖峰及其诱导的壁面射流的影响有关.

参考文献 (References)

- [1] Korobeinikov V P. Unsteady Interaction of Shock and Detonation Waves in Gases [M]. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1989: 63~79.
- [2] Glass I I. Some aspects of shock-wave research [J]. *AIAA Journal*, 1987, **25**(2): 214~229.
- [3] Sandeman J, Leitch A, Hornung H. The influence of relaxation on transition to Mach reflection in pseudosteady flow [A]. In: Proceedings of the 12th International Symposium on Shock Tubes and Waves [C], Jerusalem: Magnes Press, 1980: 298~307.
- [4] Mirels H. Mach reflection flow fields associated with strong waves [J]. *AIAA Journal*, 1985, **23**(4): 522~529.
- [5] Li H, Ben-Dor G. Analysis of double-Mach-reflection wave configurations with convexly curved Mach stems [J]. *Shock Waves*, 1999, **9**(5): 319~326.
- [6] Morioka T, Suzuki Y, Honma H. Radiation observation of strong shock wave reflection in air [A]. In: Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves [C], 1999: 1201~1206.
- [7] Morioka T, Maeno K, Honma H. Trajectory angles for mach reflection of strong shock waves in air [A]. In: Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves [C], 1999: 1268~1274.
- [8] Glaz H M, Colella P, Collins J P, et al. Nonequilibrium effects in oblique shock-wave reflection [J]. *AIAA Journal*, 1988, **26**(6): 598~705.
- [9] 乐嘉陵, 倪鸿礼, 胡光初. 高超声速马赫反射 [J]. 气动实验与测量控制. 1996, **10**(2): 1~8. (Le J L, Ni H L, Hu G C. Mach reflection flows at hypersonic speeds [J]. *Aerodynamic experiment and measurement & control*, 1996, **10**(2): 1~8.)
- [10] Glaz H M, Colella P, Glass I I, et al. A numerical study of oblique shock-wave reflections with experimental comparisons [J]. *Proceedings of the Royal Society of*

- London, 1985, A398: 117~140.
- [11] Needham C E, Dawson D F. Chemical non-equilibrium effects of shock reflection [A]. In: Proceedings of the 17th International Symposium on Shock Waves [C], 1990: 897~902.
- [12] Aso S, Matsumoto A, et al. Numerical simulation of strong shock wave reflection by a ramp with chemical and thermal nonequilibrium [A]. In: Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves [C], 1999: 1291~1296.
- [13] 胡宗民, 牟乾辉, 张德良, 等. 爆轰波在弯管内传播过程数值分析 [J]. 计算物理, 2004, **21**(5): 408~414. (Hu Z M, Mu Q H, Zhang D L, et al. Numerical simulation of gaseous detonation wave propagation through bends with a detailed chemical reaction model [J]. *Chinese journal of computational physics*, 2004, **21**(5): 408~414.)
- [14] Jiang Z, Takayama K, Chen Y S. Dispersion conditions for non-oscillatory shock capturing schemes and its applications [J]. *Comp Fluid Dynamics Journal*, 1995, **4**: 137~150.
- [15] Jiang Z. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock-capturing schemes [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2004, **20**(1): 1~15.
- [16] Hornung H G, Oertel H, Sandeman R J. Transition to mach reflection of shock waves in steady and pseudosteady flow with and without relaxation [J]. *J Fluid Mech*, 1979, **90**(3): 541~560.

作者简介:



高云亮(1970-) 男, 山东广饶, 中国科学院力学研究所博士生, 从事高温气体动力学研究. 通信地址: 北京市海淀区北四环西路 15 号中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室(100080), 联系电话: 010-82543845, E-mail: gaoylsd@126.com.