

文章编号: 1001-0645(2001)03-0286-06

# 气相爆轰波贯穿胞格变化研究

胡湘渝<sup>1,2</sup>, 张德良<sup>2</sup>

(1. 北京理工大学 爆炸灾害预防与控制国家重点实验室, 北京 100081;

2. 中国科学院力学研究所 高温气体动力学开放实验室, 北京 100080)

**摘要:** 根据气相爆轰波胞格结构的规则特性建立一种以子单元分解胞格结构的新方法。根据该子单元的性质和斜冲击波关系, 求解胞格结构中的三波点对撞问题, 并推导贯穿胞格时, 爆轰速度的相对波动幅度仅依赖于胞格几何形状的关系。然后, 采用爆炸波衰减模型, 计算气相爆轰波贯穿胞格时的衰减过程, 计算结果与实验符合得较好。

**关键词:** 气相爆轰波; 爆轰胞格; 斜冲击波

**中图分类号:** O 381 **文献标识码:** A

实验研究已经证实<sup>[1-4]</sup>, 通常的气相爆轰波具有明显的复杂结构, 即胞格结构 (cellular structure)。气相爆轰波的前导冲击波是一个胞状冲击波阵面, 它由多个间隔排列的马赫杆和入射冲击波组成。横波 (transverse wave) 总是与马赫杆和入射冲击波形成马赫结构并相交于三波点。放在爆轰管壁的烟熏玻璃片或金属片能记录这些三波点的运动轨迹。在气相爆轰波传播过后, 这些轨迹表现为不断重复的类似菱形或鱼鳞形图案, 即爆轰胞格 (detonation cell)。

关于气相爆轰波贯穿胞格时的变化, 由文献[5~9]等的实验研究发现, 沿胞格对称轴的爆轰速度和爆轰压力总是从胞格的起点不断下降, 直到到达下一个胞格的起点又突然升高, 平均值仍然和理论 C-J 值很接近。文献[5, 10, 11]等采用爆炸波衰减理论, 对这一问题进行了分析。文献[12]采用爆炸波衰减定律和经验性方法, 得出贯穿胞格时爆速和入射角  $\theta$  的依赖关系。然而大部分的实验数据只有烟熏膜记录的胞格几何信息和平均爆速等数据, 很难测得  $\theta$ , 因此要通过  $\theta$  确定贯穿胞格时爆轰速度的衰减过程是困难的。作者首先讨论气相爆轰波胞格结构的规则特性, 然后定义一种子单元分解胞格结构。根据子单元的特性和斜冲击波关系, 求解胞格结构中的三波点对撞问题, 并推导出贯穿胞格时爆轰速度的相对波动幅度仅依赖于胞格几何形状的关系。最后, 采用爆炸波衰减模型计算了气相爆轰波贯穿胞格时的衰减过程。

## 1 爆轰胞格的规则结构及其子单元

在气相爆轰波以胞格结构向前传播的过程中, 前导冲击波阵面的各区域不断交替表现为入射冲击波和马赫杆, 这种交替的过程是通过相邻三波点的对撞实现的。如图 1 所示, 当前导冲击波从 I 位置运动到 II 位置的过程中, 入射冲击波不断衰减, 和其相连的两个马赫结构不断逼近, 然后相撞 (如图 1 中的 A 点), 相撞后, 在对撞点出现新的马赫杆, 冲击压力也突然增加。

收稿日期: 2000-09-07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (19872068)

作者简介: 胡湘渝 (1973-), 男, 博士, 访问学者。

另一方面, 和入射冲击波相邻的马赫杆不断扩张, 冲击压力也不断衰减。在三波点对撞, 产生新的马赫杆的同时, 这个马赫杆衰减为入射冲击波, 完成一次马赫杆到入射冲击波的交替。随着气相爆轰波不断地向前运动, 下一轮相邻三波点的对撞(如图 1 中的  $B$  点) 又会产生新的马赫杆, 马赫杆又会衰减为新的入射冲击波, 完成新一轮马赫杆到入射冲击波的交替, 并且不断重复下去。同时, 三波点的轨迹描绘出如图 1 所示的爆轰胞格图案。从图上不难看出, 爆轰波阵面在不同胞格相同的相对位置具有相同的爆轰状态, 这就是爆轰胞格结构的规律特性。根据这一特性, 可以将爆轰胞格图案进行分解, 以两个相邻的马赫杆和入射冲击波交替时的波阵面为纵向边界(如图 1 中的  $A - C - A$  和  $B - D - B$ ), 以相邻的两个对称轴为横向边界(如图 1 中的对称轴 2 和 3), 作为整个爆轰胞格结构的子单元(如图 1 中的  $A - C - B - D$  所围的部分), 则整个边界内的爆轰胞格图案由  $N$  个完全相同的子单元拼贴而成。可以看出, 如果将前导冲击波阵面由胞格对称轴划分为前导冲击波阵面单元, 则子单元实际上记录了一个前导冲击波阵面单元的一次循环过程。

很容易发现, 子单元  $A - C - B - D$  具有如下特性:

子单元的横向宽度正好为爆轰胞格宽度的  $1/2$ , 即  $d/2$ 。爆轰胞格的长度  $l$  有如下关系:

$$AD > \frac{l}{2} > CB, AD + CB = l \quad (1)$$

因为子单元纵向两边的阵面在各自所在的爆轰胞格内相对位置相同, 所以有

$$M_{aA} = M_{aB}, p_A = p_B, \quad (2)$$

式中  $M_{aA}, M_{aB}$  和  $p_A, p_B$  分别为阵面  $A - C - A$  和  $B - D - B$  的法向入流马赫数和冲击压力。

如果将子单元沿三波点轨迹分割成两部分, 将其中之一翻转并和另一半沿纵向拼接, 则构成一个爆轰胞格沿对称轴的一半, 又由于爆轰胞格的对称性, 可知该子单元中的爆轰状态变化可以代表整个胞格中的爆轰状态变化。其中三波点轨迹凸向的部分  $A - B - D$  代表前半胞格的区域, 三波点轨迹凹向的部分  $A - C - B$  代表后半胞格的区域。

## 2 贯穿胞格时爆轰速度的相对波动

根据前面的讨论, 在求解贯穿胞格时爆轰速度相对波动时, 可以只考虑一个子单元的情况, 其结论很容易推广到整个胞格结构。图 2 表示在一个子单元中三波点轨迹起点和终点的马赫结构详图。上游相邻子单元的马赫杆衰减到  $A$  点, 在  $A$  点发生三波点对撞形成马赫杆  $AE$ , 而自身衰减为入射冲击波  $AC$ , 它和马赫杆相互作用形成横波  $AG$ , 三者构成了子单元中三波点轨迹起点  $A$  的马赫结构。该马赫结构沿着三波点轨迹运动, 当运动到子单元中三波点轨迹终点  $B$  时, 入射冲击波衰减为  $BF$ , 马赫杆衰减为  $BD$ , 三波点轨迹和对称轴的夹角也从  $\alpha$  变为  $\beta$ 。当马赫结构到达终点  $B$  后, 开始新的三波点对撞, 马赫杆对撞形成新的马赫杆, 而其自身衰

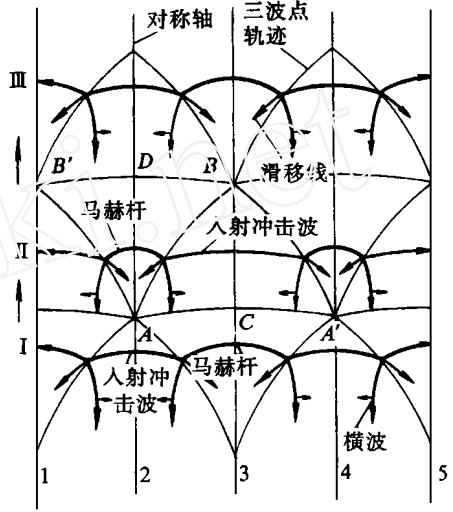


图 1 气相爆轰波的胞格结构和子单元

减为新的入射冲击波,开始下一个子单元的循环。

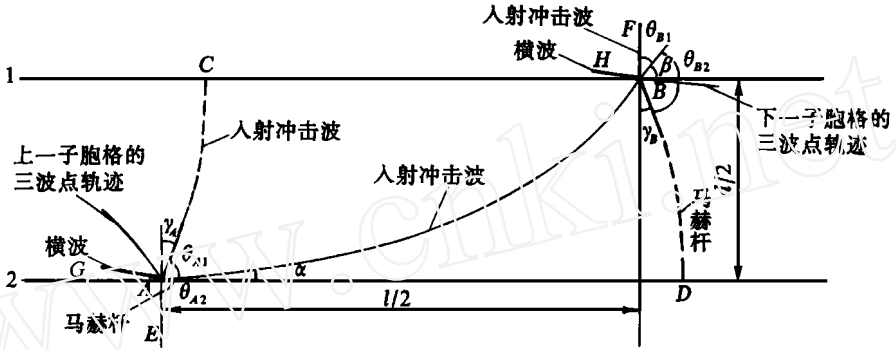


图 2 子单元中三波点起点和终点的马赫结构

设入射冲击波 AC 在 A 点法向入流马赫数为  $M_{aA1}$ , 且和马赫杆的夹角为  $\gamma_A$ 。马赫杆 BD 在 B 点的法向入流马赫数为  $M_{aB2}$ , 且和入射冲击波的夹角为  $\gamma_B$ , 根据子单元性质 2 和胞格结构的对称性, 有

$$M_{aA1} = M_{aB2}, \quad \gamma_A = \gamma_B = \gamma_0 \tag{3}$$

根据马赫结构中的斜冲击波关系, 对于 A 点, 设马赫杆的法向入流马赫数为  $M_{a\alpha}$ , 三波点的入流马赫数为  $M_{ai}$ , 入射冲击波和马赫杆的入射角分别为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ , 有

$$M_{ai} = M_{aA1} / \sin \theta_1 = M_{a\alpha} / \sin \theta_2, \tag{4}$$

$$\theta_1 + \theta_2 = \pi - \gamma_A, \tag{5}$$

$$\alpha = \theta_2 - \pi/2. \tag{6}$$

对于 B 点, 设入射冲击波的法向入流马赫数为  $M_{a\beta}$ , 三波点的入流马赫数为  $M_{ai}$ , 入射冲击波和马赫杆的入射角分别为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ , 有

$$M_{ai} = M_{a\beta} / \sin \theta_1 = M_{aB2} / \sin \theta_2, \tag{7}$$

$$\theta_1 + \theta_2 = \pi - \gamma_B, \tag{8}$$

$$\beta = \pi/2 - \theta_1. \tag{9}$$

由式(4)~(6), 有

$$M_{aA1} / M_{a\alpha} = (\cot \gamma_A - \tan \alpha) \sin \gamma_A. \tag{10}$$

由式(7)~(9), 有

$$M_{aB2} / M_{a\beta} = (\cot \gamma_B + \tan \beta) \sin \gamma_B. \tag{11}$$

将式(2)关系代入式(10)和(11), 式(10)和式(11)相除, 有

$$M_{a\beta} / M_{a\alpha} = (\cot \gamma - \tan \alpha) / (\cot \gamma + \tan \beta). \tag{12}$$

根据子单元的性质, 实际上  $M_{a\alpha}$  和  $M_{a\beta}$  为爆轰波贯穿胞格时沿对称轴位置法向入流马赫数的最大值和最小值, 因此式(11)描述了贯穿胞格时的爆轰速度的相对波动幅度。

Urtiew, Strehlow 和 Oppenheim 等在研究三波点对撞时<sup>[12-14]</sup>, 发现在三波点对撞前后入射冲击波的入射角只发生了很小的变化, 因此, 假设有

$$\theta_1 = \theta_1 = \theta_0. \tag{13}$$

若采用该条件, 根据式(3)(4)(7)有

$$(M_{aA1} / M_{a\alpha}) \cdot (M_{aB2} / M_{a\beta}) = 1. \tag{14}$$

再根据式(10)和(11), 即可得出  $\alpha$  和  $\beta$  的关系

$$\alpha = \beta - \lambda \tag{15}$$

这个结论和文献[12~ 14]等求解三波点对撞问题的结果是一致的, 而这里的推导基于子单元的特性。显然他们所定义的爆轰胞格的出射角和入射角分别为  $2\alpha$  和  $2\beta$ 。

将式(15)代入式(12)有

$$M_{a\beta}/M_{a\alpha} = [\cot(\beta - \alpha) - \tan \alpha] / [\cot(\beta - \alpha) + \tan \alpha] \tag{16}$$

这样, 可推导出贯穿胞格时爆轰速度的相对波动幅度和胞格几何形状的关系, 由式(16)可知, 爆轰速度的相对波动幅度和胞格的形状直接相关, 而对胞格尺寸大小的依赖并不明显。这样, 只需获得爆轰胞格形状的数据即可计算爆轰速度的相对波动幅度, 而无须知道入射冲击波的入射角  $\theta$ 。实际上, 根据文献[14]中得到贯穿胞格时, 爆轰速度相对波动幅度的关系式

$$M_{a\alpha}/M_{a\beta} = \sin^2(\theta + \lambda) / \sin^2 \theta \tag{17}$$

可以通过式(16)(17)求解  $\theta$ 。可见,  $\theta$  并不独立于爆轰胞格的形状, 而是与其关联。

图 3 给出了爆轰速度的相对波动幅度与  $\alpha$  和  $\beta$  的关系。实验表明<sup>[5~ 9]</sup>,  $2\beta$  变化范围为  $60 \sim 105^\circ$ ; 而  $0 \leq 2\alpha < 30^\circ$ 。从图 3 可以看出, 对于一般的气相爆轰波其爆轰速度相对波动幅度范围大于 1.0 但小于 3.0, 这一点和实验观测的相对波动幅度范围一致<sup>[9]</sup>。  $2H_2 + O_2 + 7Ar$  混合气体, 在初压为 10 kPa 时发生爆轰, 测得  $2\beta$  为  $70^\circ$ ;  $2\alpha$  约为  $22^\circ$ 。根据模型计算爆轰速度相对波动幅度范围为 1.44, 而与实验结果约为 1.50 基本吻合<sup>[7]</sup>。另一个例子是  $2H_2 + O_2 + 3Ar$  混合气体, 在初压为 7.9 kPa 时发生爆轰, 测得  $2\beta$  为  $100^\circ$ ;  $2\alpha$  约为  $13^\circ$ 。根据模型计算爆轰速度相对波动幅度范围为 2.4, 而与实验结果约为 2.5 基本吻合<sup>[9]</sup>。

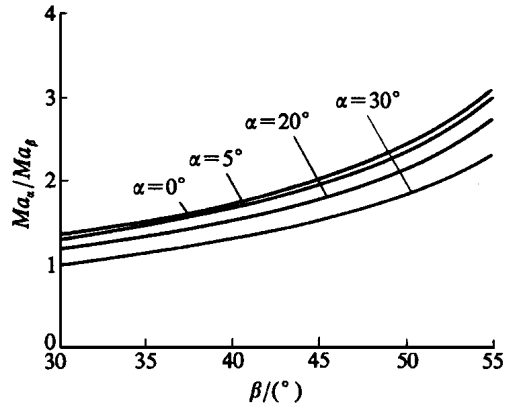


图 3 爆轰速度相对波动幅度与  $\alpha$  和  $\beta$  的关系

### 3 气相爆轰波贯穿胞格时的衰减过程

为了解气相爆轰波贯穿胞格时的衰减过程, 必须建立前导冲击波的衰减模型。文献[5, 11, 12]等采用爆炸波衰减模型模拟前导冲击波。定义衰减系数

$$\lambda = d \ln(1/M_{a_x}^2) / d \ln r_0 \tag{18}$$

式中  $M_{a_x}$  为爆炸波阵面法向入流马赫数;  $r$  为爆炸波阵面到一假想起源点的距离, 该点位于胞格起点前距离为  $r_0$  的位置。假设  $\lambda$  为常数, 沿对称轴距离起源点距离为  $r$  的爆轰波的法向入流马赫数

$$M_{a_x} = M_{a\alpha} (r_0/r)^{\lambda/2} \tag{19}$$

令  $R = r_0/l$ , 爆轰速度的最大值和最小值的关系有

$$M_{a\beta}/M_{a\alpha} = [R/(R+1)]^{\lambda/2} \tag{20}$$

由式(20)和(16), 求得

$$\lambda = [\ln(\cot(\beta - \alpha) - \tan \alpha) - \ln(\cot(\beta - \alpha) + \tan \beta)] / \ln(R / (R + 1)). \quad (21)$$

设气相爆轰波贯穿胞格的平均爆轰速度的马赫数为  $M_{av}$ , 则衰减的爆轰波贯穿胞格所花费的时间和以平均爆轰速度贯穿胞格所花费的时间相同。令  $x = (r - r_0) / l$ , 则有

$$R^{R+x} \frac{dx}{M_{av}^2} = \frac{1}{M_{av}^0} \quad (22)$$

可得贯穿胞格时, 爆轰速度的最大值和最小值与平均爆速的关系。

$$M_{av} = [2RM_{av} / (\lambda/2 + 1)] [(1 + 1/R)M_{av} / M_{av} - 1] \quad (23)$$

根据式(19)和(23), 可以计算贯穿胞格时, 爆轰速度沿胞格对称轴的衰减过程。可以看出, 贯穿胞格时爆轰速度的衰减过程, 除依赖胞格的形状和平均爆轰速度之外, 还依赖于  $R$ , 即衰减爆炸波的起源点和胞格的相对位置。

图 4 给出了  $2H_2 + O_2 + 7Ar$  混合气体, 在初压为 10 kPa 发生爆轰时, 本文模型计算的爆轰速度的衰减过程和起源点位置的关系。从图上看,  $R$  的选取对计算结果的影响并不大, 特别是当  $R > 0.50$  时, 衰减曲线变化很小; 当  $R = 0.10$  时爆轰速度的变化范围为  $1.15D_{cl} \sim 0.80D_{cl}$ , 和实验结果  $1.20D_{cl} \sim 0.85D_{cl}$  相当接近<sup>[7]</sup>。就爆轰波的衰减趋势而言, 当  $R$  取值较小时, 在胞格起点的附近和实验吻合较好<sup>[7]</sup>。如果采用球形爆炸波模拟爆轰波阵面, 根据阵面的几何关系,  $R = 0.22$ 。这时在胞格起点附近以外的区域和实验吻合较好。

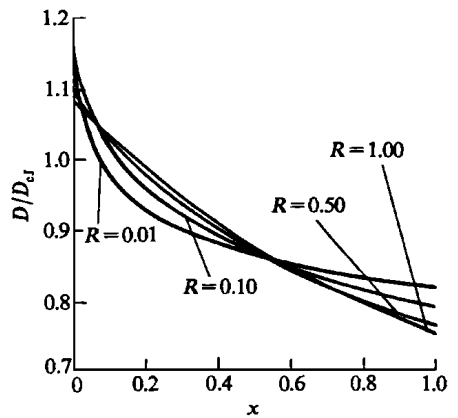


图 4 爆轰速度衰减过程及其和起源点位置的关系

文献[15]的理论研究表明, 爆轰波在胞格起点附近的变化特别复杂, 包括冲击波的衰减, 也有化学反应的延迟、增长和前导冲击波的增强, 相比之下胞格起点附近以外爆轰波的衰减机制相对单一。因此, 在整个胞格采用相同的衰减系数时, 只能保证两者之一和实验吻合。

## 4 结 论

作者采用子单元描述气相爆轰波胞格结构, 在此基础上给出了另一种求解三波点对撞问题的方法, 并得到爆轰速度的相对波动幅度依赖于胞格入射角和出射角的关系, 计算结果和实验吻合。采用爆炸波衰减模型求解气相爆轰波贯穿胞格时的衰减过程的计算结果表明, 爆轰衰减范围和过程与实验基本吻合。

### 参考文献

- [1] Strehlow R A. Gas phase detonations: Recent developments[J]. Combustion and Flame, 1968, 12(2): 81- 101.
- [2] Fickett W, Davis W C. Detonation[M]. Berkeley: University of California Press, 1979.
- [3] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations[J]. Ann Rev Fluid Mech, 1984, 16: 311- 336.

- [4] Nettleton M A. Gaseous detonation[M]. London: Chapman and Hall, 1987.
- [5] Lundstrom E A, Oppenheim A E. On the influence of nonsteadiness on the thickness of the detonation waves[J]. Proc Roy Soc A, 1969, 310: 463- 478.
- [6] Crooker A J. Phenomenological investigation of low mode marginal planar detonations[D]. Urbana: Department of Mechanics Engineering, University of Illinois, 1969.
- [7] Strehlow R A. Multi-dimensional detonation wave structure[J]. Astronautica Acta, 1970, 15: 345- 357.
- [8] Strehlow R A, Crooker A J. The structure of marginal detonation waves [J]. Acta Astronautica, 1974, 1: 303- 315.
- [9] Voitsekhovaly B V, Mitrofanov V V, Topchian M E. Front structure of detonation in gases [R]. AD-633821, 1963.
- [10] Strehlow R A. Detonation structure and gross properties [J]. Combustion Science Technology, 1971, 4: 65- 71.
- [11] Edward D H, Hopper G, Job E M, et al. The behaviour of the frontal and transverse shocks in gaseous detonation waves[J]. Astronautica Acta, 1970, 15: 323- 333.
- [12] Urtiew P A. Idealized two-dimensional detonation waves in gaseous mixtures [J]. Acta Astronautica, 1976, 3: 187- 200.
- [13] Strehlow R A, Adamczyk A A, Stiles R J. Transient studies of detonation waves[J]. Astronautica Acta, 1972, 17: 509- 527.
- [14] Oppenheim A E, Smolen J J, Kwak D, et al. On the dynamics of shock intersections[Z]. Fifth Symposium (International) on Detonation, ONR, Department of Navy, Arlington, 1972.
- [15] Barthel H O. Reaction zone-shock front coupling in detonations[J]. Physican of Fluids, 1972, 15(1): 43- 50.

## Variation of the Gaseous Detonation Wave Through the Detonation Cell

HU Xiang-yu<sup>1,2</sup>, ZHANG De-liang<sup>2</sup>

(1. National Laboratory of Explosion and Safety Science, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China; 2. LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academic of Science, Beijing 100080, China)

**Abstract:** The study of this paper deals with the variation of gaseous detonation waves through the cell. Firstly, the cellular structures were defined by subcells. With the properties of subcells and oblique shock wave relations, the solution of the collision of triple structures was presented, and the direct relation between the relative fluctuation of detonation waves and the geometrical properties of cells was also derived. Then the attenuation process of the detonation waves through the cell was calculated. The analytical results were compared with experimental results; good agreement was obtained.

**Key words:** gaseous detonation; detonation cell; oblique shock wave