



## 气相爆轰的胞格结构

徐彬 周凯元 陈成光

(1986年3月11日收到)

### 一、引言

气体爆轰现象是Berthelot等人在1881年发现的。Chapman(1899年)与Jouguet(1917年)首先提出了爆轰波的一维流体动力学理论(称CJ理论),他们把爆轰波阵面简化为强间断,假定流动是一维定常的,利用流体力学的Euler方程组解出了波阵面上的爆轰参数。1940至1943年,Zeldovich、von Neumann与Doering三人在CJ模型的基础上,把爆轰波看作由引导激波和紧跟其后的有一定厚度的化学反应区构成。整个爆轰波仍是一维定常的平面波。该模型被称为ZND模型。由此可计算反应区内的参数分布。

无论是CJ模型、ZND模型,还是后来由Kirkwood等人提出的更精巧的弱解模型都没有脱离一维和定常的假设。

自50年代到60年代,Denisov和Troshin及Duff等人的工作证实了气体爆轰中存在着复杂的三维波系。这些波系在爆轰传播过程中相互碰撞,在空间形成了可以重复的规则结构,这种结构被称为胞格结构(Cellular structure)。本文拟简要介绍胞格结构的形成机理、一般规律、胞格研究的最新进展及其理论意义和应用价值。

### 二、胞格结构的形成及实验观察

1927年,C. Campbell和D. W. Woodhead在研究CO-O<sub>2</sub>混合物的爆轰特性时,观察到爆轰过后在涂有银层的玻璃管壁上留下了螺旋形的痕迹,称之为螺旋爆轰现象<sup>[1]</sup>。他们当时认为,这是临界条件下的孤立现象。1959年,Denisov和Troshin首次将烟迹技术应用于爆轰实验<sup>[2]</sup>,大大地推动了胞格结构的研究。

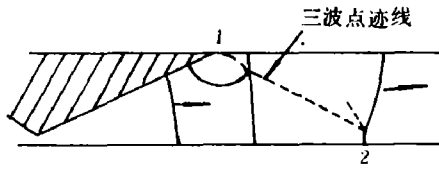
在爆轰波传播中,前沿激波不仅有入射波,还包含若干个横向传播的波,称为横波。横波相当于形成马赫反射时的反射波。入射波、反射波及马赫波的交点称为三波点。D. R. White<sup>[3]</sup>曾在方截面管中放置尖劈,用条纹干涉仪记录了三波结构的情况。

图1是干涉仪记录的照片及三波点轨迹示意图。图中仅有一个三波点。若干个三波点的轨迹就构成了完整的呈菱形网格状的胞格图案。图2是多个三波点迹线形成菱形胞格的示意图。

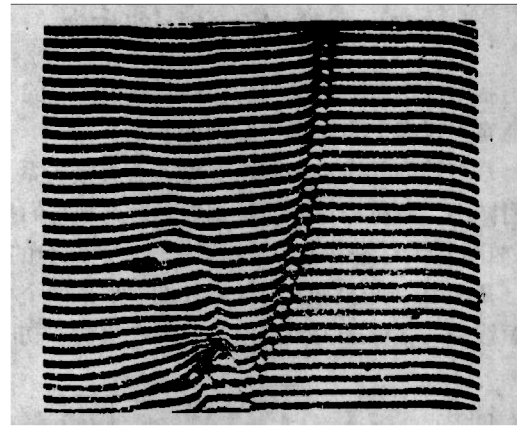
将擦干净的玻璃片熏上一层烟灰,放进激波管中。爆轰波通过以后,由于三波点处压力较高,在它通过的路径上将烟灰擦去,留下一条清晰的迹线。若干条迹线就构成了菱形的胞格。图3是徐彬等人得到的规则胞格烟迹照片。

应当指出,胞格是三维结构。Strehlow等人曾根据方形激波管的三个侧面一个底面的胞格图案,分析得到了三维胞格模型。它是由一种八面体与两种四面体组合而成的,如图4所示。前面提到的螺旋爆轰是模数恰好等于1的临界情况。所谓模数即横波数被定义为

$$n = W / (Z / 2)$$



a) 爆轰波通过收缩管道使其达到稳定，并在1点产生马赫反射。图中给出的2点是三波点将要到达对面刚壁时的情况。



b) 马赫反射的条纹干涉图

图1 爆轰波马赫反射的条纹干涉。介质为  $2\text{H}_2 + 2\text{CO} \cdot \text{O}_2$ ， $P_0 = 20 \text{ kPa}$

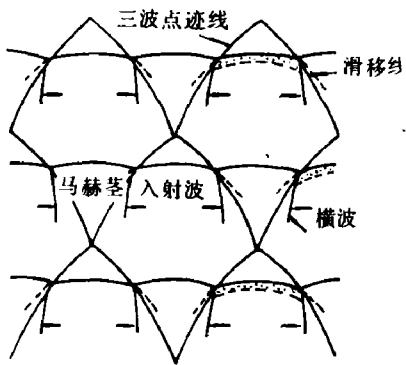
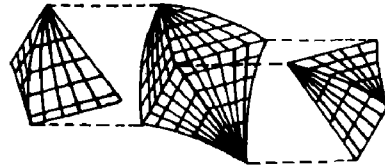


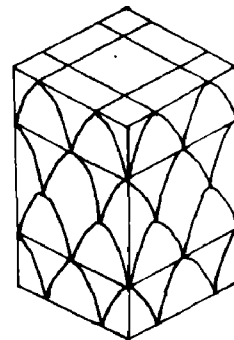
图2 多个三波点相互碰撞形成胞格的平面示意图。



图3 规则的胞格烟迹照片



a) 四面体与八面体



b) 胞格模型

图4 三维胞格模型

其中 $W$ 为激波管宽度， $Z$ 为胞格宽度，胞格的长度 $L$ 和宽度 $Z$ 又称为胞格尺寸，如图5所示。所以螺旋爆轰又称单模爆轰， $n > 1$ 的爆轰称为多模爆轰或多头爆轰。

### 三、胞格结构的一般规律

胞格结构有其自身的规律性，这由大量的实验得到了证实。现将主要的规律归纳如下

1. 气体的初压  $p_0$  与胞格宽度  $Z$  有直接关系。 $p_0$  增大， $Z$  将减小，若将  $p_0$  与  $Z$  的数据取对数，则它们呈线性关系，如图6所示。图中每一条斜线表示一种组分的气体。

2. 初压  $p_0$  与模数  $n$  的关系如图7所示。两个小圈之间的短线表示在该压力范围内具有同一模数。初压增大，

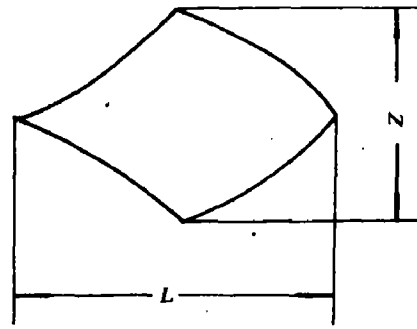


图5 胞格的尺寸

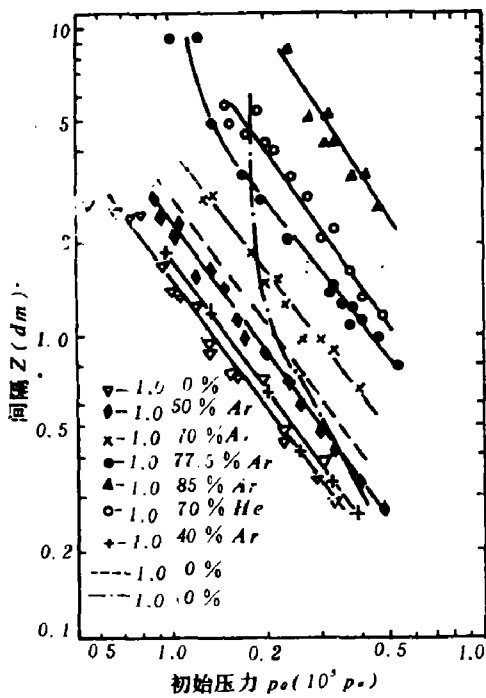


图6 胞格宽度与初压的关系<sup>[1]</sup>

模数也增大。在某些特殊压力范围内可能出现两种模数。例如： $p_0 = 9383 Pa$  时， $n$  为6或7。

3. 在引导激波过后，并不是立即开始化学反应，而是存在着一个诱导区。用  $l$  表示诱导区长度， $Z$  表示胞格宽度，则初压  $p_0$  同  $Z/l$  的关系如图8所示。 $l$  是在一维 CJ 爆轰假定下的计算值。当初压增加时， $Z/l$  减小，但最终趋于某一极限值。图中表示的都是  $H_2 - O_2$  加稀释剂所构成的混合物的情况。 $Z/l$  的极限值大约在 60 至 120 之间。另外的实验表明，对于  $C_2H_4 - O_2$  系统  $Z/l$  的极限值约为 100；对  $C_2H_2 - O_2$  系统约为 60 至 90；对  $CH_4 - O_2$  系统

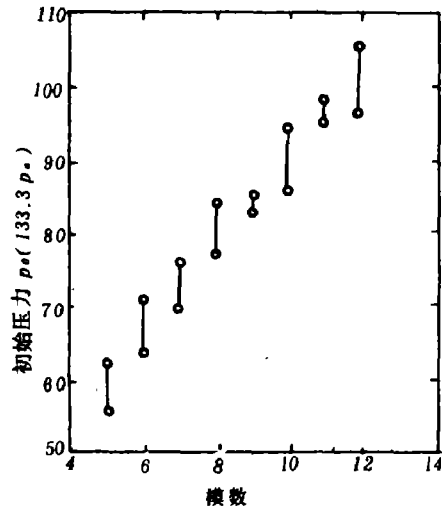


图7 在  $2H_2 + O_2 + 3Ar$  混合物中模数与初压的关系<sup>[6]</sup>

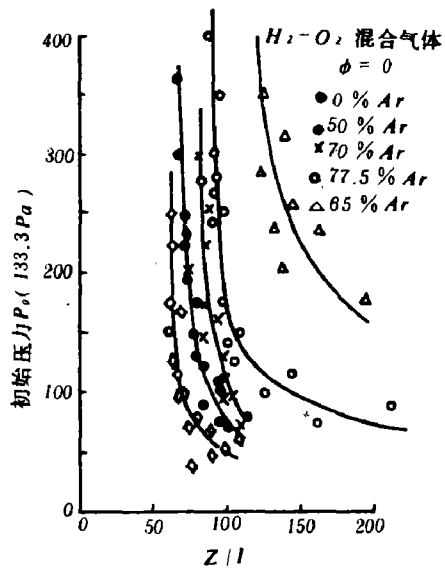


图8 在  $H_2 - O_2 -$  稀释剂的混合物中初压与  $Z/l$  的关系<sup>[4]</sup>

约为20或更小些。

对同一介质在同一初压下，稀释剂加得愈多 $Z/l$ 的值就愈大；对同一介质，稀释剂加得愈多， $Z/l$ 与 $D_0$ 的关系曲线愈平缓。

#### 四、胞格研究的最新进展

胞格结构的研究初期是在低初压下，在实验室内进行的。主要研究影响胞格结构的因素和形成胞格的机理。近年来，由于大量的石油和天然气的开采、运输、贮存以及其它实际问题对安全提出了严格的要求，多次进行了大尺度的现场爆轰实验和初压为一个大气压的胞格测量，以检验实验室的结果能否推广到现场。在胞格结构的数值模拟计算上也有了初步的成果。但由于理论上和实验上进一步深入都存在较大的困难，所以胞格研究进展较慢，还没有建立统一的理论。现就近年来的一些重要研究工作简介如下：

##### 1. 过渡区中的胞格

过去的大部分研究都是针对平衡胞格进行的。所谓平衡胞格是指爆轰波达到稳定传播状态所得到的有规则的稳定结构，在全空间可严格地重复出现。Strehlow等人对过渡区内的胞格作了实验研究<sup>(6)</sup>，观察到胞格如何从一种形式（模数）松弛为另一种形式。实验是在变截面管道和组分有变化管道内进行的。在 $8.9 \times 3.8$ 厘米矩形管内放一尖劈障碍物，就构成了变截面管，其烟迹图见图9。爆轰波在进入尖劈收敛部分后很快改变了横波数，构成了相应尺寸的胞格，并且已存在的横波迅速衰减，在喉道处横波消失，变成层状流动。这与White的结果<sup>(7)</sup>相似。在尖劈的后顶点，有两柱面发散的激波在此相交，它们的相互作用又产生了两个新的强横波。经过几个周期后，许多新横波出现。最后整个管道又恢复到入口处的平衡胞格。

这个实验证明平衡胞格有较强的稳定性，当扰动消除后，能很快地恢复到原有的状态。

组分的变化是将管道分为上、下两部分，中间用一快速打开的滑阀连接，上下管道充以不同组分的气体。所用的气体为 $2H_2 + O_2$ ，再加适当的惰性气体作稀释剂。由管子上端引爆后产生一定常爆轰波向下端传播，当达到滑阀处时，滑阀迅速打开，爆轰波进入另一组分的气体。实验共进行了五组，数据见表1所示。

表 1

No	初压 (133.3 Pa)	上 管 道			下 管 道		
		稀释度	CJ速度(m/s)	平衡模数	稀释度	CJ速度(m/s)	平衡模数
1	65	50% Ar	1842.3	3 × 6	70% Ar	1634.3	2 × 4
2	75	50% Ar	1847.5	3 × 7	70% Ar	1638.2	2 × 5
3	140	70% He	3674.6	2 × 4	60% He	3522.7	3 × 6
4	140	70% He	3674.6	2 × 4	65% He	3600.5	3 × 5
5	140	70% He	3674.6	2 × 4	30% Ar 70% He	(无数据)	无

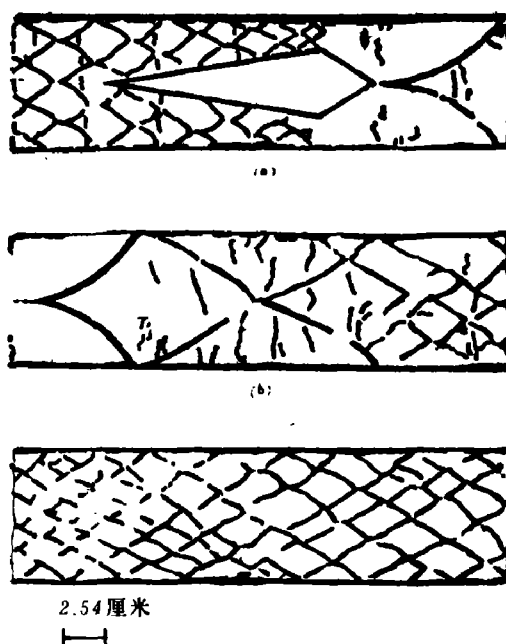


图9 变截面管中爆轰波烟迹图

第一组实验的烟迹见图10。从下管道开始相当长的一段仍保持模数为 $3 \times 6$ 。在交界面下102厘米处有一横波消失，在125厘米处又有一横波消失，变成下管道的平衡模数 $2 \times 4$ 。

第三组实验的烟迹照片见图11。下管道的最初一段模数仍保持 $2 \times 4$ ，在36厘米处出现了新的横波。在61厘米处横波得到了充分的发展，每一原有的横波都分裂成两个新的横波，最后实际上变成模数为 $4 \times 8$ 的胞格。我们在研究气体的D、DT转变(即由爆燃向爆轰的转变)时，也得到了全长约两米的清晰的烟迹图，模数由13松弛到4，反映了即使气体组分不变，由于起爆条件“失调”，也会产生胞格由非平衡模数向平衡模数转变

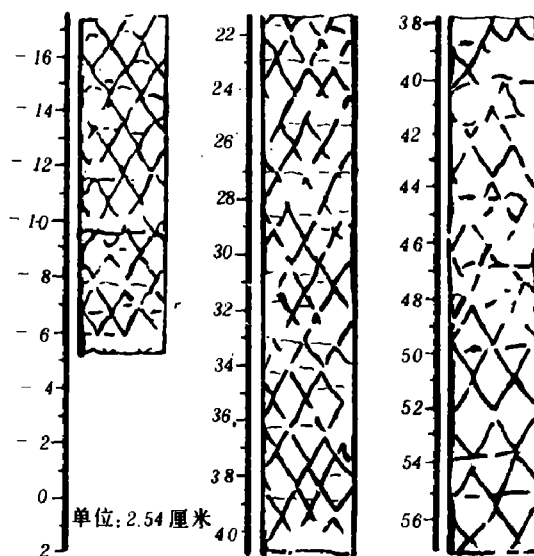


图10 第1组实验的烟迹图

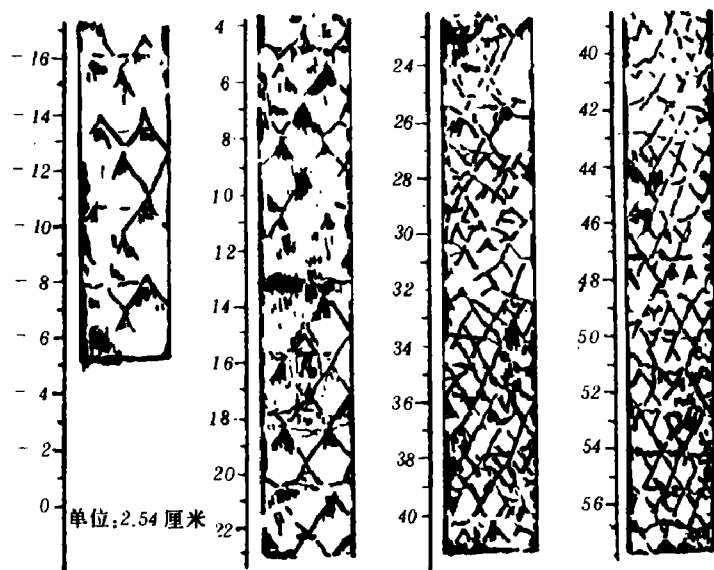


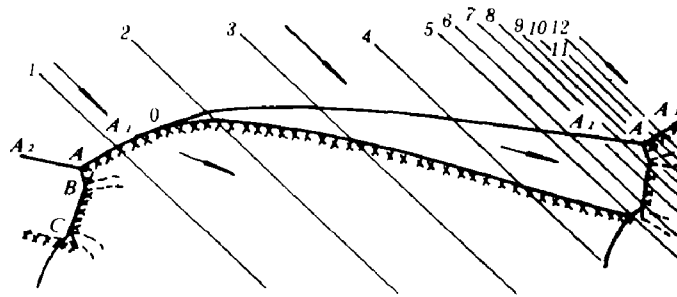
图11 第3组实验的烟迹图

的事实(研究结果待发表)。

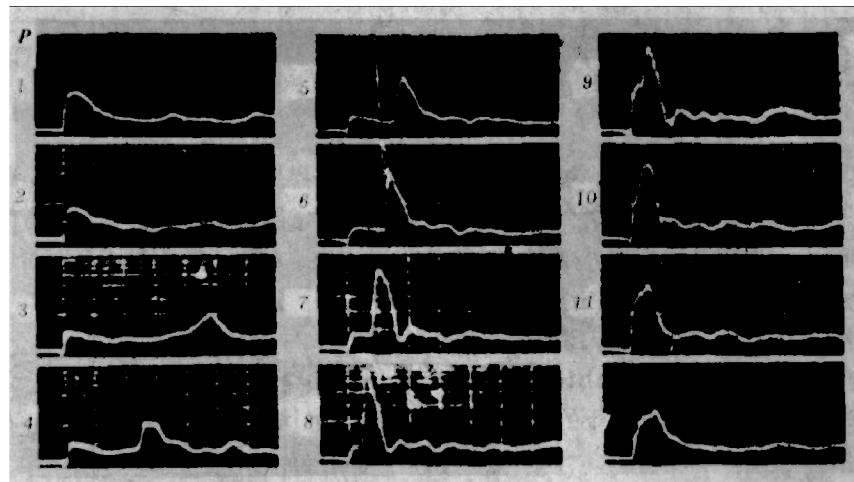
最令人惊奇的是第五组实验。下管道全部充满惰性气体，不可能产生爆轰，但在交界面76厘米之前仍存在 $2 \times 4$ 的规则胞格。Strehlow认为，用Bathel的“引爆理论”<sup>7</sup>可以解释上述几种现象。

## 2. 波阵面的精细结构

VMT (1963) 和Schott (1965)<sup>8(9)(10)</sup>发现在圆管螺旋爆轰中存在着极强的横波，形成了横向爆轰波。VMT用绝对补偿法消除象在底片上的运动，得到高速扫描纹影相片。他在圆管中埋了十几个压力传感器，得到了不同位置的压力波形。综合的分析发现类似于双马赫反射的波阵面精细结构，图12是其示意图及压力剖面图。整个波阵面由联系在一起的三个三波点ABC组成。横向爆轰波BC是三波点B、C的马赫杆。它本身还有其横波，此横波向前向后的运动形成了菱形谱。大量实



a) 螺旋爆轰的横波结构



b) 不同位置的压力波形

图 12

验证明，螺旋爆轰都存在图12(a)所示的结构。

Edwards和Strehlow后来在矩形截面的激波管内也发现了类似的精细结构<sup>[1][12]</sup>。在矩形管内一般有“强结构”和“弱结构”两种形式，如图13所示。图14是Strehlow得到的强结构的烟迹图

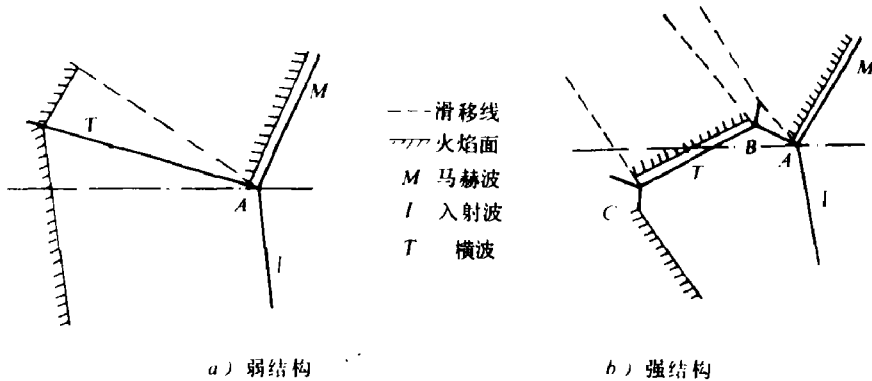
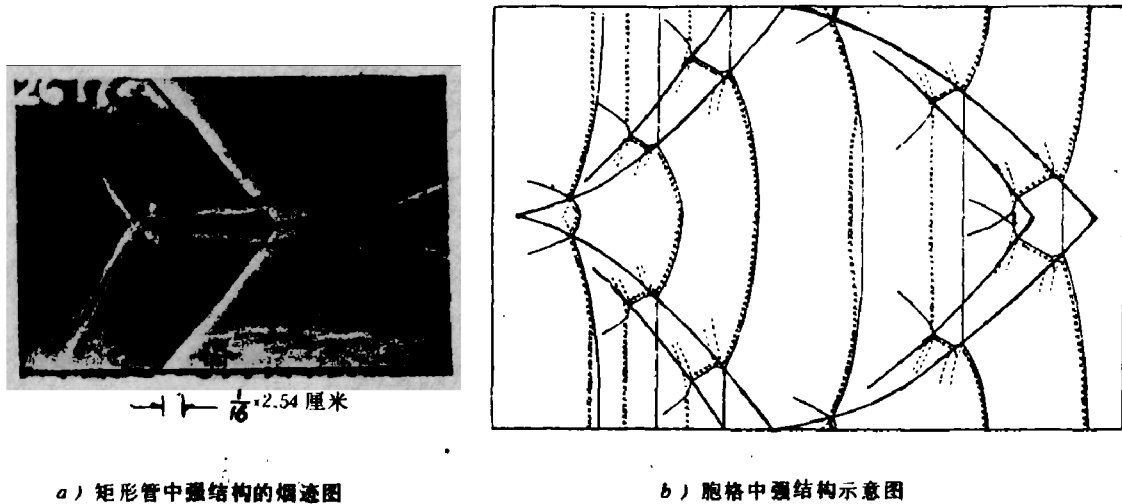


图13 矩形管内的强结构和弱结构

和胞格的示意图，两图相对照可以看出前导激波的马赫杆和横波马赫杆都留下了双线迹线

与强结构弱结构相联系的概念是临界爆轰和普通爆轰。临界爆轰是指在爆轰极限处可自持传播



a) 矩形管中强结构的烟迹图

b) 胞格中强结构示意图

图 14

的爆轰。如果初压或管径稍小一点，爆轰就会熄灭。一般临界爆轰横波强度较大，是强结构，胞格尺寸也较大。如果爆轰不是临界爆轰，就称为普通爆轰。通常圆管中的螺旋爆轰、方管中的单模爆轰、扁平管中的平面爆轰，均为临界爆轰，波阵面为强结构。对于普通爆轰还存在着争议。VMT认为普通爆轰也是强结构<sup>[13]</sup>，因为其三波点碰撞的迹线角足够大，而迹线角愈大说明横波愈强，故它是强结构。但Strehlow认为普通爆轰是弱结构，因为它留下的迹线是单线<sup>[14]</sup>。

### 3. 胞格结构的数值模拟

日本福冈大学的S. Taki等人在胞格的数值模拟方面作了有趣的尝试<sup>[15]</sup>。他们在平面一维CJ爆轰的基础上，加上几对热点作为扰动源。热点置于未反应气体中，利用数值计算，考察经过一段时间后是否出现稳定的横波及三波结构。他们分别放了 $N=1, 2, 3, 4, 5$ 对热点，除了 $N=3$ 的情况外，最后都得到模数为2的横波。而且在可利用的计算时间内，模数和三波结构不再改变，计算结果见图15。其中实线为等压线，间隔为 $(\Delta p/p_0)=5$ ，虚线表示三波点的迹线。此结果同实验观察符合较好。在计算中化学反应分为两步，一是诱导阶段，一是放热反应阶段，其速率方程均含 $e^{-E/RT}$ 的因子。计算方法用一阶显式的Ven Leer格式和二阶Maccormack格式。人工粘性的大小只影响爆炸充分发展所需的时间，而不影响最后结果。

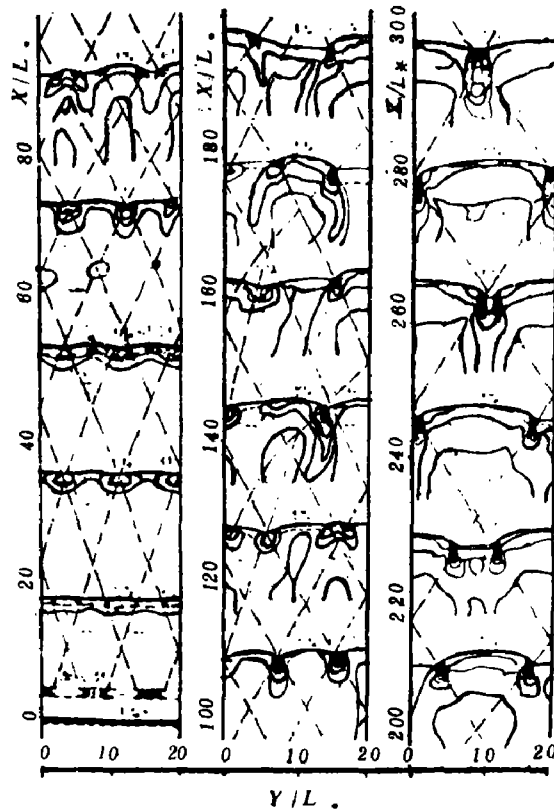


图15 数值模拟得到的胞格(L为诱导区长度)

他们的研究表明,由于流体力学效应和化学反应的耦合,在热点扰动下,可以形成周期性的胞格结构。

## 五、研究胞格结构的理论意义和应用价值

胞格研究初期仅限于基本理论的探讨。近年来发现它与工程应用有着密切联系。胞格宽度 $Z$ 与临界起爆能量 $E_0$ 、临界直径 $d_c$ 等密切相关。这方面 J. H. Lee 作了全面的评述<sup>(16)</sup>。

### 1. 爆轰极限

爆轰极限的确定有重要实际意义。过去对爆轰极限的精确含义存在疑问,故均采用实验测量。由于实验测量条件不同,结果可相差10~15%。Lee 指出单模的螺旋爆轰可以作为爆轰极限的灵敏判据<sup>(17)</sup>。在方管中亦可相应地取模数 $1 \times 1$ 的爆轰为判据。这样就使爆轰极限的概念建立在更精确的理论基础上。各种爆轰的分布区域示意图如图16所示。 $p_0$ 为初压, $\phi$ 为稀释度。如果固定组分(稀释度), $p_0$ 自高而低变化,开始是多模普通爆轰,在达到爆轰极限处是单模螺旋爆轰,再以下是“脉动”爆轰。

脉动爆轰是周期性的引爆、熄灭、再引爆的脉动过程,其波长可达几米。在实验中还发现低于爆轰极限时,用一强起爆器也可引发单模螺旋爆轰。但是 Donato 的工作<sup>(18)</sup>指出,这种螺旋爆轰是不稳定的,加上一个小的扰动,例如放几圈绕成螺旋形的金属丝,就可将它破坏。而在爆轰极限上的螺旋爆轰是稳定的。J. H. Lee 研究湍流火焰转变为爆轰时得到的结果<sup>(19)</sup>支持了 Donato 的结论。这样,用单模螺旋爆轰作为爆轰极限的判据更完善了。

### 2. 胞格宽度和临界直径

临界直径 $d_c$ 的研究有实际意义,例如两个燃烧室用一引燃管相连,但又要求隔爆,可取引燃管的直径 $d < d_c$ 。而临界直径 $d_c$ 与胞格宽度 $Z$ 有密切关系。Soloukhin 早就发现 $d_c = 13Z$ <sup>(20)</sup>。Knystautas et al.又广泛而详细地研究了这一关系<sup>(21)</sup>,证明 $d_c = 13Z$ 对多种气体(例如 $H_2$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_3H_6$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_8$ 等)均适用,是一普遍关系。近年来又作了大尺寸的实验直接测定 $d_c$ 。这些实验结果与 $d_c = 13Z$ 的关系符合很好。一般认为,只要 $d$ 足够小,不再能保留使爆轰波继续传播的“引爆核心”,则爆轰波到达引燃管处就会熄爆。刘育魁又将 $d_c = 13Z$ 推广到多种形状的传爆孔<sup>(22)</sup>,此时 $d_c$ 定义为等效直径: $d_{eff} = \frac{d_1 + d_2}{2}$ ,其中 $d_1, d_2$ 分别为孔的外接圆与内切圆直径。

他还指出:当爆轰波通过截面为二维的管和孔传播时,“再引爆”与爆轰产物的尾流无关,只取决于波阵面附近局部区域;而当爆轰波通过截面为一维的管和孔(长度与直径之比 $L/d \gg 1$ )传播时,爆轰产物的湍流射流是“再引爆”的决定性因素,此时临界直径 $d_c = 3Z$ 。

### 3. 临界起爆能量 $E_0$

一般认为 $E_0$ 与实验条件有关,如起爆器的类型、激波管的几何条件、能量释放的特征时间等。但 J. H. Lee 指出:只要爆炸能量释放的特征时间比爆炸波特征时间短,就可将爆炸波看成由点源爆炸产生的。如果平面爆轰波在传播中不至熄灭,它所带的表面能要正比于管子的临界面积 $\pi d_c^2/4$ ,而点源爆炸波衰减到 C J 强度时所带的表面能至少相当于 $\pi d_c^2/4$ 面积上的能量。基于这个事实,又利用临界直径 $d_c = 13Z$ ,导出了起爆能量 $E_0$ 与 $Z$ 的简单关系<sup>(23)</sup>

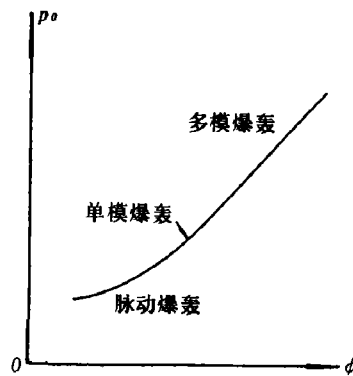


图16 爆轰分布区域示意图



$$E_0 = \frac{2197}{16} \pi \rho_0 J D^2 Z^3$$

其中  $J = 0.423$  是与绝热指数  $\gamma$  有关的常数,  $\rho_0$  是初始密度,  $D$  为爆速。

### 参 考 文 献

- [1] Campbell, C. et al., *J. Chem. Soc.*, (1927), 1572.
- [2] Denisov, Yu. N. et al., *Dokl. Akad. Nauk SSSR (Phys-Chem. Sec.)*, (1959), 110.
- [3] White, D. R. et al., *Phys. Fluids*, **6** (1963), 749.
- [4] Fickett, W. and Davis, W. C., *Detonation*, UNIV. CALIF., PRESS, Berkeley, (1979), 299.
- [5] Strehlow, R. A. et al., *AIAA J.*, **7** (1969), 492.
- [6] Strehlow, R. A. et al., *Astronaut. Acta*, **17**(1972), 509.
- [7] Barthel, H. O., *Phys. Fluids*, **15**(1972), 43.
- [8] Voitsekhovskii, B. V. et al., *AD-633821*, (1966)(1963).
- [9] Schott, G. L., *Phys. Fluids*, **8** (1965), 850.
- [10] Voitsekhovskii, B. V. et al., *Investigation of the structure of detonation waves in gases*, (1968).
- [11] Edwards, D. H. et al., *Astronaut. Acta*, **15**(1970), 323.
- [12] Strehlow, R. A. et al., *Astronaut. Acta*, **1** (1974), 303.
- [13] Voitsekhovskii, B. V. et al., *Ф, Г, В.*, **5** (1969), 385.
- [14] Strehlow, R. A., *Astronaut. Acta*, **14**(1969), 539.
- [15] Taki, S. et al., *18th Symposium, (International) on Combustion*, (1981), 1671.
- [16] Lee, J. H. et al., *Astronaut. Acta*, **14**(1969), 565.
- [17] Lee, J. H. 在北京力学所讲课的讲义, (1980), 757.
- [18] Donato, M., Ph. D. Thesis, McGill University, Montreal, Canada, (1982).
- [19] Lee, J. H. et al., *Flame acceleration H<sub>2</sub>-Air Mixtures. Combust. Flame* (inprint), (1983).
- [20] Mitrofanov, V. V., Soloukhin, R. I., *Soviet Physics-Doklady*, **9** (12)(1965), 1055.
- [21] Knystautas, R. et al., *Combust. Flame*, **48**(1982), 63.
- [22] Liu, Y. K. et al., *The effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice. Combust. Flame* **56**(2), (1984), 215.
- [23] Lee, J. H. et al., *Proceedings of the International Specialist Meeting on Fuel-Air Explosions*, Univ. Waterloo Press, (1982).

## CELLULAR STRUCTURE OF GASEOUS DETONATION

Xu Bin Zhou Kaiyuan Chen Chengguang