

# 含能材料的燃烧转爆轰研究

孙锦山

(北京应用物理与计算数学研究所)

**摘要** 本文综述了近年来在可燃气体、推进剂和炸药内,燃烧转爆轰问题的研究成果。对气、固与混合相含能材料的燃烧转爆轰机制、理论研究方法以及目前还存在的问题,作了较系统的介绍与探讨。

**关键词** 燃烧转爆轰 引爆 安全防护

## 1 引言

研究、掌握和运用含能材料的燃烧转爆轰的规律,是解决引爆与安全的重要途径之一,它一直受到此领域内的理论与实验工作者的广泛关注。

由简单理论<sup>[1]</sup>可知,燃烧与爆轰虽然都是流体运动与物理化学反应相耦合而形成的,但它们却有着完全不同的性质。其差别可归结为:

(1) 燃烧波后介质的压力与密度均比波前要低。相反,爆轰波通过后物质的压力与密度都要提高。也可以说,爆轰波是依赖介质本身提供的物、化反应能量,而得以维持的一种自持冲击波。但在燃烧波前,只有可能伴随压缩波。正因为如此,一旦形成爆轰将会对相邻物质产生强烈的冲击效应。

(2) 在静止介质内通过燃烧波,波后产物与波阵面运动方向相反,而爆轰波则方向相同。火箭、导弹上的推进剂,正是利用燃烧波的这种反冲性质。

(3) 波阵面相对波前介质以超声速传播的为爆轰波,以亚声速或声速传播的为燃烧波。

(4) 一定条件下,爆轰波的速度、压力以及密度等物理量在波后的跃迁,完全由介质本身的物、化性质所决定,而与初始、边界条件基本无关;而燃烧波除依赖于介质本身之外,还受初始、边界条件的影响。

(5) 燃烧与爆轰可以相互转变,但条件不同。爆轰向燃烧转变,仅能通过改变介质物、化性质而达到。

总之,在利用含能材料燃烧性质的过程中,或在发生燃烧事故的初期,为安全起见,需要避免燃烧向爆轰转变的破坏效应。而在引爆过程中,如DDT雷管的研制,却又希望它稳定地由燃烧转变成爆轰。本文将就此问题的国内、外近年来研究情况,对其主要理论研究方法、成果与尚存在的问题进行综述。

## 2 可燃气体燃烧转爆轰研究

在可燃混合气体中,每秒以几米速度传播的燃烧波,如何向每秒几公里速度的爆轰波转变,早在本世纪40年代就引起人们重视,并对此进行了实验和理论研究。但作精确的实验论证,得到比较一致的机理方面的认识,还是在60年代之后。

综合可燃气体中燃烧向爆轰转变的实验研究,有以下实验现象与定性看法<sup>[2]</sup>。

(1) 在柱形实验管道内充满混合气体,燃烧波若从开口端向闭口端传播,则燃烧波很快达到一个拟定常的速度,不向爆轰转变。

(2) 在上述情况中,若燃烧波从闭口端开始传播,另一端无论开还是闭口,燃烧波将连续地被加速到很高的速度值。若管道足够长,燃烧波将被加速而发展成爆轰波。爆轰形成之前所通过的距离,另一端开口的要比闭口的长。

(3) 燃烧向爆轰转变,强烈地依赖于容器的几何形状,点火状态以及燃烧产生的压缩波反射等。例如管内导线、挡块均能使上述的转变距离大大缩短。

气体中的爆轰波,可以考虑成由一个前导冲击波同时伴随一个速度相同的燃烧波组合而成。两波传播速度一致,燃烧波在前导冲击波预压过的气体中传播,为了达到自持与稳定,显然它应满足CJ条件。

设想在实验管道内,前面传播一冲击波,它产生的原因以后再叙述,后面传播一燃烧波,见图1所示。将此两波的波阵面近似处理成间断并作一维平面假定。若令冲击波速度为 $U$ ,燃烧波速为 $W$ ,未燃未压气体状态为: $u_0=0, p_0, \rho_0, q, a_0$ ,它们分别表示速度、压力、密度、单位质量化学反应释放能量与声速,冲击波波后、燃烧波前的状态用下标1表示,燃烧波后的状态用下标2表示,则由间断面的守恒关系,可有

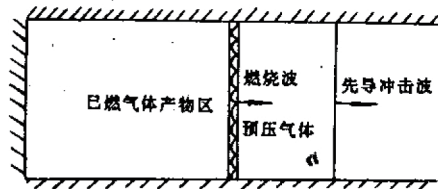


图1 管道内可燃气体的燃烧波与先导冲击波  
Fig.1 Combustion wave and precursory shock wave of inflammable gas in a tube

$$\rho_0 U = \rho_1 (U - u_1) \quad (1)$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0 U u_1 \quad (2)$$

$$(U - u_1)^2 + \frac{2}{\gamma - 1} a_1^2 = U^2 + \frac{2}{\gamma - 1} a_0^2 \quad (3)$$

$$\rho_1 (W - u_1) = \rho_2 (W - u_2) \quad (4)$$

$$p_2 - p_1 = \rho_2 (W - u_1) (u_2 - u_1) \quad (5)$$

$$(W - u_2)^2 + \frac{2}{\gamma - 1} a_2^2 = \frac{2q}{a_0^2} + (W - u_1)^2 + \frac{2}{\gamma - 1} a_1^2 \quad (6)$$

这里假设应用理想气体状态方程,且 $\gamma$ 值始终保持为常数。由上述关系式可得到冲击波后的密度比:

$$\rho_1 / \rho_0 = [(\gamma - 1) + (\gamma + 1) p_1 / p_0] / [(\gamma + 1) + (\gamma - 1) p_1 / p_0] \quad (7)$$

速度都用  $a_0$  无量纲, 冲击波后速度

$$u_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \left( U - \frac{1}{U} \right) \quad (8)$$

冲击波后声速

$$a_1^2 = (1 + \gamma U u_1) (1 - u_1/U) \quad (9)$$

同样得到燃烧波后的速度与声速表达式为

$$u_2 = 2(\gamma - 1)q / [a_0^2(\gamma + 1)(u_1 + u_2)] + (\gamma - 1)u_1 / (\gamma + 1) + 2W / (\gamma + 1) - 2a_1^2 / [(\gamma + 1)(W - u_1)] \quad (10)$$

$$a_2^2 = a_1^2(W - u_2) / (W - u_1) - \gamma(W - u_2)(u_1 - u_2) \quad (11)$$

上述(8)~(10)三个方程联系五个未知函数, 即  $u_1, a_1, u_2, W$  与  $U$  之间的关系。若假设燃烧波后产物的速度为零, 即有  $u_2 = 0$ , 燃烧波以未燃气体的声速传播, 即有  $W = a_1$ , 这是燃烧波可能传播的最大速度。则由此三方程可求出:

$$u_1 = [2(\gamma - 1)q / (\gamma + 1)]^{1/2} / a_0 \quad (12)$$

$$U - 1/U = [(\gamma^2 - 1)q / 2]^{1/2} / a_0 \quad (13)$$

当取一定参数进行计算时发现, 求出的冲击波速度  $U > W$ , 两者并不相等。可见上述燃烧波后产物速度为零的假定是不成立的, 波后需要一定的波系匹配, 才能既满足后边界条件, 又能达到气体爆轰波定态传播的必要条件, 即冲击波与伴随燃烧波速度相等。所以, 在燃烧波后若无压力或速度扰动, 燃烧波不能加速发展成爆轰。

管道内的燃烧波如何加速, 前导冲击波又怎样形成并得到加强, 大致有如下两种机制:

#### (1) 微分加速机制<sup>[3]</sup>

若燃烧波后化学反应区的物质流动是层流的情况, 这种层流火焰的速度, 主要依赖于燃料的成分、燃烧的温度与压力。对几种碳氢空气燃料系统的测量结果表明, 层流火焰传播的速度与燃烧温度的平方成正比。在更高温度下, 由理论分析可知, 速度呈指数地依赖于温度。实验测量了不同的燃料系统中, 燃烧速度对环境压力的依赖关系, 所得结果发现, 燃速随压力的增加而增大, 但不明显地依赖燃料的化学成分。

在管道内的可燃气体, 当燃烧波从闭口端向另一端传播时, 由于波后的燃烧产物被闭口端限制, 促使波后的压力和温度迅速提高, 从而使燃烧波逐渐加速, 并在燃烧波前形成以局域声速传播的压缩波。燃烧波就在被压缩波预压、预热过的气体中传播。很显然, 由于燃烧波后的压力与温度不断提高, 使燃烧波逐渐加速, 并不断向波前发射压缩波。此压缩波便以预压气体的局域声速传播, 因此相互追赶的压缩波将在一定时间与距离发展成为前述的冲击波间断。此后在压缩波的不断作用下, 冲击波逐渐加强到一定强度, 而同时燃烧波亦被加速到此强度冲击波预压气体内的 CJ 爆燃速度, 此时发展成爆轰波。由于此加速机制是因为燃烧产物区压力与温度的提高, 以及压缩波提高了未燃气体的温度和压力, 因而增加了燃烧波速度。燃烧波加速又再次向前形成压缩波及增加波后压力与温度, 整个过程的增强是渐进的, 故称为微分加速机制。在此机制的作用下, 火焰通常要加速几毫秒, 通过几百厘米的距离才能转变成爆轰。

(2) 湍流加速机制<sup>[4]</sup>

微分加速机制是相对较弱的加速机制,通常它仅控制燃烧波加速的早期阶段,在此以后将逐步触发湍流加速机制。图 2 为湍流燃烧波模型,湍流促使燃速增加,可归结为:燃烧波阵面的表面积增加;燃烧波内产生的瞬时压力脉冲。

假设火焰间断面稳定地在常截面管道内传播,选取使间断面静止的坐标系,初始气体状态为  $\rho_1, p_1$ , 燃烧区(I)相对初始气体(1)区有速度  $U$ , 见图 3。反应物以速度  $u_3$  流出 I 区而进入状态(3)区, 即  $\rho_3, p_3$  区。由间断面两侧的守恒关系,可以得到熟知的瑞利线与雨贡纽曲线。当燃烧波的面积精确地等于管道横截面积  $F$  时,如图 3(A)所示,则它对应于正常层流燃烧情况,其状态在图 4 中的雨贡纽曲线的弱爆燃段 AG 曲线上,且靠近定压、定容燃烧点 A。显然当  $U=0$  即为 A 点的状态。增加火焰阵面面积,见图 3(l)、图 3(m)所示,由于进入间断面的质量、动量和能量增加,从守恒关系可见,  $u_3$  将提高而  $p_3$  将下降。进一步增加火焰阵面的面积,反应产物的速度将达到局域声速,见图 3(G),即达到完全发展的 CJ 爆燃态 G 点。由于湍流是随机涨落的振动脉冲,有间断不完全遵循守恒条件,以致燃烧波前除因加速而传播压缩波之外,还能形成冲击波,从而使状态之间能够匹配。

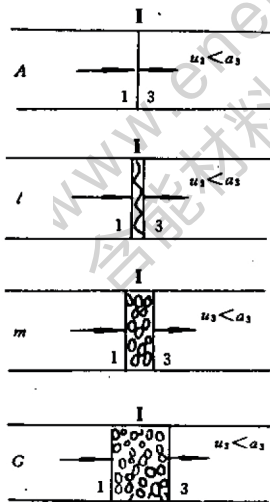


图 3 湍流火焰阵面的传播

Fig. 3 Propagation of a turbulent flame front

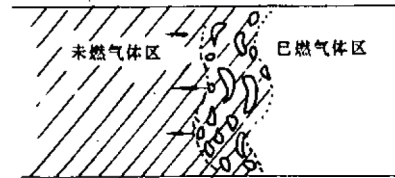


图 2 湍流燃烧波阵面的模型示意图

Fig. 2 Modeling scheme of a turbulent combustion wave front

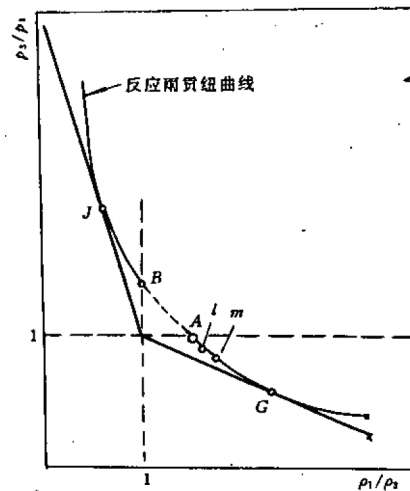


图 4 考虑燃烧面积增加的湍流模型及雨贡纽曲线图

Fig. 4 Turbulent modeling concerned with increase of combustion area and the extended Hugoniot curve



湍流火焰阵面,如图2所示,它是由无数火舌组成,其中有部分未燃气体被包围在某些火舌之间,它们在近似封闭的空间被预热到反应的临界温度,一定驰豫时间之后,这些气体几乎瞬时地反应而转变成产物,能量在局部范围内间断地释放,产生很强的压力脉冲,加强燃烧波前的压缩波或冲击波强度。

燃烧波前的预压冲击波强度不断增强,燃烧波在湍流作用下,很快达到预压介质的CJ爆燃态。选预压态为参考点,将雨贡纽曲线进行推广(见图4),其中*l*、*m*、*G*点与图3中状态相对应。由于预压使*G*点状态逐渐向左上方移动,最后达到图中的*J*点,这就是上述冲击波伴随一个速度相同CJ爆燃波的理论模型。

在管道内的湍流火焰是由管壁摩擦,附面层作用而引起的,与通常的流体力学管道流动类似,湍流区随火焰通过的距离增加而扩展,它与管道形状、尺寸和粗糙度有关。湍流火焰阵面本身亦是增强湍流的主要源,另外还有障碍物也能使湍流加剧。

火焰阵面内的间歇压力脉冲,在实验中能观察到相应的波形,这种压力脉冲在转爆轰过程中起重要作用。有关文献指出<sup>[5]</sup>,这种压力脉冲向前、后两个方向传播,向前加速燃烧波,向后的压力波反射后亦起相同的作用。

应用上述两类加速机制,可以详细地描述可燃气体的燃烧转爆轰过程,解释有关的实验结果与现象,还可由此建立理论模型进行相应的理论与数值模拟研究。这两种机制,哪种在燃烧转爆轰过程中起主导作用,这是决定实验本质图象的关键,亦是理论描述正确与否的重要因素。由于湍流发展的随机性,且与具体装置条件有关,因此在某些实验之间存在的微小差别,就有可能使实验现象与结果相差较大。研究上述两种机制的综合影响,特别是湍流的形成与发展及其与化学反应动力学的耦合,是此课题今后研究的目标与方向。

### 3 凝聚相含能材料的燃烧转爆轰

实验观测凝聚相含能材料的燃烧转爆轰过程,大致可以分成三个阶段<sup>[6]</sup>。第一是燃烧波后燃烧产物区的压力迅速提高,由此引起压缩波越过火焰阵面,向未反应区传播;第二阶段为这些压缩波在火焰阵面之前追赶,从而在未反应物质的某一距离上形成一定强度的冲击波。最后是冲击波引爆未反应物质,即形成冲击转爆轰过程(SDT)。

马赛克(Macek)根据实验测量的燃烧波后压力史,表达成如下关系式

$$p = p_0 e^{kt}$$

其中: $p_0$ 为初始压力; $t$ 为时间; $k$ 为实验决定的常数; $p$ 是产物区内的压力。作等压燃烧假定,即燃烧波前、后压力相等。使用改进的Tait状态方程<sup>[7]</sup>

$$p = \rho_0 c_0^n [(\rho/\rho_0)^n - 1]/n$$

式中: $\rho_0$ 、 $c_0$ 分别为初始密度与声速; $n$ 为常数。

在燃烧波前考虑压力逐渐增加而形成的压缩波,这些波在未反应物内传播,可以用特征线法进行计算,见图5所示。以 $u+c$ 速度传播的 $c^+$ 特征线,依次在不同的压力(其单位为GPa)场内传播,从图可见,大约在 $100\mu\text{s}$ , $16\text{cm}$ 处,压缩波会聚成冲击波,在此处即认为引爆了炸药。

利用马赛克模型对几种炸药进行了特征线计算,结果仅能定性地符合燃烧转爆轰过程。显然此模型尚需进一步改进,才能做到定量符合。尚需改进之处为:根据实验测量,产

物区的压力在不同阶段,随时间的变化规律有所不同。等压燃烧假定,忽略了燃烧波后压力的下降,特别是接近CJ爆燃时压差较大。模型忽略了燃烧波后已燃产物动量的增加,在封闭管道内,它是促使火焰加速的重要因素。当燃烧波通过未反应炸药,产物产生的反向流动,形成向后壁方向运动的气流,当它与后壁作用后,将动能部分转变为内能,引起压力增加而产生压缩波,使它再次与火焰相互作用。

在前述模型基础上,设燃烧波前伴随压缩波,见图6(c)所示。燃烧波后产物所获得的向后动量,若被压缩波产生的向前动量完全抵消,就无需其它波系匹配来满足后边界条件。但图6(a)、图6(b)说明,若压缩波通过后在未反应物中所获得的正向速度,仍小于燃烧波通过后所诱导出的负向速度,那么燃烧波后需存在一压缩波,才能满足后边界速度为零的条件,而图6(d)表明正向速度大于负向速度时,故火焰后需有稀疏波存在才能满足边界条件。从气体燃烧转爆轰的观点分析,一旦火焰后不再存在压缩波,那么火焰的微分加速机制也随之消失。

假设未反应物应用  $n=3$  的 Tait 状态方程,则对密度  $\rho_1$ 、速度  $u_1$ 、 $c^+$  特征线  $u_1+c_1$  以及内能  $E_1$ ,可分别表示成

$$\rho_1 = \rho_0 \left(1 + \frac{3p_1}{\rho_0 c_0^2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (14)$$

$$u_1 = c_0 \left[ \left(1 + \frac{3p_1}{\rho_0 c_0^2}\right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right] \quad (15)$$

$$u_1 + c_1 = c_0 \left[ 2 \left(1 + \frac{3p_1}{\rho_0 c_0^2}\right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right] \quad (16)$$

$$E_1 = E_0 + \frac{p_1}{2\rho_1} - \frac{c_0^2}{2} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right) \quad (17)$$

其中,下标“0”表示未被压缩的炸药初始状态量,下标“1”表示压缩波后的未反应物状态

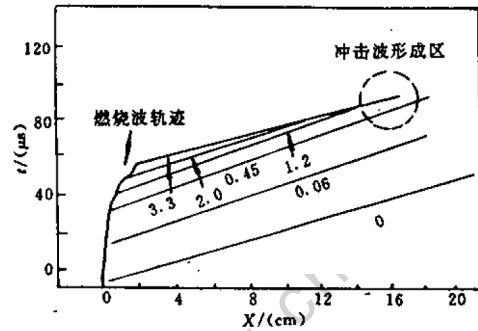


图5 凝聚相炸药内燃烧波前压缩波的传播  
Fig. 5 Propagation of compressive wave in front of combustion wave in the condensed explosive

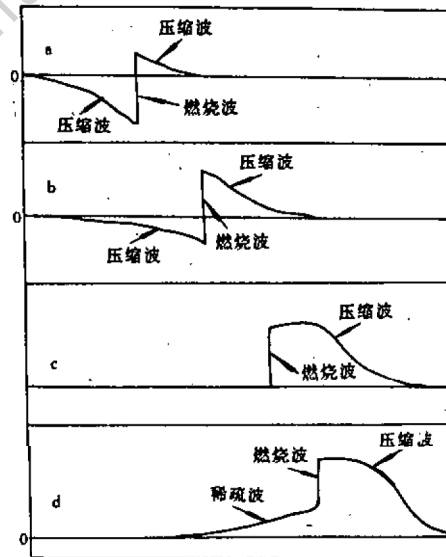


图6 燃烧波前、后的波系匹配  
Fig. 6 Wave system match before and after the combustion wave

量。通过燃烧波后的守恒关系

$$\rho_1(W - u_1) = \rho_2(W - u_2) \quad (18)$$

$$p_1 + \rho_1(W - u_1)^2 = p_2 + \rho_2(W - u_2)^2 \quad (19)$$

$$E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{(W - u_1)^2}{2} + q = E_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{(W - u_2)^2}{2} \quad (20)$$

这里,下标“2”表示燃烧波后的物理量;  $W$  为燃速。对产物用多方状态方程  $p_2/\rho_2^k = \text{Const}$ , 其中  $k$  为绝热指数。由热力学关系式有

$$E_2 + \frac{p_2}{\rho_2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (21)$$

由 CJ 爆轰态爆速  $D$  或压力  $p_{CJ}$  可以决定  $k$  值

$$p_{CJ} = \frac{\rho_0 D^2}{k+1} = 2(k-1)q \quad (22)$$

利用(14)~(22)式,并令燃烧波后  $u_2=0$ ,则可求出燃烧波后的压力  $p_2$ ,密度  $\rho_2$ ,以及燃速方程:

$$W^2 + \frac{W}{u_1} \left[ (k-1)(q + E_1) - \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{k-3}{2} u_1^2 \right] - (k-1)(q + E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}) = 0 \quad (23)$$

对铸装 Pentolite 药柱,取  $\rho_0 = 1.67 \text{ g/cm}^3$ ;  $c_0 = 2.43 \text{ km/s}$ ;  $D = 7.47 \text{ km/s}$ ;  $p_{CJ} = 25.9 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.598$ ;  $q = 4.856 \text{ kJ/g}$ ,对不同的  $p_1$  值,可以由(16)、(20)、(21)与(23)式求出  $p_2$ 、 $u_1$  与  $c_1$  与  $W$ ,计算结果见表 1 所列。

表 1. 不同压缩波压力作用下燃烧波的速度值与波后压力值

Table 1 Velocity and pressure of combustion wave under different pressure of compressive wave

$p_1$ /(GPa)	0.1	0.2	0.7	1.0	2.0	3.0	4.0	7.0	10.0	CJ
$p_2$ /(GPa)	0.1	0.1998	0.6937	0.9815	1.875	2.636	3.256	4.447	5.028	5.262
$(u_1 + c_1)$ /(m/s)	2479	2527	2753	2.880	3264	3603	3907	4678	5311	5749
$u_1$ /(m/s)	24.40	48.3	162	225	417	586	739	1124	1441	1660
$W$ /(m/s)	24.89	50.2	184	270	570	886	1201	2054	2738	3186

实验观测到此类炸药内的燃烧波速度,大约在  $0.01 \sim 2.0 \text{ km/s}$  之间<sup>[6]</sup>,可见,计算数值可半定量地符合实验结果。另外,在  $p_1$  较低时,例如当  $p_1 \leq 3.0 \text{ GPa}$  时,则有  $p_2 \approx p_1$ ,它显示了等压燃烧的特征。

凝聚相含能材料的燃烧转爆轰研究,至今仍使用经典理论分析与相应的数值模拟,对压缩波作用下的颗粒破碎、熔化、热传导、非理想火焰阵面以及与反应动力学耦合等方面尚缺乏较系统的分析与研究。由于理论模型需要考虑的因素较多,实验观测也相当困难,有关参数还不具备,因此这方面的研究还有很多工作要做,而且有一定难度。

#### 4 混合相含能材料燃烧转爆轰研究

混合相含能材料,例如有一定孔隙的粒状推进剂与松装炸药等材料内的燃烧转爆轰

研究,其早期模型<sup>[9]</sup>主要研究在一定压力边界条件下,经过多长时间与距离才形成一定强度的冲击波,然后认为在此强度冲击波作用下即转变成爆轰。

对介质定义孔积率  $\alpha = V/V_0$ , 这里  $V_0$  为其中固相物质所占体积,  $V$  为单位质量多孔介质所占体积。显然  $\alpha = 1$  表示纯固相物质, 模型中可模拟各种气体或者真空孔穴。多孔介质的状态方程

$$p(V/\alpha, e) = p_{HS}(V/\alpha) + \Gamma_0 \alpha (e - e_{HS}) / V_0$$

其中:  $V_0$  为混合物初始比容;  $p_{HS}$  与  $e_{HS}$  分别为雨贡纽压力和比内能;  $\Gamma_0$  为格留纳逊系数。另外, 为使方程组完备还需孔积率  $\alpha$  的本构关系<sup>[10]</sup>。

$$p = \begin{cases} \frac{4G(\alpha_0 - \alpha)}{3\alpha(\alpha - 1)} & \text{当 } \alpha_0 \geq \alpha > \alpha_1 \\ \frac{2}{3}Y \left\{ 1 - \frac{2G}{\alpha Y}(\alpha_0 - \alpha) + \ln \left[ \frac{2G(\alpha_0 - \alpha)}{(\alpha - 1)Y} \right] \right\} & \text{当 } \alpha_1 \geq \alpha > \alpha_2 \\ \frac{2}{3}Y \ln \left( \frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) & \text{当 } \alpha_2 \geq \alpha > 1 \end{cases}$$

其中

$$\alpha_1 = \frac{(2G\alpha_0 + Y)}{(2G + Y)}$$

$$\alpha_2 = \frac{2G\alpha_0}{(2G + Y)}$$

$$Y = \frac{Y_0}{(2\alpha - 1)^2}$$

$$G = G_0 \exp \left[ -5 \left( \frac{\alpha - 1}{\alpha} \right) \right]$$

这里,  $\alpha_0$  为初始孔积率;  $Y_0$  为固相材料屈服应力;  $G_0$  为剪切模量。由流体力学的三个守恒方程以及孔积率方程和状态方程, 通过输入压力边界条件, 可以数值模拟研究冲击波的形成与增长过程。对 HMX 炸药计算三种初始孔积率的结果见表 2。由此可见, 相同的压力边界条件, 孔积率为 1.4 的炸药, 经过  $53\mu\text{s}$  在 8.8cm 处形成 3.0GPa 强度的冲击波, 而孔积率为 1.0 的固体炸药需  $106\mu\text{s}$  在 32.5cm 处才形成同强度的冲击波。

从压力边界向介质的作功量来看, 由表中所列几种情况可知波后介质速度与冲击波形成时间之积接近相等, 故压力边界总作功量  $\alpha_0 = 1$  与  $\alpha_0 = 1.4$  的基本相等。但是冲击波形成的距离, 两者有三倍之差, 故孔隙炸药冲击波后的介质能量, 要比均匀固体的大得多。这也说明, 冲击波在多孔介质内传播, 由于它传递较多的能量给波后物质, 因此其强度衰减也要快得多。

表 2 HMX 炸药在几种初始孔积率情况下的冲击波形成数据

Table 2 Calculated results for the shock wave formation in HMX with different preliminary porosity

初始孔积率 $\alpha_0$	冲击波形成 时间/ $(\mu\text{s})$	冲击波形成 距离/(cm)	冲击波速度 (km/s)	波后介质速度 (km/s)	冲击波强度 (GPa)	理论估计冲击波 速度/(km/s)
1.0	106	32.5	3.7	0.41	3.0	3.67
1.2	60	11.5	2.7	0.70	3.0	2.73
1.4	53	8.8	2.4	0.89	3.0	2.50



上述模型存在的问题是明显的,第一,它忽略了火焰阵面与产物区的作用,仅以输入边界压力来模拟。显然火焰的热传导、压缩波等一些细致过程被此处理所掩盖。第二,多孔介质内冲击波的形成与传播,模型仅计及了宏观平均效应,未考虑两相之间相互作用,局部孔隙等熵压缩,最终塌缩形成热点等重要因素。另外,冲击波如何逐渐转变成爆轰波,化学反应与流体动力学的耦合过程亦未考虑。

近年来建立的两相流模型<sup>[11,12]</sup>,对上述问题进行了根本性的改进。在两相各自的守恒方程中,计及两相之间的质量、动量和能量迁移,同时考虑了化学反应引起的气体产生率、固体颗粒半径与表面燃烧率。

在多孔介质中,由于化学反应产生的热气体,在火焰阵面上发展起来的压力梯度作用下,部分热气体将被推向阵面之前,通过孔隙而进入波前未燃固体之间的间隙,起预热和扩展燃烧反应区宽度的作用。这是多孔反应物与固、液相炸药不同的燃烧转爆轰机理,它类似气体的湍流作用。用两相流模型能定性反映此过程,图7是计算所得的定态爆轰波波形。可见它与经典的ZND爆轰波结构有所不同,计算并未出现冲击波压缩反应物的冯·诺曼光点状态,而是反应前沿与冲击波合而为一地向

前传播。对两相流总体方程组进行定态分析,亦可以得到相应爆轰波的结构,两者的结论是一致的<sup>[13]</sup>。同时,在计算中还发现,对某些情况燃烧波前的某段距离上,孔积率可以趋近于1.0,说明形成了一段孔隙很少的密实层。它的存在,阻止了产物继续向前扩散,不再以对流热传导方式预热密实层及它之前的介质,但密实层之后的介质继续燃烧,类似反冲助推的活塞,增强它之前的冲击波强度,形成冲击起爆,这与近年获得的实验结果<sup>[14]</sup>是一致的。

两相流模型能从数值模拟的角度较详细地描述燃烧转爆轰过程<sup>[15]</sup>,图8为转爆轰距离与孔积率之间的依赖曲线,其中“○”为实验值<sup>[16]</sup>。对安全问题的研究,例如爆轰装置或推进器摔地后出现裂纹,此时燃烧是否会在装置内转变为爆轰,上述模型可以对此作较好地预报<sup>[17]</sup>。图9为裂纹存在对转爆轰影响的计算结果。此两相流模型尚有需要改进之处。例如:(1)含能材料化学反应率使用定态燃烧、单一相的唯象公式可能与实际有一定偏离,需考虑相变与分子键断裂的线性幂次关系式;(2)多孔介质被冲击压缩后,孔隙受周围物质的化学反应及动力学的作用,形成所谓的热点。模型使用整体冲击压力计算化学反应速率,避免了双温处理的麻烦,但相应作了局域压力平衡的弛豫时间小于化学反应时间的假定,这个假定通常是不成立的,特别是对较大孔隙的情况。此外,孔积率方程的计算可靠性亦要进一步考察;(3)模型对燃烧转爆轰的后阶段处理,未考虑冲击引爆的机理,如热点、弹塑性、剪切等未在唯象关系式中体现。但引爆阶段对整个转爆轰距离的影响甚小,故结果仍有参考价值。

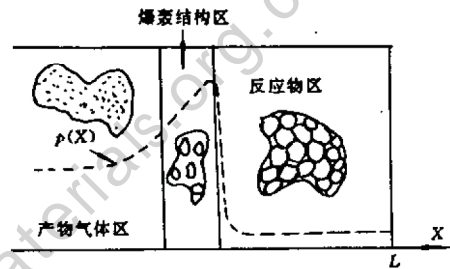


图7 两相流模型计算的定态爆轰波结构

Fig. 7 Steady structure of detonation wave computed with two-phase flow model

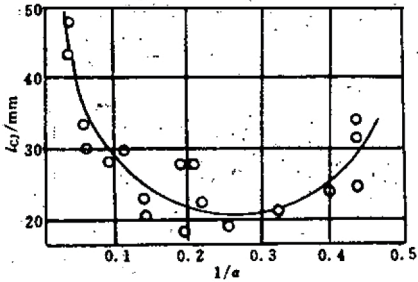


图8 对化学能 $5.48\text{MJ/kg}$ ,颗粒半径 $127\mu\text{m}$ 的不同孔积率HMX的转爆衰长度

Fig. 8 Detonation transition length of HMX with chemical energy  $5.48\text{ MJ/kg}$ , particle radius  $127\ \mu\text{m}$  and different porosity

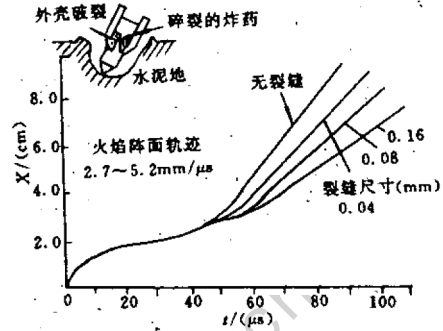


图9 有不同裂缝尺寸的药柱的燃烧转爆衰曲线

Fig. 9 Detonation transition curves of crackfree explosive and that with different crack size

## 5 结论

含能材料的燃烧转爆轰研究,在学术上和实用价值上都有十分重要的意义。随着人们对安全、可靠性问题的关注,此研究课题愈来愈受到重视。

燃烧转爆轰问题的研究,目前已有一些成果付之于应用。但从本文着重介绍的理论研究进展情况可以看出,理论研究中还存在一些关键技术需在今后工作中解决。如多重 $R$ 度湍流混合的理论及计算;热传导在燃烧引爆中的作用;冲击引爆机制研究与细致模拟;相应计算方法和理论模型的研究等等。

我国对此课题的研究,已取得一定进展<sup>[18~22]</sup>,理论、实验和数值模拟方面均在深入地进行工作。

## 参 考 文 献

- 1 Fickett W, Davis W C 著, 薛鸿陆等译. 爆轰. 北京:原子能出版社, 1988.
- 2 Brinkley S R, Lewis B. On the Transition from Deflagration to Detonation. 7th Symp. (Inter.) on Combustion, 1958. 522~532
- 3 Popov V A. On the Pre-Detonation Period of Flame Propagation. J. Exp. and Theory Phys., USSR, 1955(24):799~810
- 4 Oppenheim A K, Stern R A. On the Development of Gaseous Detonation Analysis of Wave Phenomena. 7th Symp. (Inter.) on Combustion, 1958. 837~855
- 5 Karlovitz B. The Growth and Burn-out of Flame Surface in a Turbulent Stream.

- 7th Symp. (Inter.) on Combustion, 1958. 604~622
- 6 Macek A. Transition from Deflagration to Detonation in Cast Explosives. *J. Chem. Phys.*, 1959, 31:162~167
  - 7 Bernecker R R, Price D. Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives. *Comb. Flame*, 1974, 22:161~170
  - 8 Davies F W, et al. The Hugoniot and Shock Initiation Threshold of Lead Azide. *J. Chem. Phys.*, 1976, 64:2295~2312
  - 9 Coyne D W, Butler P B, Krier H. Shock Development from Compression Waves due to Confined Burning in Porous Solid Propellants and Explosives. AIAA-83-0480, 1980.
  - 10 Carroll M M, Holt A C. Static and Dynamic Pore-Collapse Relations for Ductile Porous Materials. *J. Appl. Phys.*, 1972, 43(4):1627~1655
  - 11 Butler P B, Lembeck M F, Krier H. Modeling of Shock Development and Transition to Detonation Initiated by Burning in Porous Propellant Beds. *Combustion and Flame*, 1982, 46:75~105
  - 12 Setchell R E. Effects of Precursor Waves in Shock Initiation of Granular Explosives. *Combustion and Flame*, 1983, 54:171~202
  - 13 Powers J M, Stewart D S, Krier H. Theory of Two-Phase Detonation-Part I: Modeling. *Combustion and Flame*, 1990, 80:260~292
  - 14 McAfee J M, Asay B W, Campbell A W, Ramsay J B. Deflagration to Detonation in Granular HMX. 9th Symp. (Inter.) on Detonation, 1989. 1889~1912
  - 15 Butler P B, Krier H. Analysis of Deflagration to Detonation Transition in High-Energy Solid Propellants. *Combustion and Flame*, 1986, 63:31~74
  - 16 Korotkov A I, et al. Deflagration to Detonation Transition in Porous Explosives. *Fizika Goreniya Vzryva*, 1969, 5:315~325
  - 17 Krier H, Dahm M R. Three-Dimensional Unsteady Reactive Two-Phase Flow Analysis to Predict Detonation Transition in Fragmented High Explosives, Warheads. AD-A160777, 1985.
  - 18 金志明, 扬涛, 袁亚雄, 张小兵, 翁春生. 粒状火药床燃烧转爆轰研究. *爆炸与冲击*, 1994, 14(1):66~72
  - 19 刘德辉, 彭培根. 模型复合推进剂燃烧转爆轰研究. *爆炸与冲击*, 1992, 12(2):150~166
  - 20 王宗宝. 炸药DDT过程的实验研究. 中国工程物理研究院科学基金报告. 1992.
  - 21 孙锦山. 燃烧转爆轰研究. 中国工程物理研究院科学基金报告. 1992.
  - 22 周彦煌, 王升展. 多孔火药填充床中燃烧转爆轰模拟与分析. *爆炸与冲击*, 1992, 12(1):11~24

## STUDIES OF DEFLAGRATION-TO-DETONATION TRANSITION IN ENERGETIC MATERIALS

Sun Jinshan

(Institute of Applied Physics & Computational Mathematics)

**ABSTRACT** The situation about studies of deflagration to detonation transition in gaseous mixture, propellants and explosives is reviewed. Our analysis is concerned specifically with the mechanism of the transition phenomenon and the investigation methods.

**KEY WORDS** deflagration to detonation transition, initiation, safety protection.

1994年第2期重要更正

页数	原结构式	正确结构式
22 页倒数第 7 行	$n$	$n$
32 页第 2 行		
44 页倒数第 13 行	<p>(<math>\sigma</math>-络合物)</p>	<p>(<math>\sigma</math>-络合物)</p>
45 页第 6 行		
45 页第 6 行		
45 页倒数第 11 行		
46 页倒数第 12 行		