

第二次全国爆轰学术讨论会

论文集

(2)

中国力学学会爆炸力学委员会

一九八三年十一月 南京

第二次全国爆轰学术讨论会论文合订本

第二册 目录

1. 凝聚炸药冲击起爆的研究进展 张寿齐
2. 几种冲击引爆非均匀炸药机理的探讨 章冠人
3. 用小飞片研究 HNF 炸药的冲击起爆感度 耿春余
4. 铸装 TNT 炸药的冲击引爆研究 吴国栋
5. 炸药光电起爆机制的探索 陈旦鸣、邢筱田
6. 固态凝聚炸药的燃烧转变成爆轰 薛鸿陆
7. 窄脉冲引爆纯太安的面积效应 程菊鑫、徐龙弟、徐辉
8. PBH-9 炸药在平面几何装置中的爆轰增长 陈启珍
9. 雷管爆炸输出的实验研究 王廷坛、罗育安、陈福梅
10. 热爆炸的实验研究 徐夏光、王仪德、徐军培
张锦云
11. 平面透镜中过渡爆轰对波形的影响 王春培
12. 高压气体状态方程 陈志英、周富信
13. JWL 状态方程系数的经验确定 花平寰
14. 爆轰产物的状态方程 韩敦信
15. H_2-O_2 爆轰时 Ar 浓度对产生胞格结构的
影响 徐彬、糜仲春、陈成光
周凯元
16. 芳香族硝基炸药感度和安定性的量子化
学研究 肖何鸣、钱焕延
王遵尧、姚剑敏

17. 爆轰坛长的热化学计算及讨论 徐维强
18. 爆轰产物的高压热力学性质
由爆轰参数导出热力学参数 曾雄飞
19. 混合炸药爆轰的经验估算 俞统昌、尹孟超
20. 应用爆轰参数预测炸药对金属的
作功能力 彭国树
21. 爆轰作用下的金属管道射流 韩长生、李同春
22. 具有空气隔板的小型聚能装药及
其某些工业应用 国遇贤、刘家聪、严国清
林遵义、贾更新、邹清泉、温继英
23. 小直径炮孔爆破炸药传爆过程及能
量分布特征 林德余、李智信、王明林

凝聚炸药冲击起爆的研究进展

张寿齐

西南流体物理所

不论是为了军事的或民间的应用，以炸药作动力源或信息传递介质时，必须精心地进行爆炸序列设计，以期安全、可靠和经济地完成预定目的。有一些爆轰装药序列的设计，第一个环节就是利用冲击波引发的，（最典型的的就是飞片式雷管），随后爆轰波传经各分立炸药部件时，还会相继出现直接接触式、隔版式或者飞片式等各种典型冲击波起爆过程。研究凝聚炸药的冲击起爆机制和行为特征的另一重要目的在于了解炸药和装药的安全性，〔对于美国的，参见（1）、（2）〕。为安全目的，更关心相对地属于低压、长持续时间的冲击加载和爆燃向爆轰转化的过程（DDT），冲击波起爆（SDT）是DDT的最后环节〔3〕。DDT过程比SDT更为复杂，是当前欧美各国研究重点之一，很活跃，相比之下，国内进展较少。

自持进行的稳态爆轰波的反应区行为和对下游未反应炸药的作用的细节，由于过程的迅速，状态变化的剧烈，实验观察有很多困难。而弱冲击波起爆过程，相对来说，犹如时间、空间放大器作用，有可能进行实验观察。

从我国第一次爆轰学研究讨论会（兰州，1979）以来，整个爆轰学问题，包括凝聚炸药冲击起爆，不论国内外，都有不少进展，但尚未

见重大突破。本文探讨的重点放在固态非均质高能炸药的冲击起爆，下面除了专门指出的以外，凡是使用冲击起爆一词时，主要是指冲击波起爆（并且，冲击波幅值远小于炸药稳态爆压）。

为叙述方便，我们把炸药从接受外界冲击能量开始反应，到实现稳态爆轰的整个过程划分为：引发（反应）；（形成）爆轰；（爆轰）增长和最终形成“稳态”爆轰四个阶段。

限于篇幅，加之爆轰增长问题具有一定的独立性，因此在本文中不予讨论，至于稳态爆轰问题，当然已超出本文预定范围。

一. 受冲击炸药的初始引发——（一）

对于均质炸药的冲击起爆，自1961年Campbell (4) 等人报导了他们的研究成果以来，没有带根本性的重大进展。G.L. Mader (5) 已有较完整的数值计算方法，据称与实验相符较好。问题集中于如何选择合适的炸药和产物的状态方程以及合适的反应动力学参数；当然，对A.W. Campbell 描述的图象也有个别异议。

关于非均质炸药的冲击起爆，由于实际情况的复杂性，工作难度和在起爆与实用爆轰系列设计中的重要性，特别是对于安全技术的重大意义，近年来，国内外这方面研究都很活跃。从宏观或微观角度，已证实或渐趋一致的有下列观点：

(1) 同种炸药，非均质时冲击波起爆所需的临界压力，远小于均质时，相差可达一个量级。原因是非均质炸药在冲击波作用下形成了许多局部高温区——热点，热点周围炸药首先被引发反应。对于其它冲击加载，甚至热起爆过程，热点也很重要。

(2) 装药空隙中的空气或其它气体在通常冲击压缩下的温升和导致周围炸药的热爆炸是热点引发的一种实例，而在非均质炸药的冲击波起爆中，已证实这不是形成热点的主要机制(6.7)。当然，也有不同看法(8)，但缺乏直接验证。

(3) 目前认为(9,10)，冲击波作用下，热点形成是由于：与空隙的闭合同时形成的波相互作用的能量会聚或射流的受阻滞；空隙闭合时，周围炸药的塑性变形功或颗粒间的摩擦以及粘性流动等。Mador(5)通过大量数值模拟，强调了前者是主要的，可称为热点的流体动力学模型。

对于大多数偶然事故说来，初始引发往往不是由于冲击波加载。近年来，对长期以来用作炸药冲击感度评估的传统落锤试验加强了监测手段和研究，得出一些新的进展。当然，落锤试验中的热点形成和行为与冲击波加载下有所不同。G.M.Swallowo等人(11)指出，某些聚合物(例如聚碳酸酯、聚砷、聚酯等)作为炸药粘结剂时会显著提高落锤试验感度(见表一)。这与传统的观点不同，因为这些聚合物都属于低硬度和低软化温度的材料。他们的研究表明，某些聚合物之所以在落锤试验中使炸药敏化，而另一些聚合物(如高密度聚乙烯)则使炸药钝化，并非由于化学上的原因，主要取决于这些聚合物的机械强度和热学性质，具有高强度、低比热和低熔化热的聚合物，更易于使炸药敏化。这些聚合物在变形过程中的局部高温成为初始引发的热点。

G.S.Goffroy(12)等人在落锤试验中，使用577型热敏红外底片，第一次提供了快速度变形物体中存在热点的直接证明，所用典型炸

表一 聚合物粘结剂对炸药落锤感度的影响(11)

序号	炸药	聚合物 种类	颗粒度	含量(%)	50%落高 (cm)	备注
1	PETN	/	/	0	21.8±1.0	(1)
2	PETN	PC	vf	20	10.7±0.6	PC:
3	PETN	PS	vf	20	11.1±0.3	聚碳酸酯,
4	PETN	PS	f	20	13.0±1.5	PS:
5	PETN	PS	G	20	10.4±0.6	聚砷,
6	PETN	PMMA	G	20	21.0±1.6	PMMA:
7	PETN	PMMA	f	20	19.2±0.8	有机玻璃,
8	PETN	PP	vf	20	18.8±0.8	PP:
9	PETN	PP	vf	10	19.2±0.7	聚丙烯,
10	PETN	HDPE	vf	20	24.8±1.5	HDPE:
11	PETN	PEs	vf	20	15.5±1.0	高密度聚乙烯,
12	HMX	/	/	0	29.0±2.0	PEs:
13	HMX	PC	f	20	16.0±1.5	聚酯,
14	HMX	PS	vf	20	15.1±1.0	vf:
15	HMX	PMMA	G	20	22.6±1.0	极细,
16	HMX	PP	f	20	24.4±0.8	f:

说明: (1) 样品数量——20

(2) 样品药量——25±1mg

(3) 样品尺寸—— $\varnothing 5 \times 0.8$ mm (静压力: 1 GPa)

(4) 50%落高的确定使用Bruceton法

药样品是 $\phi 5 \times 0.8 \text{ mm}$ 的含 50% HMX 的推进剂。与通常想法不同的是初始引发化学反应的位置不在压力较高 ($\sim 1.06 \text{ GPa}$) 的样品中部, 而是处于压力较低 ($< 0.1 \text{ GPa}$) 的样品边缘处。考虑到径向流速、剪切应变及应变率都随半径线性增加, 且在接近边缘处达极大值, 加之从回收底片反映的温度分布情况, 他们认为在低冲击加载条件下, 炸药样品的热点引发主要是由于剪切和剪切速率, 他们还把热敏底片用在低压 ($\sim 0.5 \text{ GPa}$) 冲击波加载下 TNT、Pontolite 和 Comp.B 炸药的引发研究上, 以观察反应的发生与发展, 取得的结果说明情况比较复杂, 解释也还不够完善。R.B.Frey (13) 用准稳态模型描述在剪切带或滑移面处的加热情况, 用 TNT 的有关参数进行计算, 表明当不考虑反应时, 在压力约 1 GPa , 剪切速度 $0.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 的剪切带中心的温度可在约 $1 \mu\text{s}$ 内 (与剪切区宽度有关) 迅速上升到约 1200 K , 似乎可与 Coffey 的推导相互佐证。Frey 的方法原则上对各种冲击加载方式都可适用。总之, Coffey 等人提出了一种价廉、方便的观察方法, 惜未辅以其它冲击波物理实验测试技术进一步验证。

二、受冲击炸药的初始引发——(二)

近年来, 随着量子化学、冲击波化学等在理论和实验研究上的进展, 利用分子动力学方法研究炸药冲击起爆的微观机制有很大进展。固然, 目前还谈不上成熟, 但无疑是值得注意的重要动向。

冲击波化学还很年青, 从 1956 年 J.C.H. Paine (14) 的首次报导算起还不到二十年, 近几年的热潮表明有可能会发展成一门新兴的分支学科。目前的研究成果, 集中强调了冲击波引发反应的“非热”

作用。最简明的实例是具有苯环结构的芳香族化合物的冲击波分解或取代反应等。

芳香族化合物通常具有特殊的稳定性，当热平衡时，脂肪族化合物的断键分解温度（ ~ 400 到 600°C ）比芳香族化合物（ $900\sim 1400^\circ\text{C}$ 时苯环凝集和 H_2 分离， ~ 1800 到 2000°C 时完全石墨化）的为低。这与两者的 $\text{C}-\text{H}$ 键和 $\text{C}-\text{C}$ 键具有不同键能是相符的。（脂肪族键能： $\text{C}-\text{C}=79\text{Kcal/mol}$ ， $\text{C}-\text{H}=98\text{Kcal/mol}$ ；芳族为： $\text{C}-\text{C}=116\text{Kcal/mol}$ ， $\text{C}-\text{H}=100\text{Kcal/mol}$ ）。〔注：所有以上数据均取自(15)，各家不尽一致，来不及用精确手册数据校核，只用作定性说明，下同〕。

苯或萘在较弱的冲击波（ $1.1\sim 1.5\text{GP}_a$ ）作用下即发生断环分解，对比于单纯静压（ 4GP_a ）或加热（ 600°C ）时，苯没有化学变化的事实，说明冲击波作用下有其独特的非热作用机制。在相同甚至高（ $\sim 4\text{GP}_a$ ）的冲击波作用下，脂肪族化合物却没有分解，再提高压力出现与通常热分解相同的产物。A.N.Dremin (15) 等人从凝聚物质中冲击波阵面的宽度（ $10^{-9}\sim 10^{-12}\text{S}$ ）和化合物振动弛豫时间（脂肪族： 10^{-13}S ，芳族 10^{-10}S ）的关联作了定性解释，指出在冲击波作用下，芳香族化合物是非热平衡下的反应，而脂肪族化合物必须在冲击波造成的平衡态温度高于热分解温度时才发生反应。还有实验证明，芳香族化合物在弱冲击波作用下的反应类似于带剪切效应的高静压下的情况。

B.W.Dodson和R.A.Graham (16) 尝试冲击波化学的结果直接与各种芳香族炸药的感度关联。他们引用苏联学者(17)报导的取代

基会显著影响苯环冲击波稳定度的事实。(施放电子的基团会增加环的强度)用质子核磁谱振位移量 Δ 的正、负和幅值来表示取代基电子效应的强度(施放电子的基团产生的 Δ 为负值)对于 $-\text{NO}_2$ 、 $-\text{CH}_3$ 和 $-\text{NH}_2$ 的 Δ 值分别为 $+0.57$ 、 -0.16 和 -0.48PPm 。由此,说明了氧平衡与TNT相当的DNB为什么特别钝感;并与F.E. Walker和R.J. Wasley(18)的结果作了比较,发现TNB、TNT、DATB、TATB等芳香族炸药依次更加钝感的顺序是与不同取代基的电子效应的强度变化顺序相对应的。当然,这一看法在结构化学中并非全新的,但仍然是值得重视和深入探讨的。

Walker、Karo与Hardy等人(19, 20)在探索炸药冲击起爆的微观机制方面作了较系统的工作,曾对冲击波与表征炸药的凝聚系统间的相互作用进行了大量分子动力学计算。探索了已知会影响炸药冲击起爆感度的一些因素,如空隙和裂纹、晶体缺陷、杂质、初温以及冲击波强度等的微观效应,认为与宏观研究的结果间存在有启发性的联系。并提出了炸药引发的微观自由基模型,与公认的流体动力学模型时存在明显差异。

自由基模型的基本假设是:冲击波能量非常密集并具有使共价键力学地断裂的足够强度。由计算和某些实验现象推论,凝聚系统中冲击波阵面很窄($\sim 5\text{ \AA}^\circ$ 到 $15\text{ \AA}^\circ$,取决于冲击波强度和凝聚系统的性质)并且不存在热平衡态,波阵面中的剪切和加速力使分子断键形成自由原子和基团引发导致热点和炸药最后分解的化学反应。[Owens (21)]更具体指出,初始断键过程是吸热的,必需的放热反应出现在冲击脉冲造成的次级产物中,与Walker等略有不同的是,OWENS认为初始断

键仍有冲击波加热作用或力学作用两种可能]。分子动力学计算结果肯定了上述观点,并指出初始的力学作用断键的程度,看来与冲击波压力和上升时间有关,因而也与能量释放率 $\dot{E}$ 相关;同时指出在目前测量技术水平上,要测量微观的冲击波上升时间是不可能的,因为这要求同时具备 Δ 级与10Ps级的空时分辨力。

Walker等人在多次会议和许多文章中重复地叙述了微观自由基冲击波引发模型和流体动力学模型间基本前提的差异,如表二。并谈到有许多爆炸性能用这两种模型都可解释,而也还有不少问题,只有用自由基模型才能说明,他们列举了十二例,略摘数例如下:

- (1) 不存在初始冲击波时,自由基梯度和自由基化学过程如何导致爆轰。
- (2) 为什么冷的炸药会比热的更敏感。
- (3) 为什么TATB能显著地钝化HMX。
- (4) 在受冲击凝聚系统中,为什么会产生大量共价键的力学断键。
- (5) 如何从粒子速度计测量的化学反应来确定引发或爆轰中的冲击波阵面梯度。
- (6) 就原子与分子现象而言,炸药中的空隙、杂质和其它缺陷如何导致感度增大。

有关热点形成及其作用机制的直接观察和微观研究,国内似未开展。从炸药各种感度间的联系和冲击波化学实验的宏观结果来看,初始断键的热和非热作用有可能在不同条件下仍各有其存在理由,问题是对不同温度变化率下的反应细节不甚清楚。各种迹象说明,剪切效应对热点形成是重要的。从工程应用角度,(11)(16)和(19)的工作有助于人

表二 微观自由基模型和流体动力学模型的对比

微观自由基引发模型	ZND或流体动力学模型
1. 冲击波阵面内非热平衡, 也非间断。	1. 冲击波阵面内热平衡, 并作为间断面。
2. 没有ZND模型所述的 Von Neuman 峰, 压力与温度平滑地上升到极值。	2. 压力瞬时突跃到 von Neuman 峰, 随后下降到 CJ 状态。
3. 反应的引发始于分子被力学作用所破碎。	3. 反应的引发始于压缩加热或其它热作用过程。
4. 后继化学反应过程主要是自由原子和基团的链式反应以达最终产物。	4. 后继化学反应主要是离解以达最终产物。
5. 冲击波能量密集于很窄的波阵面内。具有类似孤立子①的状态。	5. 冲击波能量分布于相对地较宽的冲击波阵面里。
6. 爆速主要受冲击波势垒②和能量释放率的限制。	6. 爆速主要受炸药贮能 (cal/g) 和密度的限制。
7. 反应动力学作为第二位因素会影响爆速 (能量释放率可能是重要的)	7. 反应动力学不可能影响爆速 (能量释放率无足轻重)

注: ①、有关离散的、非线性系统中的孤立子和孤立波传播概念等可参阅: (22)。孤立波的概念已有百余年历史, 但孤立子却是现代计算技术的产物。

②、由红外测量得到 HMX 的 C-H 键振动频率为 $3000 \sim 3100 \text{ cm}^{-1}$, 由 HMX 的 X 射线晶体象得到 H 原子每次振动的位移为 $\sim 1 \text{ \AA}$, 可计得 H 原子以振动方式运动时的平均速度 $V_{\text{振}} = v_{\text{cu}} \approx 9 \text{ mm}/\mu\text{s}$, 证明在没有幅射或其它能量输运机制时, 爆速存在一个冲击波势垒的限制, 约 $9 \sim 10 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 左右 (19)。

们通过组成来调节和控制装药感度。

三. 从初始引发到出现爆轰

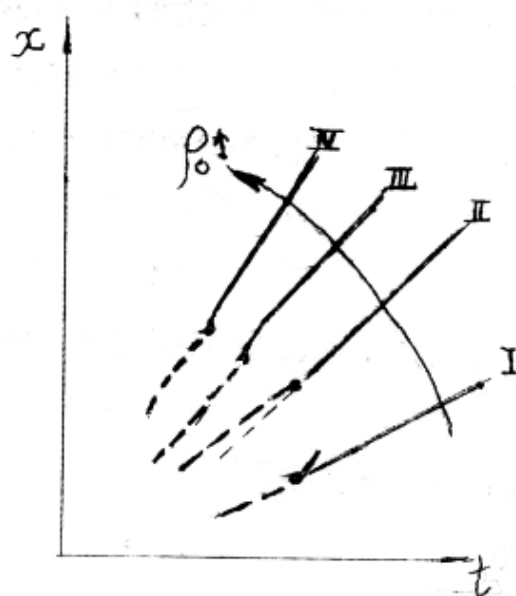
对非均质炸药而言, 热点反应或热爆炸后, 如何向爆轰过渡, 存在一些不同看法, 比较典型的是两种。一种认为, 热点热爆炸能量加强了入射击波, 在继续行进中形成温度更高的热点, 使更多的炸药发生分解, 冲击波强度与反应释放的能量不断增加, 直到强度足够, 出现爆轰(5)。另一种认为, 热点热爆炸能量点燃周围炸药颗粒, 压力随气态产物量增多而增加, 并导致燃速增大, 扩展了反应区域, 进一步增高压力, 形成逐步增长的压力波, 当其赶上并增强了前导击波时, 迅速转化为爆轰(9)。两种观点的特有者各自声称与实验结果相符。这两种观点在有些地方的见解是一致的, 如: 炸药分解首先发生在加载界面附近; 热点热爆炸不可能直接使装药爆炸, 而是需要一个演化、建立过程; 爆轰出现在行进中的入射击波面上, 而不是象均质炸药那样, 出现在加载界面处。其分歧主要在于演化过程, 原则上, 这是可以通过实验来检验的, 适用方法为炸药模实验或 Lagrange 量计。

周之奎等人(23)用电爆金属箔直接起爆密度为 1.08g/cm^3 的 PETN 炸药的实验中发现, 被反应支持的击波逐步增强转化为爆轰; Seay 与 Seely(7)报导过类似的实验现象, 炸药也是 1.08g/cm^3 的 PETN, 通过衰减器的平面冲击波加载于炸药模上, 结果也观察到击波逐渐增强转化为爆轰, 这都与 Campbell(24)的定性叙述一致, 属于前一种观点。赵玉华等人(25)用锰铜压力计观察密度为 1.63g/cm^3 的 TNT 炸药的冲击起爆过程, Wackerle(26)用锰铜压力计观察了密度为 1.84g/cm^3 的 PBX-9404 炸药的冲击起爆过程, 都看到了由

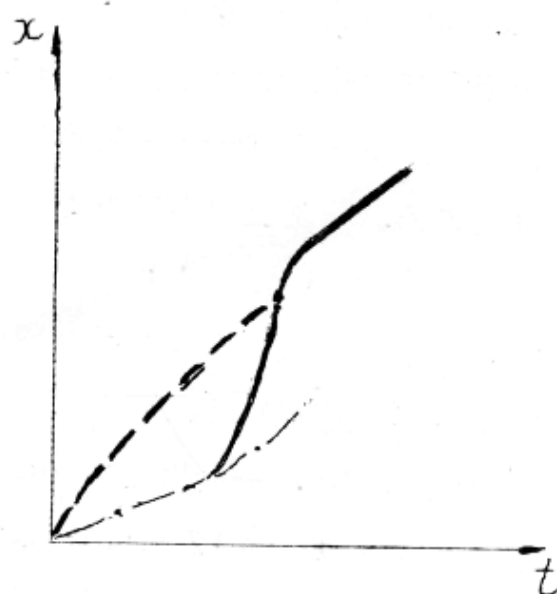
加载界面附近的炸药分解形成的压力脉冲追赶前导冲击波并转化为爆轰的迹象。Lee 与 Tarver(9)曾对大量这类实验作过综述，并提出了他们的理论和计算模型，认为在非均质炸药中，化学反应的主要增长在前导冲击波后面的区域内，而不是早期想象的那样，在冲击波阵面附近。这些都属后一种观点。

综合周之奎(23)、Seay 与 Seely(7)、Wackerle(26)、(28)、Stirpo、Johnson 与 Wackerle(27)等的报导，总共有五种装药密度： 1.00 ， 1.60 ， 1.72 ， 1.75 ， 1.767g/cm^3 的 PETN 结果（其中密度最大的已接近为 TMD 的 99%，只是从 1.00 到 1.60g/cm^3 之间缺少一些结果），还有一些高密度（ $\sim 1.84\text{g/cm}^3$ ）PBX-9404 的结果。可以定性地画出非均质炸药从引发到爆轰的波阵面迹线图，如〔图一〕之(a)所示，最下方的曲线 I 相当于 $\rho_0=1.00$ 的 PETN 情况，反应冲击波逐步增长到出现爆轰；曲线 II 相当于 $\rho_0=1.60 \sim 1.75\text{g/cm}^3$ 的 PETN 情况，冲击波基本不衰减；曲线 III 相当于 $\rho_0=1.767\text{g/cm}^3$ 的 PETN 情况，冲击波不衰减或略有衰减，说明几乎没得到反应支持，转入爆轰后，初始爆速略大于正常值；曲线 IV 是高密度 PBX-9404 情况，冲击波有可见衰减，转入爆轰后，也有一段略大于正常爆速。为了比较，〔图一〕之(b)给出了均质炸药典型图象。要注意的是对于特别钝感的铸装 TNT 和 TATB，为了达到起爆，使用了较高入射压力，也出现 I 的情况(9)。

因此，我们设想(29)，非均质炸药中，从初始引发到出现爆轰的演化过程，很可能是上述两种观点所反映的机制并存，根据具体条件，由某一机制起支配作用。主要控制参量是装药密度（孔隙度）甚至炸药



(a)



(b)

非均质炸药。图中略去了感应期、典型均质炸药（例如NM）常见的界面轨迹和追赶中的波。情况。点划线是界面迹线。

〔图一〕凝聚炸药冲击波起爆过程的迹线图，虚线是惰性或反应击波，实线是爆轰波，黑点是爆轰出现时刻与位置。图中表示速度变化的曲线段是故意夸大了的。

颗粒的尺寸和形状，以及加载击波强度等。对于低密度装药，热点多，早期反应对击波支持作用明显，是前一种机制为主，对于高密度装药在低入射压力下则明显是后一种机制占优势，而且在极高密度下，由于孔隙度大大减少，已具有均质炸药的某些特征。限于各种条件，未来得没有意识补充一些实验和在所取得数据基础上作一些数值模拟。

四. 冲击起爆过程研究方法

用反应流体动力学理论来研究冲击起爆过程的非稳态爆轰问题，在一维、忽略粘性和热传导以及有关反应区内混合情况与状态等假定后，除三个守恒方程外，还需要反应速率方程和炸药、产物、混合物的状态方程。令 λ 表示反应度——反应部分的分度， $\lambda = 0$ 、 1 分别对应未反应和反应结束，则反应速率方程：

$$\dot{\lambda} = r(P, V, \lambda) \quad (1)$$

已知时，可解出各状态量随 x 与 t 的变化。反之，从其余状态量求 λ 时， λ 的函数形式应事先确定。

对于均质炸药，一般用 Arrhenius 速率关系：

$$\dot{\lambda} = (1-\lambda)Z \exp(-E/RT) \quad (2)$$

已经有人指出(30)，用于起爆和爆轰时，简单的 Arrhenius 关系是不精确的，而对于非均质炸药冲击波起爆来说，由于热点的形成机制和特定性态——局部高温，单用温度已不能表征反应过程，这时入射冲击波强度是主要的，提出了各种反应速率方程，如兼顾温度和压力作用的 Trott 和 Jung(31) 的形式：

$$\dot{\lambda} = K_1 P^n (1-\lambda)^{2/3} \exp(-E/RT_g) \quad (3)$$

Arrhenius 形式中的 T_g 是气体温度，定出一系列 K_1 与 n 值与实验的 POP 关系比较选定。

Wackerle(26) 用 Lagrange 压力计研究 PBX-9404 冲击起爆时，对于持续脉冲，使用了 Forest Fire 关系(见下)，对于短脉冲，使用了下面形式：

$$\dot{\lambda} = K_2 P^n (1-\lambda) G(p, t) \exp(-1200/T) \quad (4)$$

$P > 0.75 GP_a$ 时, 式中 $G = \exp(-0.5/I)$, $I(p, t) = \int_0^t (P - 0.75)^2$

对于 PBX-9404, 给出 $K_2 = 0.17$, $n = 2$ 。

以压力为主的有把“唯一曲线形成原理”用于 POP 关系导出的 Forest Fire 方程 (32):

$$\dot{\lambda} = (1-\lambda) \exp fn(P) \quad (5)$$

式中, $fn(P)$ 为 P 的高阶多项式, 由于前述不反映压力波追赶, 已有许多推导指出这一关系的局限性。和 Forest Fire 一样, 在国内被引用得较多的, 还有 Gochran 的“成核”和“增长”型速率方程 (3):

$$\dot{\lambda} = \omega_1 P^n (\lambda_c - \lambda) + \omega_2 P^m \lambda (1-\lambda) \quad (6)$$

式中, ω_1 、 ω_2 、 n 、 m 、 λ_c 均为常数, λ_c 是成核炸药的质量分数, 在高压下, 取 $\lambda_c = 1$, 由于层式燃速是 P 的线性关系, 取 $m = 1$ 。其余常数调整到与楔实验和 Lagrange 量计的实验结果相符。这一方程适应性较好, 但作者本人也指出了应用上的局限性。与此类似, 但更为复杂一些的有 Loo 和 Tarvor 形式 (9):

$$\dot{\lambda} = I(1-\lambda)^x \eta^r + G(1-\lambda)^x \lambda^y P^z \quad (7)$$

式中, $\eta = V_0/V_1 - 1$, V_0 ——炸药初始比容, V_1 ——受冲击后未反应炸药比容, I 、 r 、 G 、 x 、 y 、 z 为常数。

η^r 项用来研究热点形成机制, 由于在对冲击起爆有意义的 P 与 η 值范围内, $P \propto \eta^2$, $u^2 \propto \eta^3$, 如果热点形成是由于射流阻滞, 则应取 $r = 3$, 如果热点形成是由于塑性功, 则由于 $W \propto \int P^2 dt$, 应取 $r = 4$ 。计算结果两者都可用, 而后者与实验符合更好些; 常数 G 对应于表面积与体积之比; P^z 是层式燃烧的压力依赖关系, $P < 0.1 GP_a$ 时, $z \simeq$