

国际弹道会议录译文选

(六)



30271329

华东工学院弹道研究所

一九八八年十月

国际弹道会议录译文选(六)

一九八八年十二月

目 录

高能固体发射药燃烧转为爆轰的分析

陈章清译 谢大铭校.....1

1/a 2 7 尾翼的超音速弹道靶道试验

任国民译 张 峰校.....19

长杆弹发射的计算法研究

芮孝亭译 闵 杰校.....39

高M数下细长圆锥—圆柱—尾翼模型的动态俯仰稳定性测量

丁则胜译 邱光纯校.....47

激光弹道传感器的设计

刘世平译 任国民校.....61

25MM尾翼稳定穿甲弹

张可忠译 邱光纯校.....71

超音速流过有底部排气的圆柱后体的数值计算

邱光纯译 刘亚飞校.....81

底部排气计算的一种简化理论解法

邱光纯译 孟仁宾校.....93

小口径武器膛内动力学

芮孝亭译 闵杰校.....107

自锻破片的旋转稳定性

朱鹤荣译 龚良贵校.....125

与试验有关的中口径炮内弹道两相流模型

陈章清译 陈柏飞校.....137

非稳态两相流粒状火药中压力动力学的研究

徐文娟译 史先杨校.....155

模拟实验——气体火炮模拟装置

许厚谦译 尤国钊校.....231

本期编辑：季儒彦

高能固体发射药燃烧转为爆轰的分析

PJB 巴特勒⁽¹⁾

赫尔曼·瓦拉尔⁽²⁾

摘 要

固体火箭推进剂硝胺含量增加, 由冲击波引发的爆轰敏感度以及系统的总性能也要提高。在一定条件下颗粒状的高能固体发射药爆燃可以转化为爆轰(以下爆燃转为爆轰缩写成DDT)。本文的工作是提出DDT模型。本文不但研究稳态爆轰状态, 而且着重对转为爆轰之前的短暂时刻进行讨论。电子计算机的林尼兹方法的解是基于体系的偏微分方程的解, 它描述了一维有化学反应的两相流动。采用与实验数据比较相符合的稳态的爆轰模型TIGER化学方程式的计算程序, 得出爆轰增长的距离和爆轰速度的查普曼——乔奇特性(即CJ点的特性)。

(1) 衣阿华大学机械工程系副教授

(2) 机械工程教授

引言

猛炸药作为混合发射药的组分要素时，在固体火箭发动机中发生爆轰的可能性急速增大。例如奥克托今（HMX）是环状硝胺物，它是当前普遍采用的发射药的组分之一，提高固体发射药硝胺含量，系统的总性能和由冲击波引发的爆轰敏感度均增加。下面准备作简要讨论，当这些高能发射药燃烧时蕴藏着发生爆轰的危险，但在较少的高能组分和双基组分的发射药下燃烧通常不出现爆轰。

喷管面积比不变的固体火箭发动机为了提高比冲，其一、提高设计的工作压力，其二、增加更多的高能发射药的组分。首先考虑推进系统的工作和设计，选择提高燃烧室压力，但带来一些损失，使发动机壁厚增加，同时使发动机重量增大导致飞行器质量比减少，此外，传递到喷管的热散失随工作压力增加而增大（几乎呈线性），这样对喷管壁来说将考虑更有效的冷却系统。

当含有更高能量组分的发射药燃烧时（例如次级硝胺炸药HMX），固体火箭发动机的比冲和总性能均有提高，不过采用含有爆炸物的发射药带来了不利因素是有可能爆燃转变为爆轰的危险。当加速的亚音速燃烧波变为高级爆轰时将发生DDT。

由于在固体火箭发动机中存在着明显的爆炸危险和DDT过程的复杂性。这里有一些实验数据可用来检验所建立起来的模型。但现在，对多孔的猛炸药和含有炸药的固体发射药作了许多爆轰方面的更恰当的实验工作，对此进行讨论仅供参考是适宜的。

接着多塞克对铸装炸药作了DDT的工作，格里菲和格罗科克研究了将多孔炸药封闭在黄铜管里所出现的DDT现象。其所研究的炸药有RDX，HMX和PETN。伯纳克，普赖斯和他的同事们也完成了DDT的研究工作。伯纳克等人首先用装有颗粒状的高能发射药、两端封闭的厚壁钢管作为试验设备，实现了DDT的试验工作。离子探测器放置在用炸药作为介质来传播火焰阵面的轴向轨迹上。伯纳克等人用另一套实验装置，它采用装有炸药试样的封闭较差的轻质聚碳酸酯塑料管。

与DDT过程相结合的两相流的分析和模拟还必须从实验寻找补

充。在几年以前由克拉尔，还有贝尔等都提出了多孔高能发射药DDT过程的详细模型。采用正确的基本关系建立起来的非定常两相流方程，通过对此方程的解可对上面所提出的几个模型进行研究。

本文将介绍在颗粒状的高能发射药区域内导致转为爆轰的分析成果。其成果体现在对巴特勒，克拉尔和莱姆贝克所建立的模型有重大推广和改进，还可预报固体发射药的DDT事故。在药粒床中用偏微分方程来描述一维有化学反应两相流的系统，并采用数值电子计算机应用有限差分法可以求解。

本文主要贡献就是建立一个特殊的数值图表，该图表需要解非线性偏微分方程。从计算程序中得到的结果说明怎么样的初始和边界条件，以及发射药对转化爆轰过程的影响。并对计算结果与实验数据进行比较。

火箭发动机中的DDT

为了叙述方便之目的，假设火箭发动机由图1所示，图中表示内孔燃烧的发射药形状，假定铸装的固体发射药出现破裂和破裂的壁面之间有发射药微小颗粒的堆积。这样形成DDT所必需的颗粒区域条件具备了。图2表示放大的颗粒区。发射药碎裂可能由于装运时装卸事故或由于工作期间喷管的故障引起的，因此碎片的面积比增加，气体生成量增加超过了发动机工作稳态必需的指标。像局部燃烧所得的结果一样压力梯度增加，引起炽热的气体产物流向铸装发射药所产生的裂缝中。采用分析单独流动的方法建立了描述这个特定流动过程的控制方程。由于非定常流动的结果，从炽热气体产物对流传热到未化学反应的固体发射药，它将点燃未反应的发射药颗粒。在一定环境下这个过程能加速进行。例如当发射药分解时，压力波增强，使更多的发射药点燃。加速对流燃烧最终导致上游的发射药冲击压缩和有可能转化为爆轰。

虽然有小规模的DDT实验数据和已知某些高能物质的爆轰性能，以上表明有可能发生爆轰的情况，但不能直接证明在全尺寸的火箭发

动机中发生这种情况。我们与其尝试去模拟全尺寸的发动机裂纹形成颗粒的复杂问题，还不如我们决定由伯纳克指导下在实验室做有控制的模拟试验。

模 型

本节提出有关在**高能粒状发射药的堆积床中发生加速传播的点火阵面转为稳态爆轰波**的模型，我们用热力学和气体动力学来描述整个流体的流动过程，应该考虑每个相与其它相无关的它本身所具有的性质。这意味着空间相之间的任何一点彼此存在着流速 U 的差值，正如热力参数压力 P ，温度 T 和密度 ρ 有差值一样。采用分析单一的流动方法建立了描述这个特定流动过程的控制方程。

假设开始认为每个相是连续的，深思后认为气相是不连续的，气体始终处于自由运动之中。进一步简化把气体一小块区域与静止的系统隔离。这种假设意味着单独的固体颗粒的离散性质可以忽略，认为一系列质点的集合是一个连续的流体。因而在相间力平衡的条件下基本方程中将出现颗粒间的吸引力。这样所有气、固的混合物认为是连续的，还假设它们具有两相的质量受力特性。把每个相质量看作占有一定体积的连续物质，那么就可定义热力参数 $(P, T, V, e, h, s, \rho)_i$ ，动力变量 $(u)_i$ 及其对位置的连续导数 $(\cdot)_x$ 。这里 P, T, V, e, h, s, ρ 和 u 分别表示压力、温度、比容、比内能、比焓、比熵、密度和速度。下标“ i ”指的是具体的相，如气相($i=g$)或固相($i=P$)。对气、固的混合物来说，相同的变量和连续导数也一样定义。

给定单位体积 V_T ，假设气相占有的体积 V_g ，固相占有的体积 V_P ，它们相加等于总体积

$$V_T = V_g + V_P \quad (1)$$

由于多相的缘故，引入体积百分数 ϕ_i

$$\phi_i = V_i / \sum_i V_i \quad (2)$$

由公式 (1)

$$\sum_i \phi_i = 1.0 \quad (3)$$

气相体积百分数 ϕ_g 称为空隙率，于是气相密度定义为

$$\rho_1 = \phi_g \rho_g \quad (4a)$$

固相密度为

$$\rho_2 = \phi_P \rho_P \quad (4b)$$

单一相一维守恒方程可用欧拉形式来表示：

质量守恒

气相
$$\frac{\partial(\rho_1)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 u_g) + \bar{S}_g \quad (5a)$$

固相
$$\frac{\partial(\rho_2)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 u_P) + \bar{S}_P \quad (5b)$$

动量守恒

气相
$$\frac{\partial(\rho_1 u_g)}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho_1 u_g u_g + P_g \phi_g)}{\partial x} + \bar{M}_g \quad (6a)$$

固相
$$\frac{\partial(\rho_2 u_P)}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho_2 u_P u_P + P_P \phi_P)}{\partial x} + \bar{M}_P \quad (6b)$$

能量守恒

气相
$$\frac{\partial(\rho_1 E_g)}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho_1 E_g u_g + P_g u_g \phi_g)}{\partial x} + \bar{E}_g \quad (7a)$$

固相
$$\frac{\partial(\rho_2 E_P)}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho_2 E_P u_P + P_P u_P \phi_P)}{\partial x} + \bar{E}_P \quad (7b)$$

以上方程推导省略(可采用控制体方法)。

(7a, 7b) 式中 E_i 表示 i 相的总能量(动能加内能)。 $(\rho E)_i$ 乘积表示单位体积的总能量。方程中对流和传热引起的能通量忽略不计。

对分离流动分析中假设之一认为气、固相机械混合物必须本身是连续的, 以及单一项流动方程相同的普遍形式是有定义的。由假设引出三个限制条件

$$\sum_i \overline{S_i} = 0 \quad (8a)$$

$$\sum_i \overline{M_i} = 0 \quad (8b)$$

$$\sum_i \overline{E_i} = r E_{ch} \quad (8c)$$

公式(8c)中出现 $(r E_{ch})$ 项是由于机械混合物里还有化学反应。因此, 按照公式(8a-8c), 列出公式(5—7)中有影响的项

$$\overline{S_g} = r \quad (9a)$$

$$\overline{S_P} = -r \quad (9b)$$

$$\overline{M_g} = r U_P - D \quad (10a)$$

$$\overline{M_P} = D - r U_P \quad (10b)$$

$$\overline{E_g} = r \left(\frac{U_P^2}{2} + E_{ch} \right) - \dot{Q} - D U_P \quad (11a)$$

$$\overline{E_P} = r \left(\frac{-U_P^2}{2} \right) + \dot{Q} + D U_P \quad (11b)$$

公式(9—11)中 r 表示单位时间单位体积的质量生成速率

$$r = \frac{3}{r_P} \rho_2 \dot{r} \quad (12)$$

式中 r_P 是某时刻颗粒半径, $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ 是 $\dot{r} = bP^n$ 的颗粒线速度。

系数 b 和 n 由表1给出。为了分析研究,假定所有颗粒是球状的,对非球状的颗粒公式(12)要修正,这是由于面体比增加的缘故。发射药颗粒的点火建立在平均点火速度的基础上,根据以往的模型取 $T_{igh} = 350K$,在目前的工作情况下可得的计算结果是不受该参数影响。平均点火速度又建立在表面点火速度和假定颗粒为球状的基础上。因为点火准则基于平均能量而不是表面能量,故 T_{ign} 比表面点火温度略低。

上式中出现 D 项是由于粘滞效应引起的,是相间(固、气)动量输运项。有表示式

$$D = \frac{U_g}{(4r_P)^2} (U_g - U_P) f_{Pg} \quad (13)$$

式中 f_{Pg} ——无量纲阻力系数,该系数由流过球状小颗粒的堆积床实验来测定。

$$f_{Pg} = (\phi_P / \phi_g)^2 [27.6 + 5(R_e / U_P)^{0.78}] \quad (14)$$

式中 R_e ——雷诺数。最后 $\dot{Q}$ ——相间对流换热流率

$$\dot{Q} = \frac{3}{r_P} (1 - \phi) h_{Pg} (T_g - T_P) \quad (15)$$

换热系数 h_{Pg} 有

$$h_{Pg} = 0.65 \left(\frac{k_g}{d_P} \right) R_e^{0.7} P_r^{0.3} \quad (16)$$

式中 k_g ——气体热传导系数, P_r ——普朗特数。清楚地看出,必须要做附加实验,来进一步研究公式(14)和(16)的适用范围。

深入研究表明, 上述的控制方程不违背热力学第二定律。正如努齐艾托和瓦尔兹所应用的一样, 对有化学反应多相流体的热力学第二定律有

$$\sum_i \left(\rho_i \frac{DS_i}{Dt} + r_i S_i + \text{div}(q_i / T_i) - \rho_i r_i / T_i \right) \geq 0 \quad (17)$$

式中 q_i —— 对流热流, r_i —— i 相辐射热流。公式 (17) 之和意味着含有所有 i 相组成的混合物。分析公式 (17) 得

$$\sum_{g \in P} \left(\rho \frac{DS}{Dt} + rs \right)_i \geq 0 \quad (18)$$

整个时间所有流动位置必须满足熵不等式。另一种情况表明, 由热力学第二定律约束着的相间阻力, 热传导和质量传递早有确定的关系 [公式 (9—11)], 文献可提供用第二定律来分析公式 (17) 的资料。

3.1 状态方程

与诺贝尔——阿贝尔状态方程相类似的, 用在爆轰产物上的非理想状态方程

$$P_g = \rho_g R T_g (1 + \eta \rho_g) \quad (19)$$

余容项 η 的选取, 根据 TIGER 热化学编码通过正确的 CJ 点热力学状态来确定。与公式 (19) 一致的热状态方程 $e(V, T)$ 为

$$de_g = C_{Vg} dT_g \quad (20)$$

固相的状态方程 $P(V, T)$ 有

$$P_P = [\rho^2 \{f'(\rho) + G(V) C_V (T - T_0) / \rho\}]_P \quad (21)$$

下标 “P” 表示括号内所有项都是对固相而言的。公式 (21) 中 $G(V)$ 表示用热力学导数来定义的格临爱森系数。

$$G(V) = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial P}{\partial e} \right) \bigg|_V \quad (22)$$

而函数 $f'(P)$ 表示与体积有关的应力函数。和公式 (21) 相一致的热状态方程

$$e_P = [f(\rho) - G(V) C_v \ln(\rho/\rho_0) T_0 + C_v (T - T_0)]_P \quad (23)$$

3.2 相间力的平衡

不考虑固相颗粒特性，把每个相的流动属性当作单纯的可压缩流体。由于气、固机械混合物的可压缩性与自由容积有关，因此可以用颗粒体积应力与自由容积变化（压缩的程度）的基本关系来描述。

继卡罗尔和霍尔特工作后，本文的工作是把装有药粒的容积当作单一的空心球的容积来处理。选定了内表面和外表面半径以后就可以完全表达物质整个的空隙率，并认为空隙的消失发生在以下三种状态：
(1)弹性状态；(2)弹——塑性状态，它表示从外表面半径开始塑性变形并向圆心推进；(3)塑性状态，它表示塑性变形贯串于始终。对这三个实际状态来说，给出产生每个状态适用范围的平衡应力 P^e 和空隙率 ($\alpha = 1/\phi_P$) 之间的数学关系

弹性状态 $\alpha_0 \geq \alpha > \alpha_1$

$$P^e = \frac{4G'(\alpha_0 - \alpha)}{3\alpha(\alpha - 1)} \quad (24)$$

弹塑性状态 $\alpha_1 \geq \alpha > \alpha_2$

$$P^e = \frac{2}{3} r \left\{ 1 - \frac{2G'}{r\alpha} (\alpha_0 - \alpha) + \ln \frac{2G'(\alpha_0 - \alpha)}{r(\alpha - 1)} \right\} \quad (25)$$

塑性状态 $\alpha_2 > \alpha$

$$P^e = \frac{2}{3} r \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \quad (26)$$

式中 α_1 和 α_2 有下面给出状态界限

$$\alpha_1 = (2G'\alpha_0 + r) / (2G' + r) \quad (27a)$$

$$\alpha_2 = (2G'\alpha_0) / (2G' + r) \quad (27b)$$

公式 (24-27) 中 r 和 G' 分别表示强度系数和剪切系数, r 和 G' 的值由表 1 查到。

气相压力 P_g , 固相应力 P_P 和平衡应力之间静力平衡关系

$$P_P = P_g + P^e \quad (28)$$

公式 (28) 表示固相热应力 P_P 等于平衡应力 P^e 与气相压力 P_g 之和, P_P 表示固体“压缩”应力, 而 P^e 表示固体颗粒“压缩”应力。

数值解的方法

由上节六个双曲线型非线性偏微分方程 [公式 (5-7)] 所构成的系统中导出了控制方程。向量形式表示如下

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial F(\bar{U})}{\partial x} = \bar{S} \quad (29)$$

$$\text{式中 } \bar{U} = [\rho_1, \rho_2, \rho_1 U_g, \rho_2 U_P, \rho_1 E_g, \rho_2 E_P] \quad (30a)$$

$$F(\bar{U}) = [\rho_1 U_g, \rho_2 U_P, (\rho_1 U_g^2 + P_g \phi_g), (\rho_2 U_P^2 + P_P \phi_P), \\ (\rho_1 U_g E_g + P_g U_g \phi_g), (\rho_2 U_P E_P + P_P U_P \phi_P)] \quad (30b)$$

$$\bar{S} = [r, -r, rU_P - D, D - rU_P, \dot{Q} - DU_P + r(U_P^2/2 + E_{ch}), DU_P - \dot{Q} - r(U_P^2/2)] \quad (30c)$$

公式 (29) 描述了一维两相有化学反应的流动。忽略传导、辐射的热

散失和粘滞效应。向量 $\bar{U}$ 表示一个变量, $F(\bar{U})$ 表示通量项, $\bar{S}$ 表示质量、动量、能量的相间输运项。

必须指出, 在流场中出现强激波时, 分析问题还要加一个附加条件即跨越间断激波必须满足用附加方程 (2.9) 表示的兰金—雨贡转移条件, 它与无粘守恒方程联立就出现跨越激波面的增熵。

由于有非线性源或汇的项, 对给定的 PDES 有化学反应的两相流

动分析解是不封闭的。因此还要给出起始条件和边界条件用有限差分法可以解系统的非线性方程。

对公式 (2.9) 的数值解, 首先要确定把物理空间划分为有限个网格, 每个网格是等间隔的, 距离为 Δx , 计算网格由图 3 所示。从起始网格点 ($J=1$) 开始, 对任意一, 网格点 “J” 的距离可用

$X_j = \{(j-1)\Delta x\}$ 来表示, 式中 $j=1, 2, \dots, J$ 。类似方法, 时间

用 $t^{n+1} = t^n + \Delta t^n$ 来表示, 式中 $n=0, 1, \dots, N$ 。式中 Δt^n 表示某间隔的时间增量。空间——时间坐标 $\{(j-1)\Delta x, t^n\}$ 点上的

向量 $\bar{U} = (\rho_1, \rho_2, \rho_1 \bar{u}_g, \rho_2 \bar{u}_p, \rho_1 \bar{e}_g)$ 的数量值 U_j^n 由图 3 所示。

假设起始时间 t^0 时所有空间位置点 X_j 的向量 $\bar{U}$ 是已知的。此外边界条件 $x=0$ 和 $x=L$ 时, 整个时间 $0 < t < T$ 的向量 ($U_1^1, U_1^2, U_1^3, \dots, U_1^n$ 和 $U_j^1, U_j^2, \dots, U_j^n$) 是已知的。本文边界认为是固定的, 不可渗透和绝热的。这样边界条件有下列的表示:

$$dP_j/dx|_{x=0} = dP_j/dx|_{x=L} = 0 \quad (j=g, p) \quad (31a)$$

$$U_j|_{x=0} = U_j|_{x=L} = 0 \quad (j=g, p) \quad (31b)$$

$$de_j/dx|_{x=0} = de_j/dx|_{x=L} = 0 \quad (j=g, p) \quad (31c)$$

在高速计算机上用线性方法 (MOL) 解非线性偏微分方程。设时间 t^n 的所有 X_j 点向量 $\bar{U}$ 是已知的, 用线性方程第一步是把任意 j 点的 x 连续导数当作离散有限差分来处理。二阶中心差分算法有

$$\frac{\partial(F(\bar{U}))}{\partial x} = (F(U)_{j+1}^n - F(U)_{j-1}^n) / 2\Delta x + O(\Delta x^2) \quad (32)$$

用公式(32)的有限差分来表示公式(29)对 x 的连续导数, t^n 时的PDES系统, 则简化为ODES系统。解ODES系统时间推进到 t^{n+1} 时, 时间增量取由 t^n 的时间增量变为 t^{n+1} 的时间增量。有关附加说明读者可参照文献。

结 果

发射药粒床在刚性管中处于紧密地压实状态($\phi_0 < 0.30$ 或相当于 $\alpha_0 < 1.43$), 该床构成了模拟试验装置, 点火以前, $x=0$ 的堆积床是处于无一定尺寸的球状药粒的均匀分布状态。

为了检验DDT的计算机编码, 我们选择由伯内克尔和普赖斯建立的经实验验证的模型。本节将讨论计算机输出四种简单情况的DDT计算结果。四种简单情况(1A, 1B, 1C, 1D)的输入数据由表1列出。所研究的发射药是HMX, 起始药粒尺寸 $d_0 = 200\mu m$, 四种情况的输入数据除了起始空隙率外都是相同的。1A—1D情况的起始空隙率分别为 $\phi_{g0} = 0.32, 0.26, 0.37$ 和 0.30 。下面本节将对这四种情况进行讨论。DDT编码计算得到CJ点的压力、温度、密度和爆轰速度的数值将与TIGER数值相比较, 点火阵面 (x, t) 的轨迹将与实验数据相比较。

对于1A情况($\phi_{g0} = 0.32$)来说, 计算的气体压力、气体速度、相对于固相的气流速度、孔隙率和气体生成速率曲线分别由图4a—4e所示。对于这种特殊情况气体生成速率迅速上升和加速运动的爆燃波从点火源 $x=0$ 开始运动到 $x=10\text{cm}$ 完成了稳态爆燃的转变。由于小药粒($d_0 = 200\mu m$)的面体比高, 使爆燃期间压力迅速上升。值得注意的是初始药粒尺寸不影响最后的爆轰状态。但它显然影响着爆轰前的压力上升速率和爆轰增长的距离。

对1A的情况时间增量取5 μ s的条件下气体压力(P , X)曲线由图4a所示。经计算机运算输出结果 $P_{CJ}=16.9$ GP_a和稳态爆速 $D=7.01$ mm/ μ s, 同时在1A情况下得出 $T_{CJ}=4289$ K和 $V_{CJ}=0.568$ cc/g。上述数据和其他数据由表2列出。DDT编码计算结果与有化学反应的方程TIGER编码计算出 $P_{CJ}=17.26$ GP_a和 $D=7.05$ mm/ μ s相比较, 两者符合较好。

以图4b中 $t=60\mu$ s的曲线为例来说明爆轰波的几个基本特性。首先, 爆轰波阵面上游 $X>35$ cm位置上物质未受到干扰, $U_g=0$ 。图4a, 4d和4e中同样指出 $X>35$ cm位置上, 空隙率未改变其初始状态以及气体生成速率为零。再参照图4b的60 μ s曲线, 看出在 $X=34$ cm处气体速度急速增长地通过激波, 然后气体速度急速下降, 在 $X=13$ cm处 $U_g=0$ 。计算机编码可算出CJ点的气体速度 $U_{CJ}=1.88$ mm/ μ s, 与所要求的兰金——雨贡跃变条件相一致。相对于固相的气体速度(U_g-U_P)在不同的时间条件下与行程的关系由图4c所示。此外图4c上还表示气相局部音速(a_g)。虽然气固相机械混合物相对于未扰动物体以超音速运动, 但相对于固相的气流速度始终是亚音速的。

1A情况下其余的图(图4d, 4e)表示了空隙率(ϕ_g , X)和气体生成速率(r , X)与时间增量为5 μ s的关系曲线。爆轰反应区标出在以上两个图中。由图4d指出空隙率从环境的 $\phi_{g0}=0.30$ 增加到气体占有所有体积 $\phi_g=1.0$ 期间, 它所对应的反应区是很短的距离。采用有限差分法使极限反应区不小于三个网格的空间。因此有可能出现反应区的厚度比予期的大。对多孔HMX的爆轰过程而言CJ点参数的计算值满足稳态的跃变条件。

图4e的曲线中出现微弱振荡, 是由于在计算机编码中采用燃烧结束处理的缘故。因颗粒尺寸相互都很近似, 但在计算机编码中不为零(燃烧程序以单个药粒进行)。当给定未燃烧的一个颗粒体积小于一颗最小的尺寸数值时, 燃烧就结束了。

最后, 在1A情况下点火阵面 X , t 轨迹与普赖斯和伯内克尔的实验数据比较, 由图5所示。正方形表示的数据点是实验数据的点,

图5中所标的曲线来源于数学模拟。组与组之间的数据一致性很好，它们都表明稳态爆速接近 $7 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。由于 $t=0$ ，数据没有定义，伯内克尔的数据是用相对于爆轰时间来描点。

正如上述情况一样，除了空隙率外，1B、1C和1D情况的输入数据与1A情况相似。对于这三种情况的气体压力，气体速度，空隙率和气体生成速率的曲线可参照文献。表2综合了四种情况的CJ点参数，每一个数据组的第一行列出了用DDT计算机编码计算出的数据，第二行列出了TIGER的计算结果。

HMX炸药的爆轰压力与起终装填密度的关系曲线由图6所示。数据来源于TIGER，DDT和文献。 $1.0 < \rho_2 < 1.38 \text{ g/cc}$ 的范围内，近似式有

$$P_{Cj}(\text{GPa}) = 10.3[\rho_2(\text{g/cc})]^2 \quad (34)$$

对这种炸药用上式可计算出CJ点的压力。

由文献资料可知，碳、氢、氮和氧元素所组成的大多数凝聚爆炸物，CJ点密度与初始装填密度成线性关系， $\rho_2 = (1 - \phi_{g0})\rho_{P0}$ 。事实上， P 、 V 的特性与CHNO成分无关，由图7所示。用圆圈的数据点代表HMX($\text{C}_4\text{H}_8\text{N}_8\text{O}_8$)药在TIGER程序中计算的结果，用三角形的数据点代表几种不同的CHNO成分的爆炸物。其中包括TNT($\text{C}_7\text{H}_5\text{N}_3\text{O}_6$)，RDX($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6\text{O}_6$)，PETN($\text{C}_5\text{H}_8\text{N}_4\text{O}_{12}$)，特屈儿炸药($\text{C}_7\text{H}_5\text{N}_5\text{O}_8$)和黄色药($\text{C}_6\text{H}_3\text{N}_3\text{O}_7$)。

实心方块所表示的数据点为DDT编码的计算值。用最小二乘法拟合文献的数据，得

$$\rho_{Cj}(\text{g/cc}) = 0.136 + 1.233\rho_2(\text{g/cc}) \quad (35)$$

最小二乘法拟合TIGER数据，得

$$\rho_{Cj}(\text{g/cc}) = 0.261 + 1.157\rho_2(\text{g/cc}) \quad (36)$$

爆轰增长所需的距离 l_{Cj} 与起始空隙率 ϕ_{g0} 的函数关系曲线由图8所示。每种情况的输入数据是相同的，正如表1所示。实验数据