文章编号:1000-5773(2013)03-0331-06

PBX 9501 炸药冲击起爆初期反应流体动力学特性研究*

陈　军[1],田占东[2],曾代朋[1],张震宇[2],段卓平[3]

(1.中国工程物理研究院流体物理研究所,四川绵阳　621900;
2.国防科技大学理学院技术物理研究所,湖南长沙　410073;
3.北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室,北京　100081)

摘要:通过简化状态方程、并假设反应速率是冲击波后时间的函数,可以得到冲击起爆反应流的解析模型。用此模型结合拉格朗日量计测量的粒子速度历史,在不知道反应速率具体形式的条件下,得到了粒子速度、压力、反应度和反应速率与冲击波波后时间的剖面,以及这些参量之间的相互关系。计算结果表明,碰撞面上粒子速度的衰减与反应程度有关,冲击波后反应速率的最大值出现在粒子速度峰值与压力峰值之间。

关键词:冲击起爆;反应速率;特征线;解析解

中图分类号:TQ560.1　　**文献标识码**:A

1　引　言

测量冲击至爆轰转变期间压力或粒子速度历史的拉格朗日量计是近年来在冲击起爆实验方面发展起来的、了解炸药冲击至爆轰转变反应流体动力学发展过程的非常重要的工具[1]。

为了研究拉格朗日量计记录所显现出的炸药冲击至爆轰转变反应流体动力学现象,Lambourn 用特征线方法给出了一个简单的解析模型,称为 CIM 模型[2-3]。利用 CIM 模型得到的起爆冲击波后反应流场变化的结果类似于用拉格朗日分析方法[4-5]得到的结果。虽然 CIM 模型只是通过简化状态方程得到的动量方程的解,但考虑到非均质炸药热点模型的颗粒燃烧反应增长机制所描述的反应速率,只与压力、反应度以及热点几何结构(颗粒燃烧波阵面几何形状)相关,因此,这个能反映拉格朗日量计记录特征的解析模型,可以为更好地理解冲击至爆轰转变过程早期阶段的流体动力学现象、建立符合物理规律的宏观唯象反应速率模型,提供一个很好的理论工具,并且利用 CIM 模型得到波后流场的方法比拉格朗日分析方法简单许多。

本研究利用 CIM 模型的解析解,结合拉格朗日量计记录的粒子速度历史,在不知道反应速率具体形式的条件下,得到 PBX 9501 炸药起爆冲击波后粒子速度、压力、反应度和反应速率与冲击波波后时间的剖面,以及这些参量之间的相互关系。通过对模型结果进行分析,选择合适的带耗散项形式的反应速率函数,对 PBX 9501 炸药由冲击至爆轰转变过程早期阶段的流体动力学过程进行计算。计算结果与实验结果有符合得很好。

2　带反应流常冲击阻抗模型(CIM 模型)

由冲击起爆化学反应区中混合物 2 种组分的能量平衡方程和平面一维拉格朗日流体运动方程,可

* **收稿日期**:2012-10-16;**修回日期**:2012-12-15
基金项目:国防基础科研计划项目(B1520110002)
作者简介:陈　军(1973—),男,研究员,主要从事爆轰与冲击动力学研究. E-mail:chenjun@caep.ac.cn

以得到如下描述的一维拉格朗日反应流体流动的特征线关系[6]

$$\mathrm{d}p \pm \rho_0 c \mathrm{d}u = \rho_0^2 c^2 E_v \dot{\lambda} \mathrm{d}t = \rho_0 c^2 \sigma \dot{\lambda} \mathrm{d}t \tag{1}$$

特征线关系沿如下相应的正、负特征线成立

$$\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}t} = \pm \rho_0 c \tag{2}$$

式中：h 是面质量坐标，$h=0$ 位于碰撞表面，ρ_0 和 $c=1/(\rho_0\sqrt{-D_v})$ 分别为炸药密度和冻结声速，σ 是热性参数，$\dot{\lambda}$ 是反应速率。E_v 和 D_v 是反应方程系数[3]，因此冻结声速和热性参数是状态参数，需由部分反应混合物的状态方程确定。

为了求得解析解，需要做如下假设：

(1) 冲击波后初始状态参量变化不大，c 为常数，即炸药声阻抗 $Z=\rho_0 c$ 为常数；

(2) 炸药冲击阻抗为常数，并等于声阻抗 Z；

(3) 方程(1)中参数 $\rho_0 c^2 \sigma$ 为常数；

(4) 起爆过程具有单一的放热反应，反应度为 λ。反应速率 $\dot{\lambda}$ 是冲击波阵面后时间 τ 的函数。即

$$\dot{\lambda} = f(t - t_{\mathrm{shk}}) = f(\tau)$$

式中：t_{shk} 表示冲击波到达该质点的时刻。

上述 4 点假设的目的是为了能够积分求解特征线方程。假设(1)的含义是所有特征线在时间 t 和面质量坐标 h 所确定的空间上均为直线，而且沿特征线，p 和 u 之间有线性关系；假设(2)保证特征线平行于相同方向传播的冲击波迹线；$\rho_0 c^2 \sigma$ 的常数状态和 $\dot{\lambda}$ 对时间的依赖性使得特征线关系可以解析求解。

图 1 是飞片撞击炸药的拉格朗日波系图。飞片在碰撞界面 OB 的左侧，炸药在右侧。冲击波沿 $OA'A$ 传入炸药、沿 OC 传入飞片。过炸药内冲击波波后任意一点 D 作正特征线 BD 交碰撞界面于 B 点(斜率为 $1/Z$)，作负特征线 AD 交冲击波阵面于 A 点。沿正特征线 BD，积分特征线关系(1)式得

$$p_D + Zu_D = p_B + Zu_B + \rho_0 c^2 \sigma \int_{t_B}^{t_D} \dot{\lambda}(\tau) \mathrm{d}t \tag{3}$$

因为正特征线平行于冲击波迹线，所以 $\tau = t - t_{\mathrm{shk}}(\overline{DD'})$ 为常数，从而 $\dot{\lambda}(\tau)$ 也是常数。因此，沿正特征线 BD，积分(3)式得到如下的解析关系

$$p_D + Zu_D = p_B + Zu_B + \rho_0 c^2 \sigma \dot{\lambda}_D (t_D - t_B) \tag{4}$$

沿负特征线 AD，反应时间 τ 沿特征线是变化的，反应时间 τ 的起点在冲击波阵面上。因为冲击波和负特征线具有数值相等、方向相反的斜率，所以 $\mathrm{d}\tau = 2\mathrm{d}t$。因此

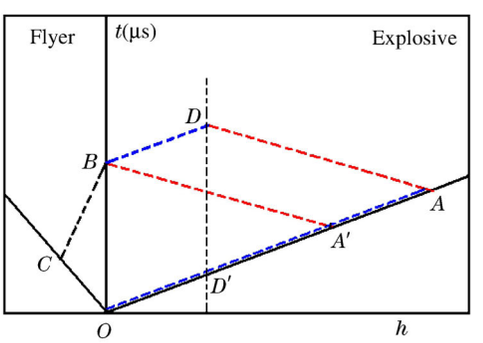


图 1 拉格朗日波系图

Fig. 1 Lagrangian wave diagram

$$\int_{t_A}^{t_D} \rho_0 c^2 \sigma \dot{\lambda}(\tau) \mathrm{d}t = \frac{\rho_0 c^2 \sigma}{2} \int_{t_A}^{t_D} \dot{\lambda}(\tau) \mathrm{d}\tau = \frac{\rho_0 c^2 \sigma}{2} \int_{t_A}^{t_D} \mathrm{d}\lambda \tag{5}$$

因冲击波迹线上 $\lambda=0$，沿负特征线 AD 有

$$p_D - Zu_D = p_A - Zu_A + \frac{\rho_0 c^2 \sigma}{2} \lambda_D \tag{6}$$

在飞片中无反应积分，假设飞片的材料阻抗为 Z_{L}，飞片的撞击速度是 u_{f}，利用飞片和炸药在 O 点的冲击波关系，可以求得撞击界面 O 点的初始条件

$$p_0 = \frac{ZZ_{\mathrm{L}}}{Z_{\mathrm{L}} + Z} u_{\mathrm{f}}, \quad u_0 = \frac{Z_{\mathrm{L}}}{Z_{\mathrm{L}} + Z} u_{\mathrm{f}} \tag{7}$$

联立沿负特征线 $A'B$ 的方程和沿飞片特征线 CB 的方程,使用冲击波条件 $p_{A'}=Zu_{A'}$,并考虑到冲击波迹线上 $\lambda_{A'}=0$,可解得碰撞界面 B 点的状态为

$$p_B = p_0 + \frac{Z_L\rho_0 c^2\sigma}{2(Z_L+Z)}\lambda_B \tag{8}$$

$$u_B = u_0 - \frac{\rho_0 c^2\sigma}{2(Z_L+Z)}\lambda_B \tag{9}$$

因为正特征线平行于冲击波迹线,所以 $\lambda=\lambda_B=\lambda_D$。利用碰撞界面和冲击波条件,联立求解沿 BD 线的方程(4)和沿 AD 线的方程(6),可以得到反应炸药内部质点的解析解

$$p = p_0 + \frac{Z_L\rho_0 c^2\sigma}{2(Z_L+Z)}\cdot\lambda + \frac{\rho_0 c^2\sigma}{2}\cdot\dot{\lambda}\cdot\frac{h}{Z} \tag{10}$$

$$u = u_0 - \frac{\rho_0 c^2\sigma}{2(Z_L+Z)}\cdot\lambda + \frac{\rho_0 c^2\sigma}{2Z}\cdot\dot{\lambda}\cdot\frac{h}{Z} \tag{11}$$

因此,受冲击炸药内部任意一点处的 p 和 u 既依赖于局部反应度 λ,也依赖于反应速率 $\dot{\lambda}$。如果从炸药内任意 D 点向回做正特征线至交界面上 B 点,则方程(10)和方程(11)的前两项就是交界面点上的 p 和 u。第 3 项代表了由炸药内部反应引起的增长。它与局部反应速率 $\dot{\lambda}$ 和深度 h 的乘积相关。

3 CIM 模型对 PBX 9501 炸药的应用

图 2 为一组典型的铝飞片撞击 PBX 9501 炸药冲击起爆初期阶段的粒子速度轨迹[7]。厚飞片以 $u_f=750$ m/s的速度撞击炸药,在炸药中造成 3.3 GPa 的持续冲击波加载。图中间隔约 0.5 mm 的一组量计记录显示了炸药内部 0～4.91 mm 之间的 10 个拉格朗日位置处的粒子速度剖面。

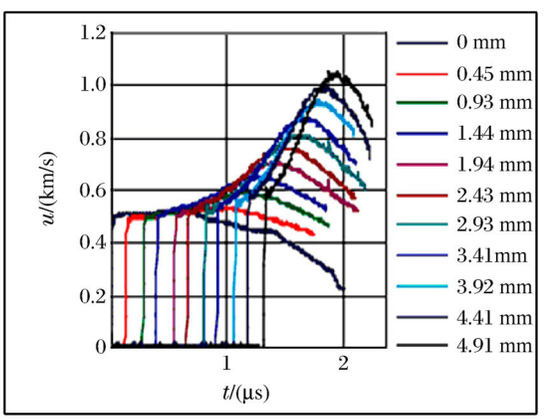


图 2 PBX 9501 炸药实验粒子速度历史

Fig. 2 Experimental particle velocity histories of PBX 9501

得到给定 Lagrange 位置处的粒子速度随冲击波后时间的变化历史 $u(\tau)$,将其带入方程(11),解关于 $\lambda(\tau)$的一阶常微分方程,模型的相关材料常数见表 1,计算结果见图 3。图 3(a)是根据图 2 得出的 3 个Lagrange位置处的 $u(\tau)$曲线,图 3(c)和图 3(d)分别为相应位置处方程(11)的积分结果 $\lambda(\tau)$和 $\dot{\lambda}(\tau)$,图 3(b)是将方程(11)的积分结果 $\lambda(\tau)$和 $\dot{\lambda}(\tau)$带入方程(10)得到的 $p(\tau)$曲线。

根据已知的 u、p、λ 和 $\dot{\lambda}$ 与波后时间 τ 的关系,可以很方便地得出 u、p、λ 和 $\dot{\lambda}$ 之间的相互关系,图 3(e)和图 3(f)分别是 $\dot{\lambda}(\lambda)$和 $\dot{\lambda}(p)$关系曲线。

表 1 计算中所需炸药及飞片参数

Table 1 Parameter of explosive and flyer

Material	$\rho_0/(\mathrm{g/cm^3})$	$c/(\mathrm{km/s})$	$Z/(\mathrm{Gg\cdot m^{-2}\cdot s^{-1}})$	σ	$u/(\mathrm{km/s})$
PBX 9501	1.842	3.770	6.944	0.4	—
Al flyer	2.785	5.328	14.391	—	0.75

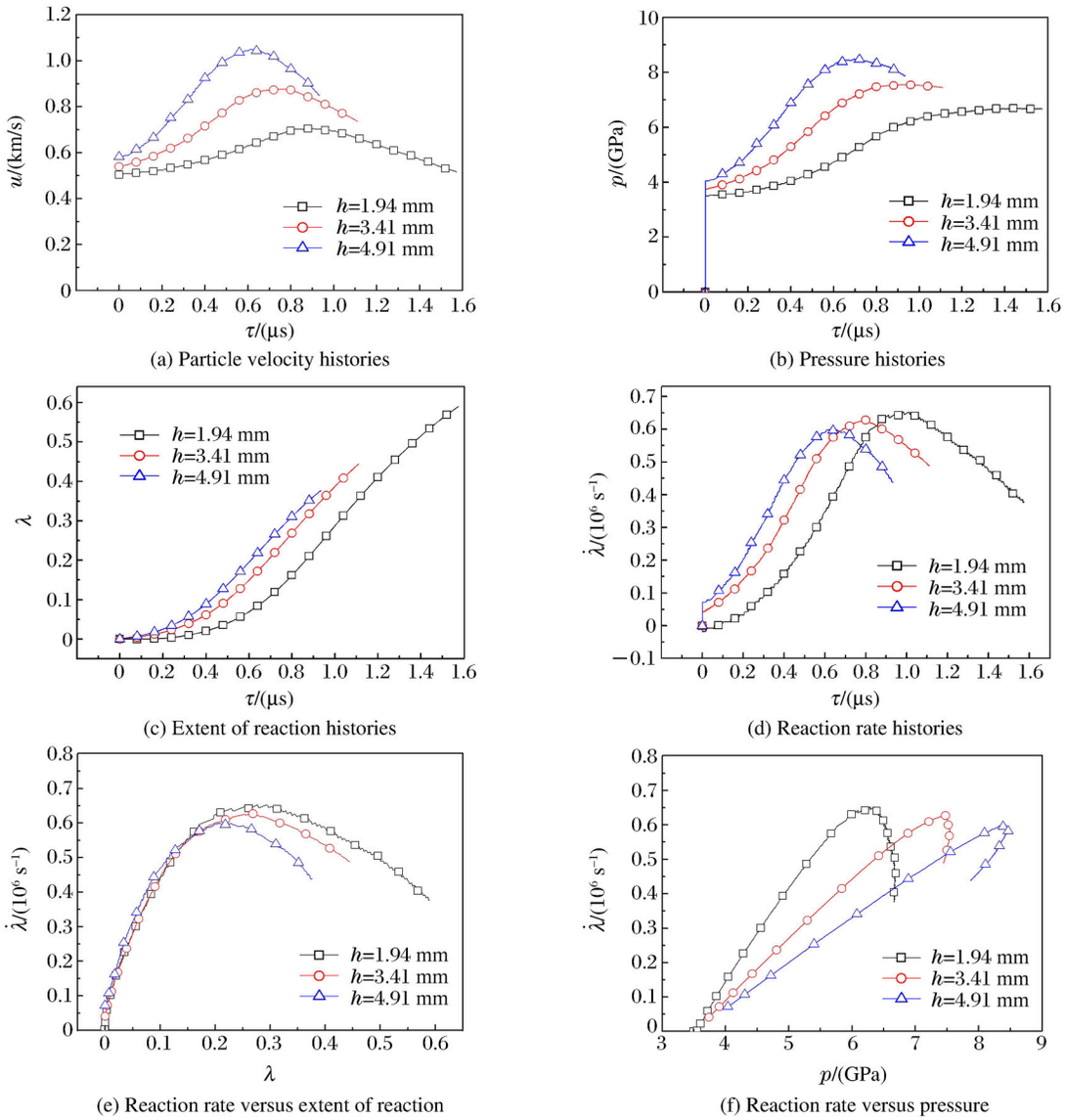


图 3 CIM 模型积分结果

Fig. 3 Calculated results of CIM model

根据 CIM 模型，并结合拉格朗日量计记录，得到了 PBX 9501 炸药冲击至爆轰转变过程中冲击波后反应流场的变化，由得到的结果可以发现：

(1) 由碰撞面 B 点的公式(8)和公式(9)，在碰撞界面上($h=0$)，p 随反应度 λ 增加，而粒子速度随反应度 λ 减小，它们都与反应速率 $\dot{\lambda}$ 无关。碰撞界面上反应随时间的发展使 p 增加，从而向碰撞方向推动炸药界面。对于单一的放热反应，低幅值冲击作用下 λ 是缓慢变化的时间单调函数，交界面上的 u 值在某一时间范围内几乎不变，然后开始缓慢下降，位于交界面上的粒子速度历史没有峰值。

(2) 反应速率峰值出现的位置在 u 和 p 增长速率的最大值附近，稍晚于 u 的峰值、稍早于 p 的峰值，u 和 p 在峰值之后的下降不是来自碰撞界面的稀疏反射，而是由于在峰值之后反应速率的下降。因此冲击波后流体动力学状态的变化与反应速率的关系强于与反应程度之间关系。

(3) 选择一个合适的反应速率 $\dot{\lambda}(\tau)$ 的表达形式，有助于更好地理解反应对起爆过程中流体动力学状态的影响。通过调试，给出一个简单的受耗散项$(1-\lambda)$约束、随冲击波后时间 1.5 幂次方增长的反应速率形式

$$\dot{\lambda} = b\tau^{1.5}(1-\lambda) \tag{12}$$

式中:取常数 $b=3.9$,主要用于控制粒子速率到达峰值的时间。因为假设反应速率与冲击波后时间相关,在冲击波阵面上不仅反应度为零,反应速率也为零,而耗散项的存在,使得反应速率在先达到一个峰值后开始下降,当反应全部完成之后下降至零。

对反应速率方程(12)积分求解,求出 $\dot{\lambda}(\tau)$和 $\lambda(\tau)$的解析解如下

$$\dot{\lambda} = b\tau^{1.5}\exp(-\frac{b\tau^{2.5}}{2.5}) \tag{13}$$

$$\lambda = 1-\exp(-\frac{b\tau^{2.5}}{2.5}) \tag{14}$$

将(13)式、(14)式带入(11)式,即可得到完整的描述冲击至爆轰转变过程 u 的解析表达式。

图 4 是取反应速率方程(12)时的 CIM 模型计算结果。从图 4 中的计算结果可见,反应速率模型方程(12)能较好地重现 PBX 9501 炸药粒子速率到达峰值的时间、峰值速度的数值和峰值递增的趋势等实验结果。粒子速度曲线的弯曲性质受反应速率函数中时间幂次的影响,实验曲线的弯曲性质和计算曲线的弯曲性质基本吻合。因为反应速率在波阵面上的值为零,波阵面 u 的计算值不变,该模型不能反映冲击波阵面上 u 和 p 的上升;又因为假设了冲击阻抗等于声阻抗,模型也不能反映冲击起爆的流体加速过程。

(4) 图 5 为冲击波阵面上的粒子速度 u_{shk}和峰值粒子速度 u_{pk}迹线的实验与计算结果的比较。虚线为计算得到的反应速率最大值的轨迹线。实验结果表明,峰值速度 u_{pk}迹线与波阵面速度 u_{shk}迹线之间的时间间隔初始时增加,随后开始缓慢的下降过程。两条迹线间隔初始增加的事实暗示,这期间峰值 u_{pk}的运动相对于冲击波阵面是亚声速的,因此,波后所体现的状态鼓包是反应引起,而不是流体动力学压缩波。因为作了炸药冲击阻抗等于其材料阻抗的假设,计算的峰值速度 u_{pk}迹线与波阵面速度 u_{shk}迹线平行。

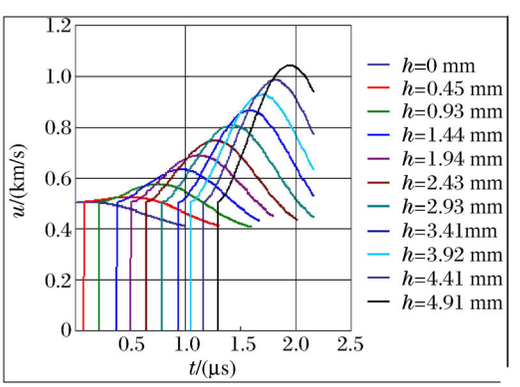


图 4　PBX 9501 炸药 CIM 模型粒子速度历史

Fig. 4　CIM simulated particle velocity histories of PBX 9501

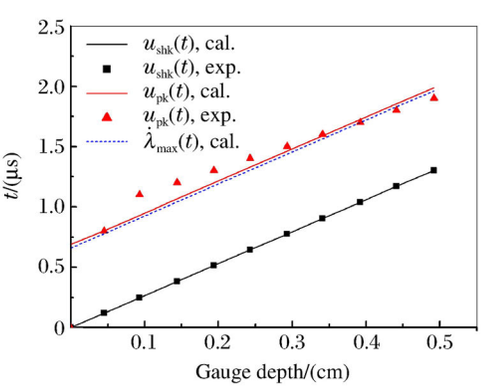


图 5　波阵面粒子速度和峰值速度迹线的实验结果与计算结果的比较

Fig. 5　Experimental and calculated shock and peak particle velocity trajectories

4　结　论

CIM 模型利用特征线理论给出了描述冲击起爆带反应流体动力学过程的解析解。利用 CIM 模型的解析解和相应的实验曲线,可以得到 PBX 9501 炸药冲击至爆轰转变过程中一些规律性的结果或变化趋势。能够反映拉格朗日量计记录特征的解析模型,为更好地理解冲击至爆轰转变过程早期阶段的流体动力学现象、建立符合物理规律的反应速率模型,提供了一个很好的理论工具。

References:

[1] Sheffield S A, Gustavsen R L, Hill L G, et al. Electromagnetic gauge measurements of shock initiating PBX 9501 and PBX 9502 explosives [C]//Proceedings of 11th International Symposium on Detonation. Colorado: AFRL, 1998.

[2] Lambourn B D. An interpretation of particle velocity histories during growth to detonation [C]//Furnish M D, Gupta Y M, Forbes J W. Shock Compression of Condensed Matter-2003. New York: AIP Conference Proceedings, 2004: 367-370.

[3] Lambourn B D. The hydrodynamics of the early stages of the shock to detonation transition [C]//Proceedings of 13th International Detonation Symposium. Norfolk, VA, 2006.

[4] Fowles R, Williams R F. Plane stress wave propagation in solids [J]. J Appl Phys, 1970, 41(1): 360-363.

[5] Cowperthwaite M, Williams R F. Determination of constitutive relationships with multiple gauges in non-divergent waves [J]. J Appl Phys, 1971, 42(1): 456-462.

[6] Zhang Z Y, Huan S, Lu F Y, et al. Lagrangian analysis of flow field in detonation reaction zone of high explosives [J]. Explosion and Shock Waves, 1996, 16(3): 271-277. (in Chinese)
张震宇, 浣 石, 卢芳云, 等. 高能炸药爆轰波反应区流场的拉格朗日分析方法 [J]. 爆炸与冲击, 1996, 16(3): 271-277.

[7] Gustavsen R L, Sheffield S A, Alcon R R, et al. Shock initiation of new and aged PBX 9501 measured with embedded electromagnetic particle velocity gauges, LA-13634-MS [R]. USA: Los Alamos National Laboratory, 1999.

Reactive Hydrokinetics in the Early Stage of Shock Initiation of PBX 9501

CHEN Jun[1], TIAN Zhan-Dong[2], ZENG Dai-Peng[1], ZHANG Zhen-Yu[2], DUAN Zhuo-Ping[3]

(1. *Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *Institute of Technical Physics, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha* 410073, *China*;
3. *State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*)

Abstract: Through the application of Lambourn's CIM model, a simplified analytic method was proposed to study the post-shock reactive flow in the case of unknowing the real formula of reaction rate. Based on this method, a more reasonable empirical reaction rate can be extracted to better understand the initial hydrodynamic phenomenon during shock to detonation transition. The method assumes that reaction rate is a function of time. The history and relationship of particle velocity, pressure, extent of reaction and reaction rate can be obtained by combining with experimental particle velocity. The results show that the decrease of particle velocity on impact interface relates with extent of reaction, and peak reaction rate after shock wave appears within the peaks of particle velocity and pressure.

Key words: shock initiation; reaction rate; characteristics; analytic model