DOI: 10.11883/bzycj-2016-0318 文章编号: 1001-1455(2018)03-0549-06

楔形炸药窗口材料中的斜激波特性*

张 涛[1],谷 岩[1],赵继波[1],刘雨生[1],伍 星[2]
(1.中国工程物理研究院流体物理研究所,四川 绵阳 621999;
2.中国工程物理研究院总体工程研究所,四川 绵阳 621999)

摘要: 采用二维不定常流理论中的极曲线方法,对冲击波进入楔形受试炸药/LiF 窗口界面的冲击波波后流场状态进行理论分析,同时采用流体动力学软件 LS-DYNA 对模型的波后流场状态进行数值模拟。结果表明,对于所研究的模型,一维平面正冲击波进入楔形受试炸药/LiF 窗口界面时,由于斜激波的存在,波后粒子运动方向发生偏转,偏转角为 3.3°。数值模拟结果表明,在相同模型条件下,冲击波波后粒子偏转角在 2.77°~3.03°之间。二者的差异源于极曲线理论中未考虑稀疏波的影响。

关键词: LiF 窗口;斜激波;极曲线理论;楔形炸药
中图分类号: O381 **国标学科代码**: 1303510 **文献标志码**: A

研究炸药的冲击起爆过程对深入了解炸药的起爆机理及提高化爆安全性具有非常重要的意义。在炸药冲击起爆研究中,通常会用到楔形受试炸药[1-3]。Campbell[4]早在 1961 年就用楔形炸药结合高速扫描相机分别测量了 B 炸药、RDX 基炸药、HMX 基炸药等一大批炸药在不同冲击压力下的冲击/爆轰曲线,通过起始冲击波速度和 Hugoniot 曲线,得到了入射压力、不同炸药冲击起爆的冲击/爆轰速度和冲击转爆轰距离,由此获得了炸药的 Pop 关系。Chidester 等[5]采用轻气炮作为加载手段,通过将锰铜压力计埋于两块楔形炸药之间的方法,测量了 3 GPa 以下 HMX 基炸药 PBX9501 的波后压力历史。Gustavsen 等[6]利用两块楔形炸药斜夹组合式电磁粒子速度计的方法,对不同初始冲击压力下的 TATB 基炸药 LX-17 和 PBX9502 的波后粒子速度和冲击波/爆轰波速度剖面进行测量,得到了表征两种炸药冲击起爆性能的 Pop 关系,并采用三项式点火增长模型对两种炸药的化学反应过程进行了数值模拟。采用楔形受试炸药的优势是可以获得不同冲击波运动时刻的状态量,但是楔形受试炸药结合后界面观察窗口(包括自由面状态)的测量方法会改变炸药中原有的一维流场状态,使进入窗口的流场状态更加复杂。而现有的一维平面正冲击波近似与这种复杂流场状态之间到底有多大差异则是本文中的研究重点。

1 理论分析

1.1 理论分析模型

理论研究依据的实验模型基于楔形炸药的冲击起爆实验,实验装置(见图 1(a))主要由雷管、平面波透镜、传爆药、主装药、金属衰减层、楔形受试炸药和测试窗口组成。雷管起爆平面波透镜产生平面冲击波;平面冲击波起爆传爆药,继而起爆 JBO-9021 主装药;主装药与钨合金衰减层紧密接触,冲击波衰减后进入并起爆 JBO-9021 楔形受试炸药;实验中采用激光干涉测速技术测量冲击波过后楔形受试炸药与 LiF 窗口界面的粒子速度剖面。测试窗口 LiF 单晶在靠近受试炸药的一面镀铝膜,作为粒子速度测试的载体。为了保证测试精度,铝膜层厚度控制在 1.0 μm 左右,在分析过程中可以忽略铝膜对粒子速度剖面的影响。当冲击波到达受试炸药/LiF 窗口界面时,由于阻抗不匹配以及界面与冲击波传播方向存在一定角度,受试炸药中会反射斜冲击波,传入 LiF 窗口的冲击波也将是斜透射冲击波。

* 收稿日期: 2016-10-18; 修回日期: 2017-04-01
第一作者: 张 涛(1988—),男,硕士,助理研究员; 通信作者: 伍 星,wxcaep@163.com。

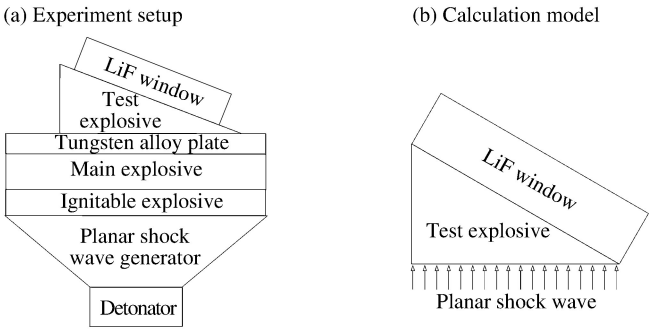


图 1 实验装置和计算模型示意图

Fig. 1 Sketch of experiment setup and calculation model

实验装置各部分的具体参数如下:平面波透镜的主装药为 RHT-901,其主要成分 RDX 与 TNT 的质量比为 60∶40,直径为 100 mm;传爆药 JO-9159 以 HMX 为基,其主要成分 HMX 与黏结剂的质量比为 95∶5,密度为 1.84 g/cm^3,尺寸为∅100 mm×10 mm;主装药和楔形受试炸药采用 JBO-9021,JBO-9021 以 TATB 为基,含有少量 HMX,密度为 1.905 g/cm^3,主装药尺寸为∅100 mm×30 mm,楔形受试炸药的宽度为 50 mm,斜面长度为 70 mm,楔形角为 30°;钨合金衰减层采用钨镍铁合金,密度为 19.2 g/cm^3,尺寸为∅100 mm×6.08 mm。

将实验装置进行简化,得到如图 1(b)所示的计算模型。计算模型主要由 JBO-9021 受试炸药和 LiF 窗口组成,尺寸参照图 1(a)中的实验装置,并假设进入受试炸药的冲击波为一维平面冲击波。

1.2 理论分析和结果

采用二维不定常流计算方法,对图 1(b)所示计算模型中楔形受试炸药与 LiF 窗口中的波系进行分析,结果如图 2 所示。图 2 中,q_{20} 表示受试炸药波阵面前方的粒子来流相对于波阵面的速度,q_{21} 表示经过爆轰波加速后的粒子相对于波阵面的速度,q_{23} 表示粒子经过炸药与 LiF 窗口反射冲击波后相对于波阵面的运动速度;q_{10} 表示 LiF 窗口波阵面前方的粒子相对于波阵面的速度,q_{11} 表示 LiF 窗口中的粒子经透射冲击波加速后相对于透射冲击波波阵面的运动速度,u_{21} 为爆轰波过后炸药中的粒子速度,u_{11}、u_{12} 分别表示经过透射冲击波加速后的粒子相对于透射冲击波阵面在垂直和平行于楔形炸药斜面的速度;α 为楔形炸药的楔角,$\alpha=30°$;θ 表示经过透射冲击波作用后 LiF 窗口中的粒子相对于波阵面运动方向改变的角度。图 2 以速度矢量图的形式给出了波前与波后流团速度分量之间的定性关系,同时也标示出波后压力与波前、波后流团速度以及偏转角之间的定性关系。

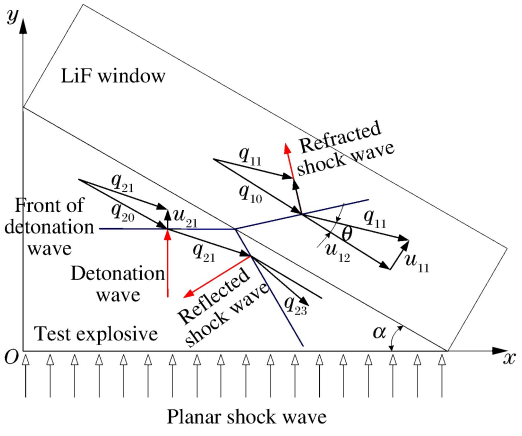


图 2 冲击波前后炸药和 LiF 中的速度矢量

Fig. 2 Velocity vector before and after shock in explosives and LiF

采用极曲线理论,对斜激波后的物质状态进行分析,即可得到冲击波进入窗口后 LiF 单晶中的粒子运动速度和运动方向:

$$u_{11}^2=u_{1y}^2=(p_{11}-p_{10})\left(\frac{1}{\rho_{10}}-\frac{1}{\rho_{11}}\right)-\left(\frac{p_{11}-p_{10}}{\rho_{10}q_{10}}\right)^2 \tag{1}$$

$$u_{12}=q_{10}-\frac{p_{11}-p_{10}}{\rho_{10}q_{10}},\quad u_{1x}=u_{12}-q_{10}=\frac{p_{11}-p_{10}}{\rho_{10}q_{10}} \tag{2}$$

$$\tan\theta=\pm\frac{\sqrt{(p_{11}-p_{10})\left(\frac{1}{\rho_{10}}-\frac{1}{\rho_{11}}\right)-\left(\frac{p_{11}-p_{10}}{\rho_{10}q_{10}}\right)^2}}{q_{10}-\frac{p_{11}-p_{10}}{\rho_{10}q_{10}}} \tag{3}$$

式中：u_{1y}表示经过透射冲击波加速后平行于楔形炸药斜面的绝对速度，p_{10}、ρ_{10}分别为冲击波进入窗口之前 LiF 中的压力和密度，p_{11}和 ρ_{11}分别为冲击波进入窗口后的压力和密度。

通过以上计算可以得到 LiF 窗口中冲击波后的粒子运动速度、运动方向和压力的关系，即 LiF 窗口中斜激波波后流场状态。单晶 LiF 密度 $\rho_{10}=2.64\ \mathrm{g/cm^3}$，在冲击条件下的状态方程可表示为：

$$p_{11}=\rho_{10}\frac{5.148\rho_{11}}{1.358}\left(\rho_{10}-\rho_{11}+\frac{\rho_{11}}{1.358}\right)^{-1}\left[\frac{5.148\rho_{11}}{1.358^2}\left(\rho_{10}-\rho_{11}+\frac{\rho_{11}}{1.358}\right)^{-1}-\frac{5.148}{1.358}\right] \tag{4}$$

设冲击波在 LiF 中的传播速度为 D，则 LiF 单晶的 Hugoniot 关系为：

$$D=5.148+1.358u \tag{5}$$

由实验测得的 LiF 窗口中波后粒子速度 $u\approx2.1\ \mathrm{km/s}$，即可计算得到 $D=8.00\ \mathrm{km/s}$。

当 $\alpha=30°$时，LiF 窗口中波前粒子在运动坐标系中的流速为：

$$q_{10}=D/\sin\alpha \tag{6}$$

由式(6)计算得到 $q_{10}=16.0\ \mathrm{km/s}$。通过式(2)，可得 $u_{11}=u_{1y}=1.68\ \mathrm{km/s}$，$u_{12}=15.15\ \mathrm{km/s}$，$u_{1x}=u_{12}-q_{10}=-0.85\ \mathrm{km/s}$，$\theta=6.35°$；则 LiF 窗口中平行和垂直于斜面的速度分别为 $u_{1y}=1.68\ \mathrm{km/s}$，$u_{1x}=-0.85\ \mathrm{km/s}$；LiF 窗口中波后粒子速度与垂直方向的夹角 $\theta'=3.3°$。

采用极曲线理论对 LiF 窗口波后流场进行理论分析，结果表明，LiF 窗口材料中冲击波后粒子速度与垂直方向的夹角为 3.3°，说明传入窗口中的冲击波已经不是一维平面正冲击波，其波后粒子开始产生水平方向的运动分量，但水平方向的运动速度极小。

2　数值模拟

2.1　数值模型

应用三维有限元流体动力学程序 LS-DYNA 对楔形受试炸药和 LiF 窗口中的斜激波波后流场状态进行数值模拟。采用如图 3 所示的二维简化模型，其中：装置周围采用自由边界；起爆药 JO-9159 反应产物的状态方程采用 JWL 状态方程；主装药和受试炸药 JBO-9021 的化学反应速率方程采用点火增长模型，未反应物和产物的状态方程采用 JWL 状态方程；衰减层和 LiF 窗口采用 Grüneisen 状态方程。三角形受试炸药的锐角 α 为 30°。各部分尺寸与实验一致。

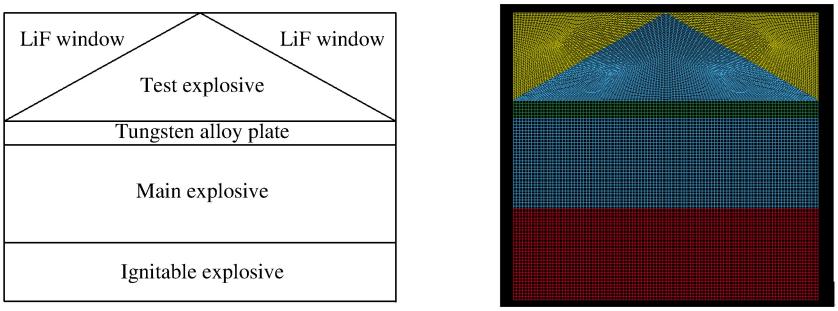


图 3　计算模型

Fig. 3　Calculation model

JWL 状态方程可表示为：

$$p=A\,\mathrm{e}^{-R_1v}+B\,\mathrm{e}^{-R_2v}+Cv^{-\omega-1} \tag{7}$$

式中：A、B、C、R_1、R_2、ω 为常数，v 为相对比容。

点火增长模型为：

$$\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}t = I(1-\lambda)^b(\rho/\rho_0 - 1 - a_c)^x + G_1(1-\lambda)^c\lambda^d p^y + G_2(1-\lambda)^e\lambda^f p^z \tag{8}$$

式中:λ 为炸药反应度,t 为时间,ρ 为密度,ρ_0 为初始密度,I、G_1、G_2、a_c、b、x、c、d、y、e、g 和 z 为常数。等号右边第 1 项代表部分炸药在冲击压缩作用下发生点火,第 2 项代表炸药中热点的增长,第 3 项代表在主要反应后相对缓慢的扩散控制反应。

Grüneisen 状态方程(压缩材料)为:

$$p = \frac{\rho_0 C^2 \mu\left[1+\left(1-\frac{\gamma_0}{2}\right)\mu - \frac{a_0}{2}\mu^2\right]}{1-(S_1-1)\mu - S_2\frac{\mu^2}{\mu+1} - S_3\frac{\mu^3}{(\mu+1)^2}} + (\gamma_0 + a_0\mu)E \tag{9}$$

式中:μ 为压缩度;C 为物质中的声速;S_1、S_2、S_3 是 u_s-u_p 曲线的系数,u_s 为冲击波速度,u_p 为波后粒子速度;γ_0 为 Grüneisen 系数;a_0 是对 γ_0 的一阶修正;E 为产物内能。S_1、S_2、S_3、γ_0 和 a_0 均为输入常数。

JO-9159 炸药与 LX-10 炸药的成分相同,其爆轰产物 JWL 状态方程(EOS)的各参数值列于表 1[7]。JBO-9021 炸药的点火增长模型参数参照 PBX9501[8] 和 PBX9502[6] 炸药,具体取值见表 1、表 2 和表 3。钨合金和 LiF 的 Grüneisen 状态方程参数列于表 4[9-10]。

表 1 JO-9159 和 JBO-9021 炸药爆轰产物状态方程参数

Table 1 EOS parameters of detonation products of JO-9159 and JBO-9021

炸药	A/GPa	B/GPa	R_1	R_2	ω	E/(GJ·m^{-3})	V_0
JO-9159	880.7	18.36	4.62	1.32	0.38	10.40	0.543
JBO-9021	613.0	18.58	1.09	4.32	1.79	0.21	0.1

表 2 JBO-9021 的点火增长模型参数

Table 2 Parameters of ignition and growth model for JBO-9021

I/s^{-1}	a_c	b	x	G_1/(Pa^{-1}·s^{-1})	c
4×10^{12}	0.02	0.667	7.0	0.09	0.667
d	y	e	f	G_2/(Pa^{-3}·s^{-1})	z
0.11	1	0.333	1.0	3×10^{-26}	3.0

表 3 JBO-9021 未反应炸药状态方程参数

Table 3 EOS parameters of unreacted JBO-9021

A/TPa	B/GPa	R_1	R_2	ω	E_0/(GJ·m^{-3})	V_0
77.810	−5.031	11.3	1.13	0.884	24.9	0.543

表 4 钨合金和 LiF 的状态方程参数

Table 4 EOS parameters of tungsten alloy and LiF

材料	ρ_0/(g·cm^{-3})	C/(km·s^{-1})	E_0/(GJ·m^{-3})	S_1	S_2	S_3	γ_0	a
钨合金	19.20	4.028	0	1.243	0	0	1.54	0
LiF	2.64	5.148	0	1.358	0	0	1.69	0

2.2 数值模拟结果和分析

在 LiF 窗口/楔形受试炸药界面上距离衰减层界面 10、12、14、16 mm 处设置测试探针(1、2、3、4),得到波后粒子速度剖面垂直方向分量 u_v 和水平方向分量 u_h,分别如图 4 所示。

由图 4(a)可知:稳定爆轰阶段,爆轰波进入 LiF 窗口时,LiF 窗口/楔形受试炸药界面粒子速度的垂直方向分量几乎保持不变。图 4(b)显示,LiF 窗口/楔形受试炸药界面粒子速度的水平方向分量随着爆轰波的传播有一定起伏,但变化相对较小,亦可认为稳定爆轰波传入 LiF 窗口时其水平分量较稳定。界面波后粒子速度的绝对值 u 和粒子运动方向(即界面波后粒子速度与垂直方向的夹角 θ',见图 5)可

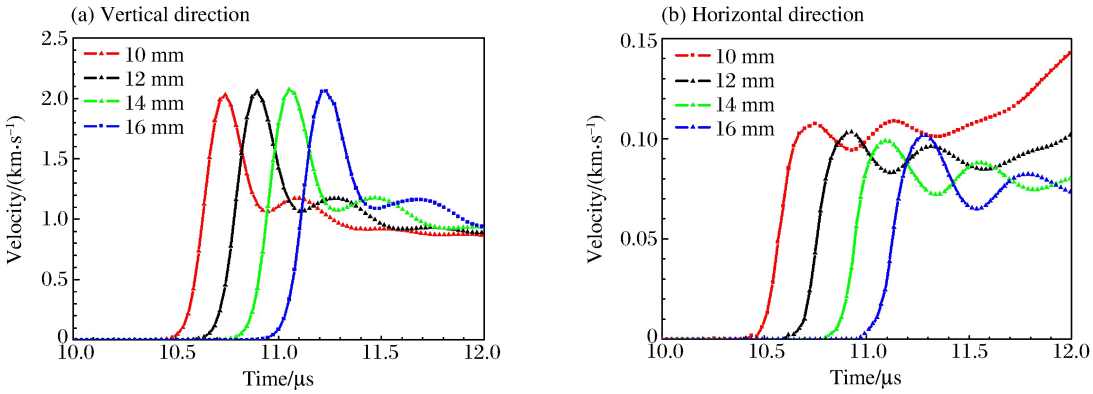


图 4　楔形炸药/LiF 窗口界面中不同位置波后粒子速度的垂直分量和水平分量

Fig. 4　Particle velocity in vertical and horizontal direction after shock in the interface of wedge-shaped explosive and LiF window

通过下式计算得到：

$$u=\sqrt{u_{\mathrm{h}}^2+u_{\mathrm{v}}^2} \tag{10}$$

$$\theta'=\arctan(u_{\mathrm{h}}/u_{\mathrm{v}}) \tag{11}$$

表 5 中列出了 LiF 窗口中 4 个测点处的波后流场信息，包括垂直、水平及总的粒子运动速度和粒子运动方向。可以看出：由于界面粒子速度的水平分量 u_{h} 很小，导致其对总速度的贡献几乎可以忽略不计；界面波后粒子速度与垂直方向的夹角 θ' 在 2.77°～3.03°之间。

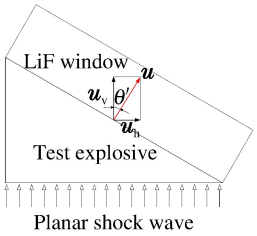


图 5　楔形炸药/LiF 窗口界面中波后粒子速度示意

Fig. 5　Particle velocity in the interface of wedge-shaped explosive and LiF window

表 5　LiF 窗口中不同位置的波后流场信息

Table 5　Flow field at different positions after shock wave in LiF window

探针	u_{v}/(km·s^{-1})	u_{h}/(km·s^{-1})	u/(km·s^{-1})	θ'/(°)
1	2.03	0.107	2.033	3.03
2	2.05	0.103	2.053	2.88
3	2.07	0.100	2.072	2.77
4	2.05	0.102	2.053	2.85

3　结　论

以新型高能钝感炸药 JBO-9021 的冲击起爆装置作为计算模型，采用极曲线理论结合数值模拟方法，对冲击波进入楔形炸药/LiF 窗口界面的状态进行了研究，得到如下结论：

(1) 以 JBO-9021 炸药稳定爆轰波速和 LiF 窗口接触面的初始压力作为输入参数，采用极曲线理论，对楔形炸药产生的爆轰波进入 LiF 窗口的冲击波波后流场状态进行了计算，得到在所研究实验状态下传入窗口中的冲击波已不是一维平面正冲击波，波后粒子产生水平方向运动，但水平方向运动速度极小，波后粒子运动方向与垂直方向的夹角为 3.3°；

(2) 采用数值方法对受试炸药起爆后窗口材料中的波后流场状态进行模拟，结果显示，冲击波后 LiF 窗口粒子速度与垂直方向的夹角在 2.77°～3.03°之间；

(3) 极曲线理论计算结果与 LS-DYNA 仿真结果相近，但存在一定差异，原因在于极曲线理论未考虑爆轰产物稀疏波对传入 LiF 窗口的冲击波的影响。

参考文献:

[1] VANDERSALL K S, TARVER C M, GARCIA F, et al. Shock initiation experiments on PBX9501 explosive at 150 ℃ for ignition and growth modeling[J]. AIP Conference Proceedings, 2006,845(1):1127-1130.

[2] SEITZ W L, STACY H L, ENGELKE R, et al. Detonation reaction zone structure of PBX9502[C]//Proceedings of the Ninth Symposium (International) on Detonation. Portland, Orgegen, 1989:113291.

[3] 张涛,谷岩,赵继波,等.新型高能钝感炸药 JBO-9X 在较高冲击压力下冲击起爆过程的实验研究[J].火炸药学报,2016,39(1):28-33.
ZHANG Tao, GU Yan, ZHAO Jibo, et al. Experimental study on shock initiation process of a new insensitive high explosive JBO-9X under high impact pressure[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2016,39(1):28-33.

[4] CAMPBELL A W, DAVIS W C, TRAVIS J R. Shock initiation of detonation in liquid explosives[J]. The Physics of Fluids, 1961,4(4):498-510.

[5] CHIDESTER S K, THOMPSON D G, VANDERSALL K S, et al. Shock initiation experiments on PBX 9501 explosive at pressures below 3 GPa with associated ignition and growth modeling[J]. AIP Conference Proceedings, 2007,955(1):903-906.

[6] GUSTAVSEN R L, SHEFFIELD S A, ALCON R R, et al. Embedded electromagnetic gauge measurements and modeling of shock initiation in the TATB based explosives LX-17 and PBX 9502[J]. AIP Conference Proceedings, 2002,620(1):1019-1022.

[7] BOUYER V, HEBERT P, DOUCET M, et al. Experimental measurements of the chemical reaction zone of TATB and HMX based explosives[J]. AIP Conference Proceedings, 2012,1426(1):209-212.

[8] ОРЛЕНКО Л П.爆炸物理学[M].孙承纬,译.北京:科学出版社,2011:88.

[9] TARVER C M, FORBES J W, GARCIA F, et al. Manganin gauge and reactive flow modeling study of the shock initiation of PBX 9501[J]. AIP Conference Proceedings, 2002,620(1):1043-1046.

[10] 张宝坪,张庆明,黄风雷.爆轰物理学[M].北京:兵器工业出版社,2001.

Shock wave property on interface of wedge explosive and LiF window

ZHANG Tao[1], GU Yan[1], ZHAO Jibo[1], LIU Yusheng[1], WU Xing[2]

(1. *Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang* 621999, *Sichuan, China*;
2. *Institute of System Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang* 621999, *Sichuan, China*)

Abstract: In this study we investigated the property of the shock wave propagating into the LiF window using the pole-curve method of two-dimensional unsteady flow theory and the hydrokinetical software LS-DYNA. The result derived from the pole-curve method shows that, when the one dimensional planar shock wave moves from the wedge-shaped explosive to the LiF window, the moving direction of the particles changes with the angle of about 3.3°, whereas the change angle actually obtained by the LS-DYNA simulation is 2.77°~3.03°. This disparity may be due to the fact that the rarefaction wave is ignored in the pole-curve method.

Keywords: LiF window; inclined shock wave; pole-curve method; wedge-shaped explosive

(责任编辑 王 影)