文章编号：1000-5773(2006)03-0270-07

大锥角罩聚能装药射流理论计算方法*

谭多望，孙承纬

（中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室，四川绵阳 621900）

摘要：运用平面爆轰驱动理论计算大锥角装药的药型罩加速过程，再结合射流分析理论，建立了大锥角聚能射流理论计算方法，并编制了射流分析程序 ASCC（Analytical Shaped Charge Code）。通过与实验、数值模拟计算结果的比较，说明该方法是可行的，可以有效地计算大锥角罩的射流参数。

关键词：聚能装药；射流；大锥角罩

中图分类号：O358 **文献标识码**：A

1 引 言

聚能装药的类型很多，根据药型罩形状划分，有小锥角罩、大锥角罩、喇叭罩、郁金香罩、半球罩等装药，其中锥角罩由于易于成型，装配方便，是常用的药型罩结构，在反坦克、反舰、钻地战斗部中得到了广泛应用。小锥角罩装药侵彻孔直径小、深度深，常用于攻击坦克、装甲车辆等坚固目标；大锥角罩装药侵彻孔直径大、深度相对较浅，常用于攻击舰船、混凝土等目标，或者用于多级战斗部的前级装药，为后级装药开辟侵彻通道，是目前国内外重点研究的内容之一[1-3]。本文作者在已发表的文章[4]中介绍了大锥角罩装药的 X 光实验研究结果，本文介绍大锥角罩装药的理论计算方法。

国内外对聚能射流的理论计算进行了大量的研究。Birkhoff 等人在 1948 年首次系统地阐述了射流形成的定常理论，Pugh、Eichelberger 和 Rostoker 等人对这种定常理论进行了改进，发展了称之为 PER 理论的非定常理论[5]。PER 理论被 Allison、Vitali 等人的实验证实是非常有效的，成为射流分析模型的基础[6]。PER 理论只适用于平面起爆的锥形或楔形罩，许多学者对其进行了扩展，增加了一些辅助方程，发展成适用于任意药型罩形状和任意起爆方式的一般射流分析理论[7]，并在实际应用中取得了较好的结果，但这些应用大多数是针对小锥角罩装药，针对大锥角罩装药的则很少[8-10]。

在射流分析理论中，独立方程式的数量超过了未知量的数量，需用实验测出其中一个参量，或者由爆轰驱动理论计算出压合速度或变形角，才能完整求解其余的参量。许多学者对压合速度或变形角进行了较深入的研究，提出了各种计算公式。由于问题的复杂性，至今还没有令人满意的爆轰驱动一般药型罩的理论，主要依靠实验数据或者数值模拟计算，结合射流形成理论进行研究[11]。但对于一些比较特殊的情形，应用爆轰驱动理论，可取得令人满意的计算结果。大锥角罩装药由于锥角较大，需采用环形起爆才能形成性能稳定的射流[12-13]。在环起爆的条件下，爆轰波阵面与大锥角罩基本平行，近似于平面爆轰驱动，因此，压合速度可采用平面爆轰驱动平板的理论进行计算。

本工作根据平面爆轰驱动平板理论和射流形成理论，编制了射流分析程序 ASCC（Analytical Shaped Charge Code）。通过与实验、数值模拟计算结果的比较，表明 ASCC 程序可以有效地计算大锥角罩的射流参数。

* **收稿日期**：2005-03-03；**修回日期**：2005-06-09

基金项目：国防科技重点实验室基金(51478030101ZW0101)

作者简介：谭多望（1967—），男，博士，研究员，主要从事爆炸力学研究. E-mail:dwtan@caep.ac.cn

2　射流分析理论

药型罩的压垮过程如图 1 所示。爆轰波速度为 D,沿罩面从 P 点运动到 Q 点时,最初在 P 点和 P' 点的罩微元被逐渐加速,并分别达到 J 点和 M 点,药型罩压垮轮廓线为 QMJ。爆轰波在 P 点的传播方向与 P 点处切线的夹角为 γ,P 点处药型罩微元的半锥角、变形角(或偏转角)、压合角和压合速度分别为 α、δ、β 和 v_c。以药型罩顶部中心为原点、半径方向为 r、轴向为 x 建立坐标系(r,z)。

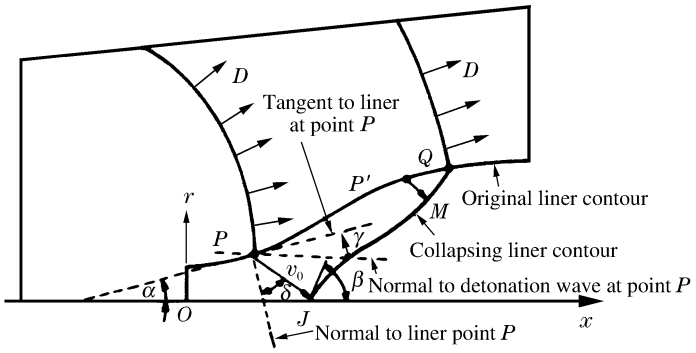


图 1　药型罩压垮过程

Fig. 1　Charge geometry and collapse

2.1　变形角

变形角 δ 由 Taylor 关系式求解

$$\sin\delta = v_c\cos\gamma/2D \tag{1}$$

2.2　压合速度

压合速度由平面爆轰驱动平板理论计算。设药型罩微元质量为 m,所对应的装药质量和长度分别为 m_e 和 l_e,以装药爆轰波到达药型罩微元为零时,当装药多方指数 $k=3$ 时,根据平面 Taylor 波理论,药型罩微元速度 v 与时间 t 的关系为

$$v = D\left(1+\frac{\theta-1}{\eta\theta}-\frac{l_e}{D}\,\frac{\theta}{t+l_e/D}\right) \tag{2}$$

$$\eta=\frac{16}{27}\,\frac{m_e}{m},\quad \theta=\left(1+2\eta-\frac{l_e}{D}\,\frac{2\eta}{t+l_e/D}\right)^{-1/2}$$

当 $k\neq 3$ 时,产物流动不再符合 Taylor 波,不能解析求解,但按(3)式的 Aziz 修正方法可得到满意的结果[14]。

$$v=\frac{4}{\sqrt{2(k^2-1)}}v^{k=3} \tag{3}$$

2.3　压合角

从药型罩压垮轮廓线求压合角 β,压合角 β 的正切实际上就是压垮轮廓线 QMJ 在轴线处的斜率。记 P'点的横坐标为 x,纵坐标为 $R(x)$。在 t 时刻,最初在 P'点的罩微元到达 M 点,M 点的坐标为

$$r = R(x) - l(x,t)\cos(\alpha+\delta) \tag{4}$$

$$z = x + l(x,t)\sin(\alpha+\delta) \tag{5}$$

式中:$l(x,t)$ 是 P'点处微元从 P'点运动到 M 点的距离。将(4)式和(5)式对 z 取偏导数,并注意到 $\frac{\partial}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\,\frac{\partial x}{\partial z}$,消去 $\frac{\partial x}{\partial z}$ 得

$$\tan\beta=\frac{\partial r}{\partial z}=\frac{R'-\dfrac{\partial l(x,t)}{\partial x}\cos A+l(x,t)A'\sin A}{1+\dfrac{\partial l(x,t)}{\partial x}\sin A+l(x,t)A'\cos A} \tag{6}$$

式中:"′"表示对 x 求偏导,$A=\alpha+\delta$。令(4)式中 $r=0$,得到微元碰撞时间 t_c,代入(6)式,得到计算压合角 β 的表达式

$$\tan\beta=\frac{R'-\dfrac{\partial l(x,t_c)}{\partial x}\cos A+RA'\tan A}{1+\dfrac{\partial l(x,t_c)}{\partial x}\sin A+RA'} \tag{7}$$

2.4 射流速度和质量

由流体力学理论,求射流微元速度 v_j 和质量 m_j,计算式为

$$v_j=v_c\csc(\beta/2)\cos(\alpha+\delta-\beta/2) \tag{8}$$

$$m_j=m\cdot\sin^2(\beta/2) \tag{9}$$

2.5 射流位置

建立如图 2 所示的坐标系,坐标原点在药型罩顶部中心,x 和 $R(x)$ 分别描述罩微元的轴向和径向初始位置,$\xi(x,t)$ 描述 x 处罩微元形成的射流在 t 时刻的位置,$\bar{z}(x)$ 描述 x 处罩微元到达轴线的位置。根据如图 1 所示的药型罩压垮过程,得到

$$\bar{z}(x)=x+R(x)\tan(\alpha+\delta) \tag{10}$$

$$\xi(x,t)=\bar{z}(x)+(t-t_c)v_j \qquad t\geqslant t_c \tag{11}$$

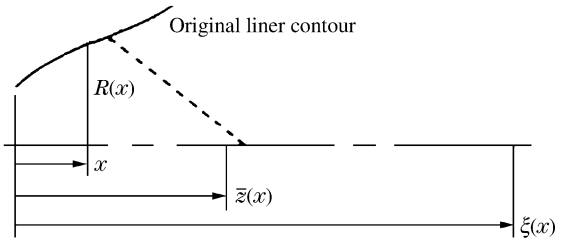


图 2 研究射流位置和直径的坐标

Fig. 2 Description of coordinates x, $\bar{z}$, ξ

2.6 射流直径

由(9)式,单位长度上射流质量为

$$\frac{\mathrm{d}m_j}{\mathrm{d}x}=\frac{2\pi\rho\varepsilon R}{\cos\alpha}\cdot\sin^2\frac{\beta}{2} \tag{12}$$

式中:ρ 是药型罩密度,ε 是药型罩厚度。

假设射流是不可压缩的流体,密度与药型罩相同,射流截面是圆形的,则射流微元质量也可表达为

$$\mathrm{d}m_j=\pi r_j^2\rho\,\mathrm{d}\xi$$

或者

$$\frac{\mathrm{d}m_j}{\mathrm{d}x}=\pi\rho r_j^2\left|\frac{\partial\xi}{\partial x}\right| \tag{13}$$

式中:r_j 是射流微元半径。联立(12)式和(13)式,得到射流微元半径表达式

$$r_j=\sin\frac{\beta}{2}\left(\frac{2R\varepsilon}{|\partial\xi/\partial x|\cos\alpha}\right)^{1/2} \tag{14}$$

3 计算结果及分析

3.1 计算流程

根据上述的射流形成理论以及平面爆轰驱动理论,编制了射流分析程序 ASCC,计算流程见图 3。

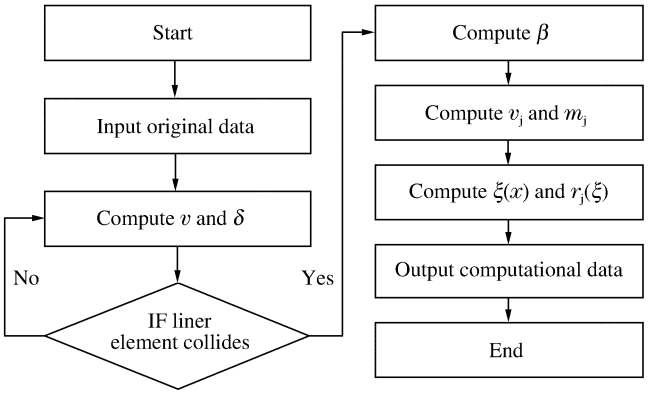


图 3 ASCC 程序计算流程

Fig. 3 Flow chart of ASCC

3.2 实验装置及测量方法

实验装置由主装药、药形罩、壳体、环形起爆器、雷管等组成,如图 4 所示。壳体材料为 LY12Al,壁厚 3 mm,主装药为 RHT-901(RDX/TNT = 60/40),密度为 1.714 g/cm^3,多方指数 $k=2.7$,爆速 $D=7.98$ km/s。药形罩为紫铜,在环形起爆器上,沿∅90mm的圆周上均匀布置32个起

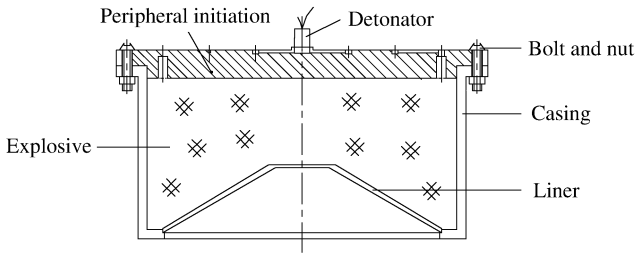


图 4　实验装置示意图

Fig. 4　Configuration of shaped charge with wide cone angle

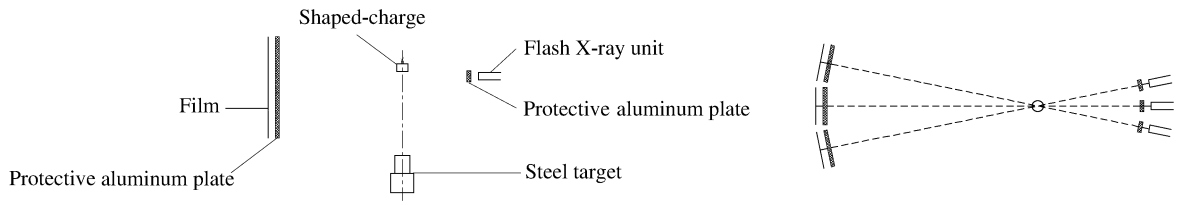
爆点,产生环形爆轰波,共设计了两种实验装置,主要设计参数见表 1。

用闪光 X 射线摄影法观察射流的形成过程,测量射流和杵体速度、直径等参数,实验布局见图 5。在射流形成和运动过程中,3 台闪光 X 射线机分别在不同时刻进行照相,通过对获得的图像进行数据处理,确定射流参数。

表 1　实验装置参数

Table 1　Parameters of shaped charges

Model No.	Mass of explosive /(g)	Liner			Casing	
		Outer cone angle /(°)	Inner cone angle /(°)	Height /(mm)	Diameter /(mm)	Height /(mm)
Model Ⅰ	769.9	118	120	22.0	106	57
Model Ⅱ	513.9	94	99	33.0	106	72



(a) Side view　　(b) Planform

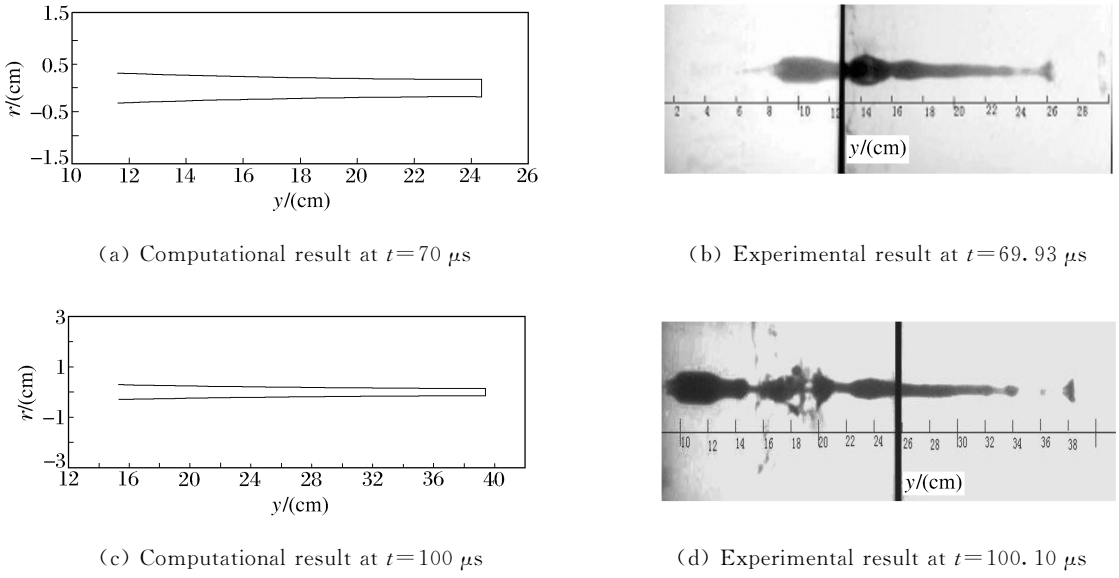
图 5　X 光实验布局

Fig. 5　Test set-up for studying shaped charge jets by means of X-ray flash radiographs

3.3　计算结果与实验、数值模拟结果的比较

ASCC 程序对模型Ⅰ、模型Ⅱ的计算结果及其与实验的比较见图 6 和图 7,图中纵坐标 r 是射流直径,横坐标 y 是飞行距离(以药型罩底面为零),部分 X 光图像中有间隙,这是因为 X 光底片由多张拼接而成。从图中可看出,计算的射流总体形状、飞行距离与实验结果符合,但直径变化比实验均匀,这主要是由于计算是在理想条件下进行的;而在实验中,存在加工装配的偏差、装药的不均匀性、以多点代替环起爆、测量的不确定度、从罩顶部泄漏的爆轰产物的干扰等方面的因素,导致射流直径变化有一定的起伏。计算发现,模型Ⅰ的射流头部没有质量“聚集”,模型Ⅱ的射流有轻微的质量“聚集”。这是因为模型Ⅰ的锥角较大,截顶后,罩顶部微元至轴线的距离较长,微元得到了充分加速,没有产生反向速度梯度的现象(见图 8(a));模型Ⅱ的锥角相对较小,罩顶部微元没有得到充分加速,产生轻微的反向速度梯度的现象(见图 8(b)),导致了射流质量的“聚集”,直径增大,形成射流头部。

ASCC 程序计算的射流头部速度、直径与实验的比较见表 2,表中射流头部速度实验值是平均结果,转化率是指速度大于 1.5 km/s 的射流质量与药型罩总质量之比。模型Ⅱ射流头部速度偏高,是因为模型Ⅱ的锥角相对较小,爆轰波阵面与药型罩之间有一定的夹角,以平面爆轰驱动计算,罩微元速度偏高,导致射流速度偏高。

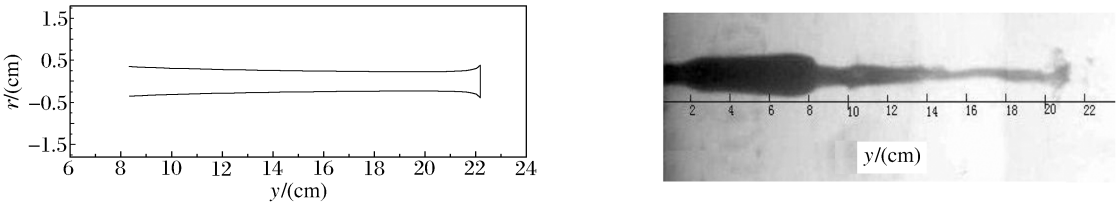


(a) Computational result at $t=70$ μs (b) Experimental result at $t=69.93$ μs

(c) Computational result at $t=100$ μs (d) Experimental result at $t=100.10$ μs

图 6 ASCC 程序模型Ⅰ计算结果与实验的比较

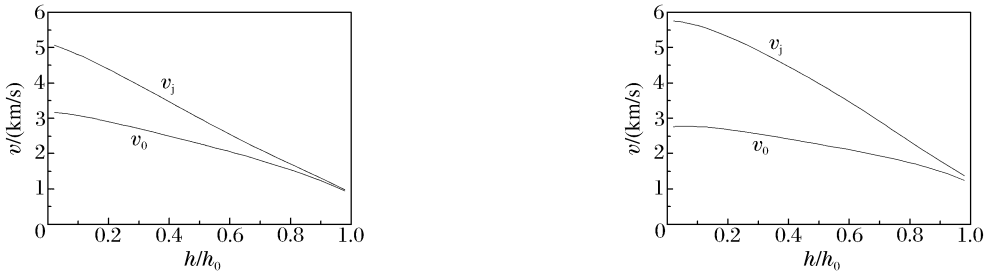
Fig. 6 The comparison between computation and experiment of Model Ⅰ



(a) Computational result (b) Experimental result

图 7 ASCC 程序模型Ⅱ计算结果与实验结果的比较($t=60.37$ μs)

Fig. 7 The comparison between computation and experiment of Model Ⅱ at $t=60.37$ μs



(a) Model Ⅰ (b) Model Ⅱ

图 8 药型罩微元压合速度和射流微元速度

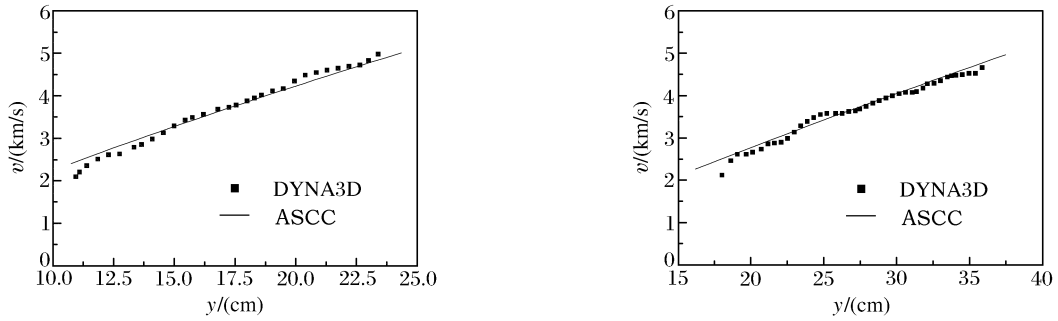
Fig. 8 The collapse velocity of liner element and the velocity of jet element

表 2 ASCC 计算结果与实验的比较

Table 2 The comparison between computation and experiment

Model No.	Velocity of jet tip/(km/s)			Time /(μs)	Diameter/(mm)		Ratio of jet mass to liner mass/(%)
	Experiment	Computation	Deviation /(%)		Experiment	Computation	
Ⅰ	4.90	5.07	3.5	100.10	2.9～7.6	3.0～5.9	51
Ⅱ	5.23	5.61	7.3	60.37	3.9～7.8	4.6～7.0	37

ASCC 程序可以用于计算射流速度分布,由于缺乏相应的实验结果,DYNA3D 较好地模拟了模型Ⅰ射流的形成过程,我们将 ASCC 计算的射流速度分布与数值模拟结果进行了比较(见图 9),两者符合较好。



(a) $t=69.93\ \mu s$　　(b) $t=87\ \mu s$

图 9　模型Ⅰ射流速度分布

Fig. 9　Jet velocity of Model Ⅰ

从上述比较可看出,计算的射流总体形状、飞行距离、头部速度、速度分布、直径均与实验或者数值模拟结果符合,说明 ASCC 程序用于计算大锥角罩射流是可行的。

4　结　语

通过与实验、数值模拟结果比较,表明:运用平面爆轰驱动理论计算大锥角装药的药型罩加速过程,再结合射流分析理论,可以有效地计算大锥角罩的射流参数,为大锥角罩装药的设计提供了选择。

References:

[1] Murphy M J, Kuklo R M. Fundamentals of Shaped Charge Penetration in Concrete [R]. UCRL-JC-133126, 1999.

[2] Christianson K L, Roth J R. Development of an Enhanced Warhead for the Penetration Augmented Munition [A]// Proceedings of the 41st Annual Bomb & Warhead Technical Meeting [C]. San Diego, CA: Naval Ocean Systems Center, 1991.

[3] Mattsson K, Church J. Development of the K-Charge, a Short L/D Shaped Charge [A]//18th International Symposium on Ballistics[C]. Lancaster, Pennsylvania: Technomic Publishing Company, Inc, 1999: 528-534.

[4] Tan D W, Sun Ch W, Zhao J B, et al. Experimental Investigation of Shaped Charge with Large Cone Angle [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2003, 17(3): 204-208. (in Chinese)
谭多望,孙承纬,赵继波,等. 大锥角聚能射流实验研究 [J]. 高压物理学报, 2003, 17(3): 204-208.

[5] Pugh E M, Eichelberger R J, Rostoker N. Theory of Jet Formation by Charges with Lined Conical Cavities [J]. J Appl Phys, 1952, 23(5): 532-536.

[6] Allison R E, Vitali R. An Application of the Jet Formation Theory to a 105 mm Shaped Charge [R]. BRL-1165, 1962.

[7] Chou P C, Flis W J. Recent Development in Shaped Charge Technology [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1986, 11(4): 99-114.

[8] 黄国光. 破甲射流计算法 [A]//破甲文集(第四期) [C]. 西安:中国兵器工业第 203 研究所, 1984: 101-117.

[9] 聚能装药的契甲威力计算 [A]//破甲文集(第四期) [C]. 西安:中国兵器工业第 203 研究所, 1984: 118-126.

[10] Harrison J T. Improved Analytical Shaped Charge Code: BASC [R]. AD-A100 275, 1981.

[11] Sun Ch W, Wei Y Zh, Zhou Zh K. Applied Detonation Physics [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000: 627-634. (in Chinese)
孙承纬,卫玉章,周之奎. 应用爆轰物理 [M]. 北京:国防工业出版社, 2000: 627-634.

[12] Kennedy D R. History of the Shaped Charge Effect(The First 100 Years) [R]. AD-A220095,1990.
[13] Murphy M J. Shaped Charge Penetration in Concrete:A Unified Approach [R]. UCRL-53393,1983.
[14] Aziz A K,Hurwits H,Sternberg H M. Energy Transfer to a Rigid Piston under Detonation Loading[J]. Phys Fluids,1961,4(3):380.

Analytical Model for Jet Formation in Shaped Charge with Wide Cone Angle

TAN Duo-Wang,SUN Cheng-Wei

(*Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics,CAEP,Mianyang* 621900,*China*)

Abstract:An analytical model for liner collapse and jet formation in shaped charge with wide cone angle is described. The basis of this model is planar detonation driving theory and PER jet formation theory. Based on this model an analytic shaped charge code(ASCC) is programmed and then used to calculated jet velocity gradient and diameter versus time for shaped charge with wide cone angle. Good agreement has been found between the experimental and the numerical results.

Key words:shaped charge;shaped charge jet;liner wide cone angle