文章编号：1000-5773(2011)04-0333-06

冲击波影响下的聚能射流侵彻扩孔方程*

肖强强，黄正祥，顾晓辉

（南京理工大学机械工程学院，江苏南京 210094）

摘要：当聚能射流侵彻速度大于靶板声速时，由于冲击波的产生导致波阵面后材料的状态参数发生改变，影响聚能射流的侵彻扩孔过程，致使波阵面前后不能直接应用伯努利方程求解。在考虑侵彻过程中冲击波影响的基础上，对射流轴向侵彻和径向扩孔的力学特性进行了分析，并对冲击波的传播和衰减进行了假设，着重探讨侵彻速度大于靶板声速时冲击波的影响。针对侵彻速度大于和小于靶板声速两种情况，建立了相应的侵彻模型，提出了一个新的聚能射流侵彻扩孔方程。将该方程与 Szendrei-Held 模型进行了比较，结果表明，新模型更符合 Held 等人的实验数据，冲击波对轴向侵彻的影响远小于对径向扩孔的影响。

关键词：聚能射流；侵彻扩孔；冲击动力学；冲击波

中图分类号：O383；O385 **文献标识码**：A

1 引 言

1984 年，Szendrei 针对径向扩孔过程提出了一个解析方程[1]。1995 年，Held 等人[2-3]在其主要假设和物理思想的基础上，对该方程进行了修正，并利用剖面干涉条纹技术首次对射流侵彻水的扩孔过程进行了实验测量，通过对扩孔孔径与时间变化关系的研究，证明了 Szendrei-Held 扩孔方程的的主要假设和物理基础是合理的，只是计算结果与实验数据存在较大差异[2]。1996 年，Held 等人[3]通过拟合实验数据，对侵彻阻抗为不同水深压力时的扩孔曲线进行了研究，对 10 m 深水压时不同射流直径的扩孔曲线进行了分析，结果表明当射流直径为 0.5 mm 时拟合结果与实验结果比较一致。但是，实验中的实际水深只有 0.1 m，与拟合值 10 m 相差了 100 倍。Held 等人[2-3]在研究射流侵彻扩孔过程时考虑了射流侵彻过程中冲击波的产生和传播作用，并且对冲击波传播过程中锥顶角、相速度与侵彻速度和水中声速之间的关系进行了分析，但是他们却忽略了侵彻和扩孔过程中冲击波的影响。

本研究在 Szendrei-Held 扩孔方程的基础上，着重探讨侵彻速度大于介质声速时，介质中产生的冲击波对波阵面后介质压力、速度及密度的影响，以及由此导致的射流侵彻速度和扩孔孔径的改变。

2 冲击波影响下的聚能射流侵彻过程

超高速射流侵彻靶板时，若侵彻速度大于材料声速，则靶板内部会形成冲击波，由于后续来流不断为冲击波提供能量补充，因此在距离侵彻界面一定距离内将形成冲击波影响区。冲击波沿径向传播时，随着传播距离的增加，冲击波强度不断衰减，直至减小到不能破坏靶板的程度。

根据上述分析，考虑冲击波对射流侵彻和扩孔过程的影响，作如下假设：(1) 初始扩孔的径向压力与轴向压力相等；(2) 轴向侵彻速度大于材料声速时，会产生冲击波；(3) 冲击波波阵面满足 Hugoniot

* **收稿日期**：2010-04-06；**修回日期**：2010-06-30

作者简介：肖强强(1985－)，男，博士研究生，主要从事高效毁伤和终点效应研究. E-mail：xqq_wawj@hotmail.com

通讯作者：黄正祥(1967－)，男，博士，教授，主要从事弹药战斗部工程设计及弹丸终点效应研究.
E-mail：huangyu@mail.njust.edu.cn

跳跃条件,波阵面后的材料密度瞬时锁定;(4)冲击波的轴向速度等于射流的轴向侵彻速度,侵彻过程中冲击波影响区内的材料参数满足伯努利方程;(5)径向压力和冲击波强度随着扩孔半径的增加而减小,且与扩孔面积的乘积为常数;(6)径向压力用于抵抗靶板强度和冲击波强度,径向压力等于靶板强度与冲击波强度之和时,扩孔速度为零,扩孔结束。

当射流侵彻速度大于材料声速时,在侵彻界面处,由于靶板材料受到扰动的速度超过材料中扰动的传播速度,因此会在侵彻界面前形成冲击波。随后,冲击波沿着介质的轴向和径向传播,如图 1 所示。在波阵面和侵彻界面之间的冲击波影响区内,材料的状态参数与冲击波强度有关,随着冲击波沿径向的不断传播,距离侵彻轴线不同半径位置处的材料状态也会不同。

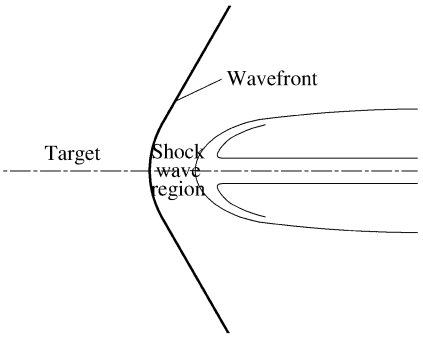


图 1 冲击波的形成和传播示意图

Fig. 1 Schematic diagram of shock wave formation and propagation

在冲击波波阵面上应用 Hugoniot 跳跃条件

$$\rho_1(u_1-u_s)=\rho_2(u_2-u_s) \tag{1}$$

$$p_1+\rho_1u_1(u_1-u_s)=p_2+\rho_2u_2(u_2-u_s) \tag{2}$$

式中:p_1、p_2、ρ_1、ρ_2、u_1、u_2 分别为波阵面前、后的靶板应力、材料密度和质点速度,u_s 为侵彻轴线处冲击波的传播速度。

冲击波波阵面前的靶板应力应等于材料的强度 R_t,即 $p_1=R_t$。由于冲击波阵面前的靶板材料受到的扰动远小于冲击波阵面后的靶板材料,因此可得到 $\rho_1=\rho_t$,$u_1=0$,其中 ρ_t 为靶板材料的初始密度。

靶板的冲击波速度和质点速度可用如下关系描述[4-6]

$$u_s=c_0+\lambda u_2 \tag{3}$$

式中:c_0 为零压时的靶板声速,λ 为常数。

根据假设(4),要使侵彻过程处于稳定状态,必须有

$$u_s=u \tag{4}$$

式中:u 为射流的侵彻速度。

(1)式~(4)式组成了一个封闭方程组。由该方程组可以得到波阵面后的靶板密度、压力及质点速度,即

$$\rho_2=\rho_t\frac{\lambda u}{(\lambda-1)u+c_0} \tag{5}$$

$$p_2=R_t+\frac{1}{\lambda}\rho_t u(u-c_0) \tag{6}$$

$$u_2=\frac{u-c_0}{\lambda} \tag{7}$$

假设(3)中,冲击波后的材料密度瞬时锁定,即冲击波波阵面后的靶板密度为 ρ_2,由伯努利方程得

$$\frac{1}{2}\rho_j(u_j-u)^2=\frac{1}{2}\rho_2(u-u_2)^2+p_2 \tag{8}$$

式中:ρ_j 为射流密度,u_j 为着靶速度。

由(5)式~(8)式可得射流的侵彻方程为

$$\frac{1}{2}\rho_j(u_j-u)^2=\frac{1}{2}\rho_t u^2+\frac{1}{2\lambda}\rho_t u(u-c_0)+R_t \tag{9}$$

(9)式中等号右边的第 2 项是与冲击波强度有关的变量,令

$$p_{s0}=\frac{1}{\lambda}\rho_t u(u-c_0) \tag{10}$$

p_{s0}即为波阵面的初始强度。由(9)式可得冲击波作用下的射流侵彻速度为

$$u=\frac{(2\lambda\rho_j u_j-\rho_t c_0)-\{4\lambda\rho_j\rho_t u_j[(1+\lambda)u_j-c_0]+8\lambda R_t[\lambda\rho_j-(1+\lambda)\rho_t]+\rho_t^2 c_0^2\}^{1/2}}{\lambda\rho_j-(1+\lambda)\rho_t} \tag{11}$$

随着侵彻速度的降低，冲击波强度也逐渐降低。当 $u=c_0$ 时，射流速度为

$$u_j=c_0+\left(\frac{\rho_t c_0^2}{\rho_j}+\frac{2R_t}{\rho_j}\right)^{1/2} \tag{12}$$

当(10)式的值降为零时，侵彻方程退化为 A-T 方程，即

$$\frac{1}{2}\rho_j(u_j-u)^2=\frac{1}{2}\rho_t u^2+R_t \tag{13}$$

此时射流的侵彻速度为

$$u=\frac{u_j-\left[\frac{\rho_t}{\rho_j}u_j^2+\left(1-\frac{\rho_t}{\rho_j}\right)\frac{2R_t}{\rho_j}\right]^{1/2}}{1-\frac{\rho_t}{\rho_j}} \tag{14}$$

因此，射流的侵彻速度可用如下关系式表示

$$u=\begin{cases}\{(2\lambda\rho_j u_j-\rho_t c_0)-\{4\lambda\rho_j\rho_t u_j[(1+\lambda)u_j-c_0]+ \\ \quad 8\lambda R_t[\lambda\rho_j-(1+\lambda)\rho_t]+\rho_t^2 c_0^2\}^{1/2}\}[\lambda\rho_j-(1+\lambda)\rho_t]^{-1} & u_j>c_0+\left(\frac{\rho_t c_0^2}{\rho_j}+\frac{2R_t}{\rho_j}\right)^{1/2} \\ \left\{u_j-\left[\frac{\rho_t}{\rho_j}u_j^2+\left(1-\frac{\rho_t}{\rho_j}\right)\frac{2R_t}{\rho_j}\right]^{1/2}\right\}\left(1-\frac{\rho_t}{\rho_j}\right)^{-1} & u_j\leqslant c_0+\left(\frac{\rho_t c_0^2}{\rho_j}+\frac{2R_t}{\rho_j}\right)^{1/2}\end{cases} \tag{15}$$

设射流虚拟源点到靶板的距离为 Z_0，射流头部速度为 u_{j0}，则射流着靶时刻 t_0 为

$$t_0=Z_0/u_{j0} \tag{16}$$

将射流划分为有限个微元，第 i 段微元的速度、长度、侵彻速度、侵彻时间和侵彻深度分别为 u_{ji}、l_i、u_i、t_i 和 P_i，其中 u_{ji} 和 u_i 的关系可用(15)式表示，则微元 i 在侵彻过程中有如下关系

$$\begin{cases}t_i=\dfrac{l_i}{u_{ji}-u_i} \\ P_i=u_i t_i\end{cases} \tag{17}$$

由(17)式可知，连续射流侵彻时第 $i+1$ 段微元着靶时的速度为

$$u_{ji+1}=\frac{Z_0+\sum_1^i P_i}{t_0+\sum_1^i t_i} \tag{18}$$

根据上述分析，对于连续射流侵彻，若已知射流的虚拟源点位置 Z_0 及射流头部速度 u_{j0}，便可以得到侵彻深度为 P 时射流的着靶速度 u_j 及射流的侵彻速度 u。

3　冲击波影响下的径向扩孔方程

根据假设，扩孔开始时孔壁的初始压力等于轴向压力，因此可以得到

$$p_0=\frac{1}{2}\rho_j(u_j-u)^2 \tag{19}$$

式中：p_0 为初始扩孔压力。

由伯努利方程可知，在扩孔过程中，不同孔径处的滞止压力应为孔壁处的动压和静压之和，其中静压为波阵面后材料的应力，则滞止压力为

$$p=\frac{1}{2}\rho_t u_c^2+p_s(r)+R_t \tag{20}$$

式中：u_c 和 $p_s(r)$分别为孔径为 r 时的扩孔速度和冲击波强度。根据假设(5)有

$$p_s(r) = \frac{r_j^2}{r^2} p_{s0} \tag{21}$$

并且，径向压力与初始扩孔压力的关系为[2-3]

$$p = \frac{r_j^2}{r^2} p_0 \tag{22}$$

式中：r_j 为射流半径。

由(10)式、(19)式～(22)式可得

$$\frac{1}{2}\rho_t u_c^2 + \frac{r_j^2}{\lambda r^2}\rho_t u(u - c_0) + R_t = \frac{r_j^2}{2r^2}\rho_j (u_j - u)^2 \tag{23}$$

整理后可以得到不同孔径处的扩孔速度为

$$u_c = \left(\frac{A - C}{r^2} - B\right)^{1/2} \tag{24}$$

式中：$A = \rho_j (u_j - u)^2 r_j^2 / \rho_t$，$B = 2R_t / \rho_t$，$C = 2u(u - c_0) r_j^2 / \lambda$。

从(24)式可以看出，扩孔速度 u_c 随着扩孔孔径的增加而降低，当 u_c 降低至零时，射流的侵彻孔径达到最大值 r_m，因此有

$$\left(\frac{A - C}{r_m^2} - B\right)^{1/2} = 0 \tag{25}$$

则最大孔径为

$$r_m = \left(\frac{A - C}{B}\right)^{1/2} \tag{26}$$

扩孔孔径与时间的变化关系可用如下微分方程表示

$$\mathrm{d}r = u_c \mathrm{d}t \tag{27}$$

将(24)式代入(27)式，分离变量后可得

$$\left(\frac{A - C}{r^2} - B\right)^{-1/2} \mathrm{d}r = \mathrm{d}t \tag{28}$$

初始时刻的孔径大小等于射流半径 r_j，对(28)式进行积分，可得

$$t = \left[\left(\frac{A - C}{B} - r_j^2\right)^{1/2} - \left(\frac{A - C}{B} - r^2\right)^{1/2}\right] B^{-1/2} \tag{29}$$

当扩孔孔径达到最大，即 $r = r_m$ 时，扩孔结束，总的扩孔时间为

$$t_f = \left(\frac{A - C}{B} - r_j^2\right)^{1/2} B^{-1/2} \tag{30}$$

对(29)式进行变换，可以得到扩孔孔径与时间的变化关系为

$$r = \left\{\frac{A - C}{B} - \left[\left(\frac{A - C}{B} - r_j^2\right)^{1/2} - tB^{1/2}\right]^2\right\}^{1/2} \tag{31}$$

(31)式中的 A 和 B 均与 Szendrei-Held 扩孔方程相同。不同的是，(31)式增加了一个 C。该项与冲击波有关，因此当侵彻速度 u 大于靶板声速 c_0 时，冲击波在靶板中传播将导致波阵面后的材料状态发生改变，相应地，扩孔过程也将发生变化。

当侵彻速度 u 小于靶板声速 c_0 时，冲击波会转变为声波，扩孔过程不再受冲击波的影响，扩孔方程转变为

$$r = \left\{\frac{A}{B} - \left[\left(\frac{A}{B} - r_j^2\right)^{1/2} - tB^{1/2}\right]^2\right\}^{1/2} \tag{32}$$

此式即为 Szendrei-Held 扩孔方程。

综合以上计算，扩孔过程可按射流速度的不同分为两个阶段，各阶段的扩孔方程为

$$r = \begin{cases} \left\{\dfrac{A - C}{B} - \left[\left(\dfrac{A - C}{B} - r_j^2\right)^{1/2} - tB^{1/2}\right]^2\right\}^{1/2} & u_j > c_0 + \left(\dfrac{\rho_t c_0^2}{\rho_j} + \dfrac{2R_t}{\rho_j}\right)^{1/2} \\ \left\{\dfrac{A}{B} - \left[\left(\dfrac{A}{B} - r_j^2\right)^{1/2} - tB^{1/2}\right]^2\right\}^{1/2} & u_j \leqslant c_0 + \left(\dfrac{\rho_t c_0^2}{\rho_j} + \dfrac{2R_t}{\rho_j}\right)^{1/2} \end{cases} \tag{33}$$

4　验证与分析

利用 Held 等人[3]对射流侵彻水的扩孔过程的实验结果，验证本研究模型的准确性。实验中，聚能装药虚拟源距靶板的距离 $Z_0=127$ mm，铜质射流的头部速度 $u_{j0}=7.9$ km/s，密度 $\rho_j=8.93$ g/cm^3，水的密度 $\rho_t=1.00$ g/cm^3，状态参数 $c_0=1.65$ km/s、$\lambda=1.92$[4]，水深 100 mm，因此水的侵彻阻抗 $R_t=1.0$ kPa。

通过计算，射流的侵彻深度为 75 mm 时，射流速度 $u_j=6.6$ km/s，侵彻速度 $u=4.76$ km/s。表 1 列出了 Szendrei-Held 扩孔方程和本模型的计算结果。通过比较可以看出：两种模型的计算结果存在明显差别，在考虑冲击波影响的情况下，射流的侵彻速度、最大扩孔孔径及扩孔时间均有所减小，而且冲击波对轴向侵彻的影响远小于对径向扩孔的影响。

扩孔孔径随时间变化的关系如图 2 所示。由图 2 可知，新扩孔方程的计算结果与实验数据吻合较好，说明冲击波对扩孔过程有着明显的影响。

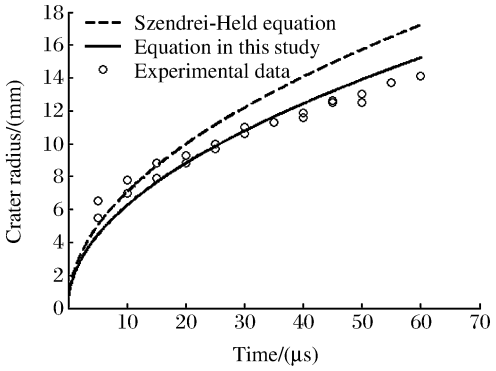


图 2　扩孔孔径与时间的变化关系

Fig. 2　Relationship of crater radius and time

表 1　两种计算模型的结果比较

Table 1　Comparison of the results calculated by two models

Equation	u_j/(km/s)	u/(km/s)	r_j/(mm)	Water depth/(mm)	R_t/(kPa)
Szendrei-Held equation	6.7	5.0	0.5	100	1.0
Equation in this study	6.6	4.76	0.5	100	1.0
Equation	A/(m^4/s^2)	B/(m^2/s^2)	C/(m^4/s^2)	r_m/(mm)	t_f/(μs)
Szendrei-Held equation	6.295	2		1774	1254490
Equation in this paper	7.558	2	3.855	1361	962200

5　结　论

在考虑冲击波对侵彻过程影响的基础上，分别对侵彻速度大于和小于材料声速两种情况下，射流轴向侵彻和径向扩孔的力学特性进行分析，提出了一个新的聚能射流侵彻扩孔方程。侵彻速度大于材料声速时，由于冲击波的影响，波阵面后材料的压力、密度及质点速度都发生了变化，不能直接使用伯努利方程，在假定波阵面后材料密度瞬时锁定的情况下，可针对波阵面后的靶板材料应用伯努利方程，同时考虑不同孔径时冲击波强度的变化；侵彻速度小于材料声速时，射流的侵彻和扩孔过程满足 A-T 方程和 Szendrei-Held 扩孔方程，计算结果表明，冲击波对轴向侵彻的影响远小于对径向扩孔的影响。与实验数据进行比较时发现，在对聚能射流侵彻水介质进行分析时，新扩孔方程更符合扩孔孔径随时间的变化关系。

新扩孔方程是否适合描述聚能射流对金属及混凝土材料的侵彻扩孔过程，尚需进一步的研究分析。

References：

[1]　Szendrei T. Analytical Model of Crater Formation by Jet Impact and Its Application to Calculation of Penetration Curves and Hole Profiles [A]//Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics [C]. Hague, Netherlands, 1983: 575-583.

[2] Held M. Verification of the Equation for Radial Crater Growth by Shaped Charge Jet Penetration [J]. Int J Impact Eng, 1995, 17(1-3): 387-398.

[3] Held M, Huang N S, Jiang D, et al. Determination of the Crater Radius as a Function of Time of a Shaped Charge Jet That Penetrates Water [J]. Propell Explos Pyrot, 1996, 21(2): 64-69.

[4] Held M, Kozhushko A A. Radial Crater Growing Process in Different Materials with Shaped Charge Jets [J]. Propell Explos Pyrot, 1999, 24(6): 339-342.

[5] Meyers M A. Dynamic Behavior of Materials [M]. Translated by Huang F L. Beijing: National Defence Industry Press, 2006: 79-82. (in Chinese)
Meyers M A. 材料的动力学行为 [M]. 黄风雷, 译. 北京: 国防工业出版社, 2006: 79-82.

[6] Grady D. Shock Equation of State Properties of Concrete [A]//The 4th International Conference on Structures under Shock and Impact [C]. Udine, Italy, 1996.

Equation of Penetration and Crater Growth by Shaped Charge Jet under the Influence of Shock Wave

XIAO Qiang-Qiang, HUANG Zheng-Xiang, GU Xiao-Hui

(*School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*)

Abstract: When the penetration velocity is greater than the sound speed, a shock wave will be formed which leads the state parameters of the material change after shock wave front. As the shock wave affects the process of jet penetration and crater growth, Bernoulli equation can not be used directly across shock wave front. On the basis of considering the influence of shock wave during jet penetration, the mechanical properties of axial penetration and radial crater growth are analyzed in the process of shaped charge jet penetration, and the propagation and strength degradation of shock wave are assumed. The penetration model is established for the two cases of the penetration velocities greater or less than the sound speed of target respectively and a new equation of shaped charge jet penetration and radial crater growth is proposed. Compared with Szendrei-Held model, the results show that this model is more suitable for the experimental data of Held *et al*. Moreover, the influence of shock wave on axial penetration is much smaller than that on the radial crater growth.

Key words: shaped charge jet; penetration and crater growth; impact dynamics; shock wave