

# 基于统一强度理论的高速钨杆弹体 侵彻陶瓷靶研究<sup>\*</sup>

王延斌<sup>1,2</sup>, 朱轶韵<sup>3</sup>, 俞茂宏<sup>1</sup>, 魏雪英<sup>4</sup>

(1. 西安交通大学建筑与力学学院, 陕西 西安 710049;

2. 西北电力试验研究所, 陕西 西安 710054;

3. 西安理工大学水利水电学院, 陕西 西安 710048;

4. 长安大学建筑工程学院, 陕西 西安 710054)

摘要: 将陶瓷靶高速冲击下的响应分为空腔、破碎、径向裂纹、弹性和未扰动等五个响应区, 针对破碎区的特点, 提出了基于统一强度理论的统一压剪准则。利用静态空腔膨胀理论求出了空腔膨胀压力, 即 A-T 模型中的靶体阻力  $R_t$ , 求出了钨杆弹高速撞击陶瓷靶时的侵彻深度, 分析了强度参数  $b$  和压剪系数  $\beta$  对靶体阻力和侵彻深度的影响, 并与试验结果及其他研究者的结果进行了比较。通过  $b$ 、 $\beta$  的变化, 本文中的成果可用于各种脆性材料的侵彻分析。

关键词: 固体力学; 统一压剪准则; 统一强度理论; 陶瓷; 靶体阻力; 侵彻深度

中图分类号: O348 国标学科代码: 130\*3530 文献标志码: A

## 1 引言

陶瓷材料的低密度和高抗压强度特性, 使它常被用作抗冲击防护材料, 但承受较大应力, 陶瓷材料会发生裂纹、断裂和破碎。研究这类材料的侵彻有重要的理论与现实意义。

A-T 射流模型是高速侵彻分析中应用较广的一种有效方法, 数学表达式是<sup>[1~3]</sup>

$$\rho_p(v - V)^2/2 + Y_p = \rho_t V^2/2 + R_t$$

式中:  $v$ ,  $V$  分别为碰撞和侵彻速度;  $\rho_p$ ,  $\rho_t$  分别为弹体和靶体材料密度;  $Y_p$ ,  $R_t$  分别为弹体和靶体材料强度参数, 其中求解  $R_t$  是解决问题的关键。

A. Tate<sup>[1~2]</sup> 和 J. Sternberg<sup>[4]</sup> 讨论了靶材料强度参数的确定。M. J. Forrestal 等<sup>[5]</sup> 用静态球形空腔膨胀理论, 对弹性-裂纹-塑性、塑性-裂纹-弹性-塑性陶瓷靶响应作了分析, 求出了陶瓷靶强度参数。S. C. Wright 等<sup>[6]</sup> 分析了脆性复合材料强度参数。Y. Partom<sup>[7]</sup> 根据弹性-塑性响应模型求解了陶瓷靶材料强度参数。S. Satapathy 等<sup>[8~9]</sup> 及魏雪英等<sup>[10]</sup> 用静态空腔膨胀理论和弹性-裂纹-破碎的靶响应模型分析了脆性材料强度参数, 其中文献[10]还研究了侵彻深度。D. R. Curran 等<sup>[11]</sup> 基于细观力学, 考虑了脆性材料的断裂、损伤演化和破碎过程, 用有限元模拟了陶瓷厚靶高速冲击下的响应。V. V. Kartuzov 等<sup>[12]</sup> 基于动态空腔膨胀理论, 分析了饱和破碎-未饱和破碎-裂纹-弹性的靶体响应, 求出了陶瓷靶撞击点的总压力。S. Satapathy<sup>[13]</sup> 基于动态球形空腔膨胀理论和弹性-裂纹-破碎的靶响应模型分析了脆性材料冲击响应。S. Mastilovic 等<sup>[14~15]</sup> 基于动态柱形空腔膨胀理论分析了准脆性材料高速冲击下的响应。F. I. Race 等<sup>[16]</sup>、D. L. Orphal 等<sup>[17]</sup>、R. Subramanian 等<sup>[18]</sup> 做了许多脆性材料冲击试验。

本文中基于柱形空腔膨胀理论和弹性-裂纹-破碎材料响应模型, 针对破碎区的特点, 提出了基于统一强度理论的统一压剪准则, 分析了陶瓷靶阻力及钨杆弹侵彻陶瓷靶的深度, 并与其他研究者的试验进行了对比。

\* 收稿日期: 2003-06-12; 修回日期: 2004-07-23

作者简介: 王延斌(1967—), 男, 博士, 高级工程师。

## 2 统一强度理论<sup>[19~20]</sup>及统一压剪准则

1991 年俞茂宏提出了双剪统一强度理论, 定义为: 当作用于双剪单元体上的两个较大剪应力及其面上的正应力影响函数  $F$  达到某一极限值时, 材料开始发生破坏。其数学表达式为

$$F = \begin{cases} \tau_{13} + b \tau_{12} + \beta(\sigma_{13} + b \sigma_{12}) = C & \tau_{12} + \beta \tau_{12} \geq \tau_{23} + \beta \sigma_{23} \\ \tau_{13} + b \tau_{23} + \beta(\sigma_{13} + b \sigma_{23}) = C & \tau_{12} + \beta \tau_{12} < \tau_{23} + \beta \sigma_{23} \end{cases} \quad (2)$$

式中:  $b$  ( $0 \leq b \leq 1$ ) 为中间主剪应力作用系数,  $\beta$  为正应力对材料破坏的影响系数,  $C$  为材料的强度参数, 双剪应力  $\tau_{13}$ ,  $\tau_{12}$ ,  $\tau_{23}$  及其作用面上的正应力  $\sigma_{13}$ ,  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{23}$  分别为

$$\begin{cases} \tau_{13} = (\sigma_1 - \sigma_3)/2 & \sigma_{13} = (\sigma_1 + \sigma_3)/2 \\ \tau_{12} = (\sigma_1 - \sigma_2)/2 & \sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2 \\ \tau_{23} = (\sigma_2 - \sigma_3)/2 & \sigma_{23} = (\sigma_2 + \sigma_3)/2 \end{cases} \quad (3)$$

高速冲击下, 脆性材料发生破碎, 材料粘聚力为零, 没有围压的情况下, 不能承受剪力。根据这些特点, 有关文献提出了压剪模型  $\tau_{13} = \beta \sigma_m$  ( $\sigma_m = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ ), 用于高速弹体侵彻陶瓷靶研究<sup>[8, 10]</sup>, 但这一压剪模型没有考虑更多的应力状态, 为此, 本文中基于双剪的概念, 提出适于此类材料的统一压剪准则

$$\tau_{13} + b \tau_{12} = \beta(\sigma_{13} + b \sigma_{12}) \quad \tau_{12} + \beta \sigma_{12} \geq \tau_{23} + \beta \sigma_{23} \quad (4)$$

$$\tau_{13} + b \tau_{23} = \beta(\sigma_{13} + b \sigma_{23}) \quad \tau_{12} + \beta \sigma_{12} < \tau_{23} + \beta \sigma_{23} \quad (5)$$

式中:  $\beta$  为压剪系数, 以上以压为正, 且  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ 。轴对称情况下, 可设<sup>[21~22]</sup>

$$\sigma_2 = \sigma_3 + m(\sigma_1 - \sigma_3)/2 \quad (6)$$

式中:  $m$  为引入参数,  $0 \leq m \leq 2$ , 可根据试验和理论分析取值。这里  $m=1$ , 所以  $\sigma_2 = (\sigma_1 + \sigma_3)/2$ 。

由(3)式、(6)式可知,  $\tau_{12} + \beta \sigma_{12} \geq \tau_{23} + \beta \sigma_{23}$ , 所以将(3)式、(6)式代入(4)式可得

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \frac{4\beta(1+b)}{(2+b)(1+\beta)} \sigma_1$$

即

$$\sigma_r - \sigma_\theta = \frac{4\beta(1+b)}{(2+b)(1+\beta)} \sigma_r \quad (7)$$

式中:  $\sigma_r$  为轴向应力,  $\sigma_\theta$  为环向应力,  $\beta$  可通过试验确定。设  $A_1 = 4\beta(1+b)/((2+b)(1+\beta))$ , 则

$$\sigma_r - \sigma_\theta = A_1 \sigma_r \quad (8)$$

## 3 静态柱型空腔膨胀模型

设高速弹体侵彻作用下, 靶体材料中出现柱形空腔, 此时靶体材料的响应由内向外依次可分为空腔 ( $r \leq a_0$ )、与空腔壁相邻的破碎区 ( $a_0 \leq r \leq a$ )、裂纹区 ( $a \leq r \leq c$ )、弹性区 ( $c \leq r \leq R$ ) 和未扰动区 ( $r \geq R$ ) (见图 1)。

### 3.1 弹性区

由于柱形轴对称, 平衡方程为

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (9)$$

弹性区中应力位移关系如下

$$\sigma_r = - \frac{E}{(1-2\mu)(1+\mu)} \left[ (1-\mu) \frac{\partial u}{\partial r} + \mu \frac{u}{r} \right] \quad (10)$$

$$\sigma_\theta = - \frac{E}{(1-2\mu)(1+\mu)} \left[ \mu \frac{\partial u}{\partial r} + (1-\mu) \frac{u}{r} \right] \quad (11)$$

式中:  $E$ ,  $\mu$  分别为材料的弹性模量和泊松比;  $u$  为径向位移。将(10)式和(11)式代入平衡方程得

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} = 0 \quad (12)$$

求解上式得  $u = C_1 r + C_2/r$ ,  $C_1, C_2$  为积分常数, 可由边界条件  $\sigma_r|_{r=R} = 0$ ,  $\sigma_\theta|_{r=c} = -\sigma_t$  ( $\sigma_t$  为材料的单轴抗拉强度) 求出

$$C_1 = \frac{\sigma_t c^2 (1-2\mu)(1+\mu)}{E(c^2+R^2)}, \quad C_2 = \frac{\sigma_t c^2 R^2 (1+\mu)}{E(c^2+R^2)}$$

将  $C_1, C_2$  代入式(9), 可得弹性区的位移

$$u = \frac{\sigma_t c^2 (1+\mu)}{E(c^2+R^2)} \left[ (1-2\mu)r + \frac{R^2}{r} \right]$$

则弹性区的应力

$$\sigma_r = -\frac{\sigma_t c^2}{c^2+R^2} \left[ 1 - \frac{R^2}{r^2} \right], \quad \sigma_\theta = -\frac{\sigma_t c^2}{c^2+R^2} \left[ 1 + \frac{R^2}{r^2} \right]$$

### 3.2 裂纹区

环向应力超过材料的抗拉强度时, 出现裂纹。假设这一区域出现不同尺寸的径向裂纹,  $\sigma_\theta = 0$ , 因此这一区域处于单向应力状态。平衡方程为

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r}{r} = 0 \quad (13)$$

积分上式可得  $\sigma_r = C_3/r$ ,  $C_3$  为积分常数, 在裂纹区与破碎区边界  $\sigma_r|_{r=a} = \sigma_c$ ,  $\sigma_c$  为材料的单轴抗压强度。根据边界条件  $C_3 = \sigma_c a$ , 所以

$$\sigma_r = \sigma_c a/r \quad (14)$$

由  $\sigma_r|_{r=c}$  处连续可得

$$-\frac{\sigma_t c^2}{c^2+R^2} \left[ 1 - \frac{R^2}{c^2} \right] = \frac{\sigma_c a}{c}, \quad \frac{a}{c} = -\frac{\sigma_t (c^2 - R^2)}{\sigma_c (c^2 + R^2)}$$

假设这一区域无环向裂纹, 则径向弹性模量无劣化。将  $\sigma_r = -E \epsilon_r = -E du/dr$  与(14)式联立求得  $u = -\sigma_c a/E \ln r + C_4$ ,  $C_4$  为积分常数。裂纹区与弹性区交界面上位移连续, 可求出

$$C_4 = \frac{\sigma_t c^2 (1+\mu)}{E(c^2+R^2)} \left[ (1-2\mu)c + \frac{R^2}{c} \right] + \frac{\sigma_c a}{E} \ln c$$

所以

$$u = \frac{\sigma_c a}{E} \ln \frac{c}{r} + \frac{\sigma_t c^2 (1+\mu)}{E(c^2+R^2)} \left[ (1-2\mu)c + \frac{R^2}{c} \right]$$

### 3.3 裂纹区

将(8)式代入平衡方程得

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{A_1 \sigma_r}{r} = 0 \quad (15)$$

积分上式可得  $\sigma_r = C_5 r^{-A_1/A_1}$ ,  $C_5$  为积分常数, 根据破碎区和裂纹区边界连续可得  $C_5 = A_1 \sigma_c a^{A_1}$ , 则  $\sigma_r = \sigma_c (a/r)^{A_1}$ 。

本文中假设空腔内壁 ( $r = a_0$ ) 处空腔膨胀压力为靶体阻力  $R_t = \sigma_c (a/a_0)^{A_1}$ 。质量守恒方程为

$$\frac{d}{dr} (r-u)^2 = 2r \frac{\rho}{\rho_0} \quad (16)$$

对于陶瓷等脆性材料, 认为  $\rho = \rho_0$ 。代入(16)式, 并从  $r = a_0$  到  $r = a$  积分, 忽略  $u(a)$  的高阶项, 可以得到  $(a_0/a)^2/2 = u(a)/a$ , 代入  $u(a)$  可得到

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{a_0}{a} \right]^2 = \frac{2\sigma_c}{E} \ln \frac{c}{a} + \frac{\sigma_t (1+\mu)c^2}{E(c^2+R^2)a} \left[ (1-2\mu)c + \frac{R^2}{c} \right] \quad (17)$$

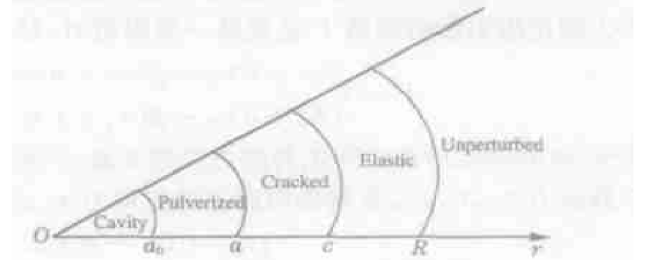


图1 靶体材料的响应

Fig.1 Response regions in the target

对于半无限靶

$$\left(\frac{a_0}{a}\right)^2 = \frac{2\sigma_c}{E} \ln \frac{\sigma_c}{\sigma_t} + \frac{2Y(1+\mu)}{E}, \quad R_t = \sigma_c \left[ \frac{2\sigma_c}{E} \ln \frac{\sigma_c}{\sigma_t} + \frac{2\sigma_c(1+\mu)}{E} \right]^{1/2}$$

## 4 讨 论

### 4.1 靶体阻力

#### 4.1.1 AlN 靶

根据文献[10, 11, 17]对 AlN 靶体的试验和分析数据,  $\rho_t = 3.25\text{g/cm}^3$ ,  $E = 15\text{GPa}$ ,  $K = 210\text{GPa}$  ( $K$  为体积模量),  $\sigma_t = 1\text{GPa}$ ,  $\sigma_c = 3\text{GPa}$ 。由文献[8, 10, 11]给出的试验值, 可得到  $\beta = 0.195$ , 那么  $A_t = 0.652(1+b)/(2+b)$ 。根据以上数据可求得本文中模型条件下的  $R_t$  (见图 2)。文献[8, 10]根据球形空腔膨胀理论和弹性-裂纹-破碎响应模型, 求出了半无限脆性靶体的靶体阻力, 破碎区的力学模型是  $\tau_{13} = \beta \sigma_m$ , 靶体阻力公式为

$$R_t = \sigma_c \left[ \frac{E/(3\sigma_c)}{1 - \sqrt{\sigma_t/\sigma_c(1-\mu)/\sqrt{2}}} \right]^{2\eta/3}$$

式中: 根据试验数据求得  $\eta = 0.326$ , 根据以上参数求得  $R_t = 7.02\text{GPa}$ 。

M. J. Forrestal 等<sup>[5]</sup>求得靶体为理想塑性且响应为弹性-裂纹-塑性时,  $R_t = \sigma_c[1 + 2\ln(c/a)]$ , 其中

$$\left(\frac{a}{c}\right)^3 = \beta - \frac{3\beta(1-2\mu)\sigma_c}{E} \left[1 - \frac{2}{3}\ln\beta\right], \quad \beta = \frac{9(1-2\mu)}{2} \left[\frac{\sigma_c}{E}\right] \left[\frac{\sigma_c}{2\sigma_t}\right]^{1/2}$$

根据上述参数考虑材料的可压缩性,  $R_t = 9.57\text{GPa}$ , 不考虑材料的可压缩性,  $R_t = 10.37\text{GPa}$ 。文献[5]还给出了响应模型为弹性-塑性时半无限脆性靶阻力,  $R_t = 2Y[1/3 + \ln(R/a)]$ , 其中

$$\left(\frac{a}{R}\right)^3 = \beta - \frac{2(1-2\mu)\sigma_c}{3(1-\mu)} \beta^{-2} (1 - \ln\beta), \quad \beta = \frac{3(1-\mu)\sigma_c}{E}$$

根据以上参数求得  $R_t = 9.98\text{GPa}$ 。

从以上几种模型求得的靶体阻力看出, 强度理论参数  $b$  对靶体阻力影响较大, 靶体阻力随  $b$  增大而增大。根据  $b$  的变化, 由本文中靶体阻力公式可得一系列解, 与其它公式相比, 具有广泛的适用性。同时可以看出, 同一膨胀模型条件下, 考虑材料破碎得到的靶体阻力比不考虑时小。考虑材料可压缩性得到的靶体阻力比不考虑时小。同一材料响应模型条件下, 柱形空腔膨胀得到的靶体阻力小于球形空腔膨胀得到的靶体阻力。

#### 4.1.2 AD995 靶

靶体参数<sup>[8, 12]</sup>采用:  $\rho_t = 3.9\text{Mg/m}^3$ ,  $E = 373.14\text{GPa}$ ,  $K = 231.8\text{GPa}$ ,  $\sigma_t = 0.462\text{GPa}$ ,  $\sigma_c = 2.62\text{GPa}$ ,  $\beta = 0.2$ 。由(7)式可得  $A_t = 0.8(1+b)/(2+b)$ 。根据以上参数求得本文中模型条件下靶体阻力见表 1。文献[8, 10]模型下的靶体阻力为  $7.86\text{GPa}$ 。

### 4.2 $R_t$ 与 $\beta$ 、 $b$ 的关系

根据以上 AlN 靶体参数计算并讨论  $R_t$  与  $\beta$ 、 $b$  的关系。由图 2 计算结果可以看出,  $\beta$  越大, 靶体阻力越大。

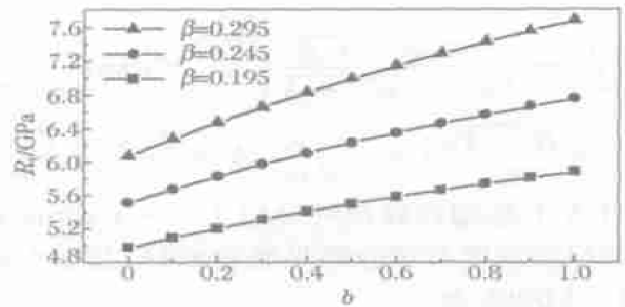


图 2 AlN 靶体  $R_t$  与  $b$  和  $\beta$  的关系曲线  
Fig. 2 Variation of  $R_t$  with  $b$  and  $\beta$  for AlN target

表 1 AD995 靶体阻力计算结果

Table 1 Results of  $R_t$  for AD995 target

$b$	$R_t/\text{GPa}$	$b$	$R_t/\text{GPa}$	$b$	$R_t/\text{GPa}$
0	5.25	0.4	5.90	0.8	6.41
0.1	5.43	0.5	6.04	0.9	6.52
0.2	5.60	0.6	6.17	1.0	6.63
0.3	5.75	0.7	6.29		

### 4.3 侵彻深度计算

#### 4.3.1 AlN 靶

采用文献[16~17]中的钨杆弹强度参数  $Y_p=1.1\text{GPa}$  和密度  $\rho_p=19.3\text{g/cm}^3$ 。文献[17]通过试验得到拟合曲线  $P_p/L_0=0.022v^3-0.342v^2+1.842v-1.258$ , 式中  $P_p$  为主要侵彻阶段的侵深, 即未考虑初始阶段和最终阶段的侵彻深度,  $L$  为弹杆长度,  $v$  为碰撞速度。

根据前面求得的靶体阻力, 因为  $R_t > Y_p$ , 所以根据 A-T 模型, 侵彻深度的计算公式为

$$P = \int_0^t V dt = -\frac{\rho_p}{Y_p} \int_{v_0}^{v_{cr}} VL dv$$

$$\text{式中: } \frac{L}{L_0} = \left[ \frac{v + \sqrt{v^2 + A}}{v_0 + \sqrt{v_0^2 + A}} \right]^{\frac{R_t - Y_p}{\delta Y_p}} \times \exp \left\{ \frac{\delta \rho_p}{2(1 - \delta) Y_p} \left[ (v \sqrt{v^2 + A} - \delta v^2) - (v_0 \sqrt{v_0^2 + A} - \delta v_0^2) \right] \right\},$$

$$v_{cr} = \sqrt{\frac{2(R_t - Y_p)}{\rho_p}}, \quad \delta = \sqrt{\frac{\rho_t}{\rho_p}}, \quad A = \frac{2(R_t - Y_p)(1 - \delta)}{\rho_t}, \quad V = \frac{(v - \delta) \sqrt{v^2 + A}}{1 - \delta}.$$

用 A-T 模型计算钨杆弹以  $1.5 \sim 4.5\text{km/s}$  撞靶时的侵彻深度(见图 3), 从图 3 可看出, 本文中模型得出的侵彻深度与试验结果吻合较好, 其中  $b=1$  时更接近试验结果。

#### 4.3.2 AD995 靶

用 AD995 靶体参数和上述弹体参数, 根据本文模型求出了侵彻深度(见图 4), 随碰撞速度增大而增大, 随  $b$  增大而减小。与文献[17] 试验数据相比, 大部分试验数据接近本文中  $b=1$  时的计算结果。

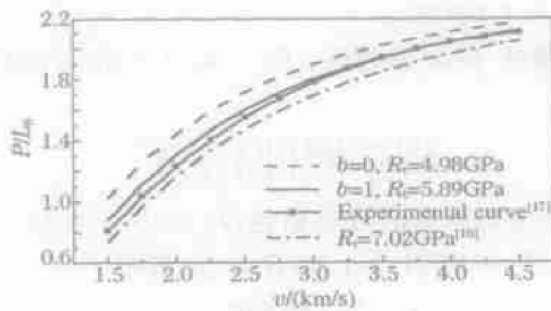


图 3 AlN 靶体的侵彻深度计算

Fig. 3 Penetration depth of AlN target

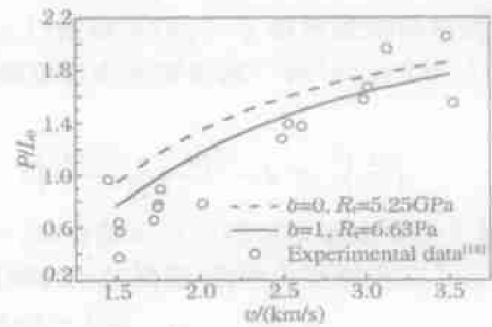


图 4 AD995 靶体的侵彻深度计算

Fig. 4 Penetration depth of AD995 target

## 5 结 论

考虑了陶瓷材料高速冲击下的破碎效应, 基于统一强度理论提出了适于脆性材料的统一压剪准则, 并根据此模型和静态空腔膨胀理论求出了高速弹体侵彻陶瓷材料的靶体阻力, 并利用 A-T 模型计算了侵彻深度, 与试验结果进行了对比。通过计算分析可看出:

(1) 高速冲击下, 陶瓷材料发生断裂和破碎, 已被试验所证明。如果不考虑材料的破碎将会过高的估计靶体阻力。

(2) 强度理论参数  $b$  以及压剪系数  $\beta$  对靶体阻力影响较大, 靶体阻力随  $b$  增大而增大。压剪系数越大, 靶体阻力越大。

(3) 通过  $b$ 、 $\beta$  变化, 本文中成果可用于各种脆性材料的侵彻分析。

(4) 同一材料响应模型下, 根据柱形空腔膨胀理论求得的靶体阻力小于球形空腔膨胀理论求得的靶体阻力。本文中柱形模型得出的侵彻深度与试验结果吻合较好, 其中  $b=1$  时的值更接近试验值。

(5) 侵彻深度随碰撞速度增大而增大, 最终趋于平缓。说明当撞击速度到达一定程度时, 靠单纯提高弹速来加大侵彻深度效果不明显。

## 参考文献:

- [1] Tate A. A theory for the deceleration of long rods after impact[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1967, 15: 387—399.
- [2] Tate A. Further results in the theory of long rod penetration[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1969, 17: 141—150.
- [3] Alekseevskii V P. Penetration of a rod into a target at high velocity[J]. *Combustion Explosion Shock Waves*, 1966, 2: 63—66.
- [4] Sternberg J. Material properties determining the resistance of ceramics to high velocity penetration[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1989, 65(9): 3417—3424.
- [5] Forrestal M J, Longcope D B. Target strength of ceramic materials for high-velocity penetration[J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, 67(8): 3669—3672.
- [6] Wright S C, Huang H, Fleck N A. Deep penetration of polycarbonate by a cylindrical punch[J]. *Mechanics and Materials*, 1992, 13: 277—284.
- [7] Partom Y, Littlefield D L. Dependence of ceramic armor resistance on projectile velocity[A]. *Proceedings of the 14th International Ballistics Symposium*[C]. Canada: Quebec, 1993, 2: 563—572.
- [8] Satapathy S, Bless S. Calculation of penetration resistance of brittle materials using spherical cavity expansion analysis[J]. *Mechanics and Materials*, 1996, 23: 323—330.
- [9] Satapathy S, Bless S. Cavity expansion resistance of brittle materials obeying a two-curve pressure-shear behavior[J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, 88(7): 4004—4012.
- [10] 魏雪英, 俞茂宏. 钨杆弹高速侵彻陶瓷靶的理论分析[J]. *兵工学报*, 2002, 23(2): 167—170.  
WEI Xue-ying, YU Mao-hong. Analysis of tungsten rods on penetrating ceramic targets at high velocity[J]. *Acta Armamentarii*, 2002, 23(2): 167—170.
- [11] Curran D R, Seaman L, Cooper T, et al. Micromechanical model for comminution and granular flow of brittle material under high strain rate application to penetration of ceramic targets[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1993, 13(1): 53—83.
- [12] Kartuzov V V, Galanov B A, Ivanov S M. Concept of ultimate fracture velocity in the analysis of spherical cavity expansion in brittle materials: Application to penetration problems[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1999, 23: 431—442.
- [13] Satapathy S. Dynamic spherical cavity expansion in brittle ceramics[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2001, 38: 5833—5845.
- [14] Mastilovic S, Krajcinovic D. Penetration of rigid projectiles through quasi-brittle materials[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1999, 66: 585—592.
- [15] Mastilovic S, Krajcinovic D. High-velocity expansion of a cavity within a brittle material[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1999, 47: 577—610.
- [16] Grace F I, Rupert N I. Analysis of long rods impacting ceramic targets at high velocity[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1997, 20: 281—292.
- [17] Orphal D L, Franzen R R, Piekutowski A J, et al. Penetration of confined aluminum nitride targets by tungsten long rods at 1.5~4.5km/s[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1996, 18(4): 355—368.
- [18] Subramanian R, Bless S. Penetration of semi-infinite AD995 alumina targets by tungsten long rod penetrators from 1.5 to 3.5km/s[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1995, 17: 807—816.
- [19] Yu M H, He L N. A new model and theory on yield and failure of materials under complex stress state[A]. *Mechanical Behaviors of Materials ~6*[C]. Oxford: Pergamon, 1991, 3: 841—846.
- [20] 俞茂宏. 双剪理论及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 1998: 249—288.
- [21] 俞茂宏, 李建春, 张永强. 空间轴对称塑性问题的统一特征线理论[J]. *中国科学(E辑)*, 2001, 31(4): 323—331.  
YU Mao-hong, LI Jian-chun, ZHANG Yong-qiang. Unified characteristics line theory of spacial axisymmetric plastic problem[J]. *Science in China(Series E)*, 2001, 31(4): 323—331.
- [22] Yu M H, Yi J C, Zhang Y Q. Unified characteristics line theory of spacial axisymmetric plastic problem[J]. *Science in China*, 2001, 44(2): 207—215.

## Penetration analysis of high-velocity tungsten rod on ceramic targets using unified strength theory

WANG Yan-bin<sup>1,2 \*</sup>, ZHU Yi-yun<sup>3</sup>, YU Mao-hong<sup>1</sup>, WEI Xue-ying<sup>4</sup>

(1. School of Civil Engineering and Mechanics, Xi'an Jiaotong University,

Xi'an 710049, Shaanxi, China;

2. Northwest China Electric Power Test & Research Institute,

Xi'an 710054, Shaanxi, China;

3. School of Civil Engineering, Xi'an University of Technology,

Xi'an 710048, Shaanxi, China;

4. School of Civil Engineering, Chang'an University,

Xi'an 710054, Shaanxi, China )

**Abstract:** Ceramics can be comminuted near the tip of the penetrator under high-velocity impact. The comminution of ceramics is considered in this paper and the target is divided into five zones of cavity, comminuted, cracked elastic, unperturbed one. It is assumed that materials in the comminuted zone obey the unified pressure-shear criterion presented in this paper based on a unified strength theory (UST). Target resistances  $R_t$  of A-T model based on static cylindrical expansion theory are obtained. The influences of parameter  $b$  of the UST and pressure-shear coefficient  $\beta$  on  $R_t$  are discussed. The depth of penetration is calculated using A-T model when tungsten long rod impacting ceramics target at 1.5 ~ 4.5 km/s. Results of this model are compared with experimental data and tests of other scholars.

**Key words:** solid mechanics; unified pressure-shear criterion; unified strength theory; ceramics; target resistance; depth of penetration

---

\* Corresponding author: WANG Yan-bin

E-mail address: yanbinwang @21cn.com

Telephone: 029-85763108