DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0633-08

弹体侵彻干砂的数值模型*

李 杰[1,2],李猛深[1,3,4],李 宏[4],施存程[1,5]

(1.中国人民解放军理工大学爆炸冲击防灾减灾国家重点实验室,江苏 南京 210007;
2.南京理工大学机械工程学院,江苏 南京 210094;
3.空军工程大学机场建筑工程系,陕西 西安 710038;
4.沈阳军区司令部工程科研设计所,辽宁 沈阳 110162;
5.第二炮兵指挥学院,湖北 武汉 430012)

摘要:基于砂粒的不可压缩性假设,利用球形空腔动态收缩模型和广义 Mises 强度准则推导了干砂的孔隙压密演化方程;根据 Hugoniot 冲击突跃条件和 Grüneisen 系数,推导了干砂考虑孔隙演化影响的状态方程;根据关联流动法则,得到了大变形时砂的弹塑性应力应变关系;基于动力有限元计算平台,采用上述模型分析了弹体高速侵彻干砂的作用过程。结果表明,该模型能够表征高速侵彻时砂的孔隙演化对应力应变状态的反向影响,能够较准确地反映高速侵彻作用下干砂的动力响应过程。

关键词:爆炸力学;孔隙压密;有限元;干砂;高速侵彻

中图分类号:O385 **国标学科代码**:13035 **文献标志码**:A

砂是自然界广泛分布的材料,同时也是基本的建筑材料,其抗侵彻性能对防护工程建设具有重要参考价值。砂是由砂粒(尺度为 0.062 5~2 mm)、孔隙水和孔隙内夹杂空气构成的多组分、多相混合物,当孔隙内含水量为零时称为干砂。干砂的抗侵彻性能受初始孔隙率、级配、颗粒强度、颗粒形态等影响,干砂的抗侵彻过程是一个多因素作用下的复杂物理过程,为此实验仍然是研究砂的抗侵彻性能最直接有效的手段。文献[1-6]系统研究了不同冲击速度范围、不同弹头形状、正侵彻和斜侵彻等工况下的侵彻深度、弹体阻力和运动轨迹,分析了砂的性能对侵彻深度的影响,得到了侵彻深度经验公式,积累了大量实验数据。实验研究耗时费力,且难以反映侵彻机理,人们在实验研究的基础上发展了工程计算模型[7-12]。工程计算模型的核心在于建立弹体头部阻力方程,然后采用动量守恒定律,根据边界条件和初始条件即可得到弹体加速度、速度、侵彻深度等。但为了求解方便,对工程计算模型做了大量的假定和简化,严重限制了解决问题的范围,对诸如斜侵彻、分层介质中的侵彻等问题难以解决。为弥补上述不足,人们又发展了侵彻砂的数值计算方法[13-16],主要通过有限元、离散元及两者相结合的方法模拟砂的抗侵彻过程。数值计算是以质量守恒、动量守恒和能量守恒关系及材料模型作为计算框架的,数值计算方法在大幅降低实验成本的同时可以最大限度地满足人们感兴趣的侵彻过程信息,发展迅猛。但数值计算是以准确掌握材料性能为前提的,当前砂的数值计算模型主要仍是基于经验的唯象模型。高速侵彻过程中,位于侵彻近区的砂被压密、压碎,孔隙率的动态变化过程对砂的力学参量影响很大。如何在大的压力范围内建立砂的孔隙演化方程,并在材料模型中体现孔隙演化对砂力学性能的反向影响,是砂的侵彻计算模型中迫切需要解决的问题。M. M. Carroll 等[17]将材料内部分散的孔隙简化为内部单个空腔的均匀介质,利用 Tresca 准则得到了孔隙演化方程。借鉴上述方法,本文中从砂的孔隙演化方程入手,建立反映材料构造变化影响的多孔压密状态方程和本构模型,并基于动力有限元软件计算平台,将该模型应用于高速侵彻计算,分析砂的侵彻破坏过程,并与实验结果进行比较,验证模型的有效性。

* **收稿日期**:2014-04-04;**修回日期**:2014-07-23
基金项目:中国博士后科学基金项目(2013M541675,2014M552688);
爆炸冲击防灾减灾国家重点实验室开放基金项目(DPMEIKF201301)
第一作者:李 杰(1981—),男,博士,讲师;**通讯作者**:李猛深,lms200508@163.com。

1 砂的孔隙演化方程

从细观角度看,砂的高速侵彻是一个孔隙压密、颗粒断裂的动态破坏过程。孔隙率变化对材料力学性能的影响不可忽视,为此有赖于建立孔隙演化的动态方程。建立模型时,将含大量孔隙的干砂简化为内部仅包含单个球形气孔的球形物质,如图 1 所示,气孔周围是砂的基体,模型初始气孔半径为 a_0,外半径为 b_0,所含基体物质体积、孔隙体积及初始孔隙率均与原物质相同,基体外作用有径向压力 p_m。

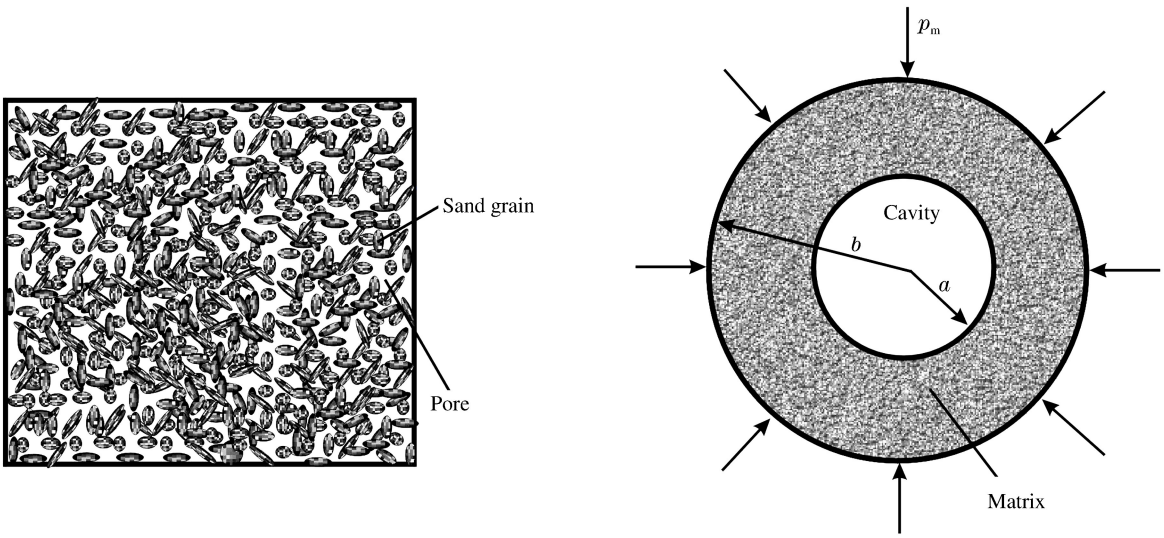

图 1 砂的孔隙演化等效模型

Fig. 1 An equivalent model of pore evolution for sand

定义孔隙相关的参数:

$$\alpha=\frac{V}{V_\mathrm{m}}=\frac{\rho_\mathrm{m}}{\rho} \tag{1}$$

式中:V 为多孔介质的体积,V_m 为基体体积。

根据文献[18],孔隙材料与基体间满足关系:

$$G=\frac{G_{\mathrm{m}0}}{\alpha}\left(1-\frac{6\rho_{\mathrm{m}0}c_{\mathrm{m}0}^2+12G_{\mathrm{m}0}}{9\rho_{\mathrm{m}0}c_{\mathrm{m}0}^2+8G_{\mathrm{m}0}}\,\frac{\alpha-1}{\alpha}\right) \tag{2}$$

$$p=\frac{p_\mathrm{m}}{\alpha} \tag{3}$$

式中:$G_{\mathrm{m}0}$ 和 G 分别为基体和孔隙材料的剪切模量,$c_{\mathrm{m}0}$ 为基体中的弹性波速,p_m 和 p 分别为作用在基体和孔隙材料上的压力。

假定基体不可压缩,满足广义 Mises 屈服准则。设变形前后基体中任一点的位置分别为 r_0 和 r,则 p_m 作用下基体完全屈服后的控制方程为:

$$\rho_0\,\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}t}=\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{2(\sigma_r-\sigma_\theta)}{r} \tag{4}$$

$$r^3-a^3=r_0^3-a_0^3 \tag{5}$$

$$\sigma_r-\sigma_\theta=Y+k\,\frac{\sigma_r+2\sigma_\theta}{3} \tag{6}$$

式(4)为球形空腔 Euler 形式的动量守恒方程,Y 为静水压为零时的屈服强度,k 为内摩擦角相关系数。边界条件为:

$$\sigma_{ra}=0,\qquad \sigma_{rb}=p_\mathrm{m}=\alpha p \tag{7}$$

任一点的位移:

$$w(r)=r-r_0=(a^3+r_0^3-a_0^3)^{\frac{1}{3}}-r_0 \tag{8}$$

$$v(r)=\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=\frac{a^2}{r^2}v_a \tag{9}$$

$$a(r)=\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}(a^2v_a)}{\mathrm{d}t}-\frac{2(a^2v_a)^2}{r^5} \tag{10}$$

令 $a^2v_a=c(t)$，将式(10)、(6)代入式(4)：

$$\frac{\rho_0}{r^2}\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}t}-\frac{2\rho_0}{r^5}c^2=\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{2n}{r}\sigma_r+\frac{2n}{r}\frac{Y}{k} \tag{11}$$

式中：$n=\dfrac{3k}{3+2k}$。对式(11)两边同乘以 r^{2n}，并从 $r=a$ 到 $r=b$ 间积分：

$$p_{\mathrm{m}}=\frac{\rho_0c'}{2n-1}\left(\frac{a^{2n-1}}{b^{2n}}-\frac{1}{b}\right)+\frac{2\rho_0c^2}{2n-4}\left(\frac{1}{b^4}-\frac{a^{2n-4}}{b^{2n}}\right)+\frac{Y}{k}\left(1-\frac{a^{2n}}{b^{2n}}\right) \tag{12}$$

根据式(5)，a、b、c 与 α、α_0 间满足关系：

$$a^3=\frac{\alpha-1}{\alpha_0-1}a_0^3,\qquad b^3=\frac{\alpha}{\alpha_0-1}a_0^3 \tag{13}$$

$$c(t)=\frac{1}{3}\frac{\mathrm{d}a^3}{\mathrm{d}t}=\frac{a_0^3}{3(\alpha_0-1)}\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t} \tag{14}$$

将式(3)、(13)、(14)代入式(12)：

$$\begin{aligned}&\alpha p+\frac{Y}{k}\left[\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{\frac{-2k}{3+2k}}-1\right]=Q_1(\alpha)\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{\mathrm{d}t^2}+Q_2(\alpha)\left(\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}\right)^2\\&Q_1(\alpha)=\rho_0\frac{2k+3}{4k-3}\frac{a_0^2}{3(\alpha_0-1)^{\frac{2}{3}}\alpha^{\frac{1}{3}}}\left[\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{\frac{4k-3}{3(2k+3)}}-1\right]\\&Q_2(\alpha)=\rho_0\frac{2k+3}{9(k+6)}\frac{a_0^2}{(\alpha_0-1)^{\frac{2}{3}}\alpha^{\frac{4}{3}}}\left[\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{\frac{2k+12}{3(2k+3)}}-1\right]\end{aligned} \tag{15}$$

上式即为压应力作用下砂的孔隙演化方程，适用条件为基体完全屈服：

$$p\geqslant\frac{Y}{\alpha k}\left[1-\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{\frac{-2k}{3+2k}}\right] \tag{16}$$

假设孔隙率的变化速度和加速度很小，则式(15)简化为：

$$p=\frac{Y}{\alpha k}\left[1-\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{\frac{-2k}{3+2k}}\right] \tag{17}$$

对任一初始孔隙率为 α_0 的干砂，根据式(16)计算的加卸载曲线如图 2 所示。在加载初始段 1－2，材料按不变的孔隙率 α_0 压缩，在压力按照式(16)的规律继续增大时(2－3 段)，砂不可逆地被压密了(α 减小)。在孔隙率不变的条件下，材料由点 3 卸载至 $p=0$(点 4)。然后在零压力条件下基体材料继续被拉伸，因为此时基体材料不可能承受其拉伸应力，其体积的增大仅考虑孔隙容积的增加。

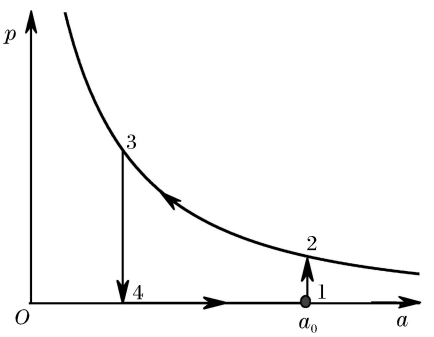

图 2　加卸载时砂的孔隙演化曲线

Fig. 2　Pore evolution curves for sand under loading and unloading conditions

2　砂的材料模型

2.1　考虑孔隙演化的状态方程

由于砂中空气的质量比砂粒小几个量级，因此孔隙内的空气影响可以忽略不计，干砂就可以看作以砂粒为基体的多孔材料。利用基体的冲击绝热参数和 Grüneisen 方程，即可得到砂的状态方程。如果

已知基体材料冲击波速 D 与质点速度 u 的函数关系：

$$D=c_{\mathrm{m}0}+q_{\mathrm{m}0}u \tag{18}$$

根据 Hugoniot 冲击突跃条件和 Grüneisen 方程，基体的状态方程为：

$$p_{\mathrm{m}}=p_{\mathrm{H}}+\gamma_{\mathrm{m}}\rho_{\mathrm{m}}(E_{\mathrm{m}}-E_{\mathrm{H}}) \tag{19}$$

$$p_{\mathrm{H}}=\rho_{\mathrm{m}0}c_{\mathrm{m}0}^2\frac{1-\dfrac{\rho_{\mathrm{m}0}}{\rho_{\mathrm{m}}}}{\left[1-q_{\mathrm{m}0}\left(1-\dfrac{\rho_{\mathrm{m}0}}{\rho_{\mathrm{m}}}\right)\right]^2} \tag{20}$$

式中：p_{H}为 Hugoniot 曲线上的压力，γ_{m} 为基体材料与 ρ_{m} 对应的 Grüneisen 系数，$\rho_{\mathrm{m}0}$为基体的初始密度，E_{H}为冲击波振面上基体的质量内能，E_{m}为基体与 ρ_{m}、p_{H}对应的质量内能。

根据冲击波阵面上的守恒关系：

$$E_{\mathrm{H}}=\frac{1}{2}p_{\mathrm{H}}\left(\frac{1}{\rho_{\mathrm{m}0}}-\frac{1}{\rho_{\mathrm{m}}}\right) \tag{21}$$

对带孔隙的砂，忽略内部空气的内能，认为内能仅存储于基体之中（即 $E_{\mathrm{m}}=E(\rho,p)$，E 为砂的质量内能），将式(21)、(20)、(1)代入式(19)，并考虑到 $\gamma_{\mathrm{m}}\rho_{\mathrm{m}}=\gamma_{\mathrm{m}0}\rho_{\mathrm{m}0}$，可得到压缩时砂的状态方程：

$$p=\frac{\rho_{\mathrm{m}0}}{\alpha}\left[\frac{c_{\mathrm{m}0}^2\eta(1-0.5\gamma_{\mathrm{m}0}\eta)}{(1-q_{\mathrm{m}0}\eta)^2}+\gamma_{\mathrm{m}0}E\right] \tag{22}$$

$$\eta=1-\frac{\rho_{\mathrm{m}0}}{\alpha\rho} \tag{23}$$

2.2 强度准则和应力应变关系

由大量实验可知，当压力 p 增长范围很大时，砂的基体满足以 Mises 屈服准则为极限、以广义 Mises 准则作为过渡段的强度条件：

$$F=J_2-f(p)=\begin{cases}\dfrac{1}{2}s_{ij}s_{ij}-\dfrac{1}{3}(Y+kp)^2=0 & Y+kp<\sigma_0\\ \dfrac{1}{2}s_{ij}s_{ij}-\dfrac{1}{3}\sigma_0^2=0 & Y+kp\geqslant\sigma_0\end{cases} \tag{24}$$

式中：F 为屈服函数，s_{ij}为应力偏量，σ_0 为基体强度的极限值。

根据孔隙材料原理，孔隙率为 α 的砂强度准则为：

$$s_{ij}s_{ij}=\begin{cases}\dfrac{2}{3}\left(\dfrac{Y}{\alpha}+kp\right)^2 & Y/\alpha+kp<\sigma_0/\alpha\\ \dfrac{2}{3}\left(\dfrac{\sigma_0}{\alpha}\right)^2 & Y/\alpha+kp\geqslant\sigma_0/\alpha\end{cases} \tag{25}$$

在大的压力范围内，与内摩擦相比，砂与黏聚力相关的强度值 Y 很小，同时当达到强度极限 σ_0 时，材料已接近压密状态（孔隙率 α 趋近于 1），因此孔隙率 α 对偏应力强度的影响不大，为简化起见，计算时可按式(24)处理。

当砂处于弹性阶段时，应力应变关系可按满足广义虎克定律的各向同性线弹性材料处理，材料进入塑性后，根据关联流动法则：

$$\dot{\varepsilon}_{ij}=\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{e}}+\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}},\qquad \dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}=\lambda\frac{\partial F}{\partial\sigma_{ij}} \tag{26}$$

式中：$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{e}}$和$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}$ 分别为应变率张量$\dot{\varepsilon}_{ij}$ 的弹性分量和塑性分量；λ 为一正标量，它在弹性状态（$F<0$）和由塑性状态向弹性卸载时（$F=0$，$\mathrm{d}F=0$）均为零。对式(24)，F 仅为 I_1、J_2的函数，易知：

$$\frac{\partial I_1}{\partial\sigma_{ij}}=\delta_{ij},\qquad \frac{\partial J_2}{\partial\sigma_{ij}}=\frac{\partial J_2}{\partial s_{ij}}=s_{ij} \tag{27}$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}=\lambda\left(\frac{\partial F}{\partial I_1}\delta_{ij}+\frac{\partial F}{\partial J_2}s_{ij}\right) \tag{28}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{p}}=\frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}\delta_{ij}=\lambda\frac{\partial F}{\partial I_1} \tag{29}$$

式中：I_1 和 J_2 分别为应力张量第一不变量和应力偏量第二不变量。

将式(28)、(29)代入式(26)，并将体应变分离：

$$\dot{e}_{ij}=\frac{s_{ij}^{\nabla}}{2G}+\lambda\frac{\partial F}{\partial J_2}s_{ij} \tag{30a}$$

$$s_{ij}^{\nabla}=\frac{\mathrm{d}s_{ij}}{\mathrm{d}t}-\omega_{ki}s_{jk}-\omega_{ik}s_{kj} \tag{30b}$$

式中：$\dot{e}_{ij}$ 为应变率偏量的分量，s_{ij}^{∇} 是考虑到材料大变形时转动影响的应力偏量的导数(Jauman 导数)，ω_{ij} 为旋转张量分量。对式(30a)两边同乘以 s_{ij}，并根据加卸载条件可得到：

$$\lambda=\begin{cases}\dfrac{2G\dot{e}_{ij}s_{ij}-f'(p)\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}}{4Gf(p)} & J_2=f(p),2Gs_{ij}\dot{e}_{ij}>\dfrac{\mathrm{d}f(p)}{\mathrm{d}t}\\ 0 & J_2=f(p),2Gs_{ij}\dot{e}_{ij}\leqslant\dfrac{\mathrm{d}f(p)}{\mathrm{d}t}\end{cases} \tag{31}$$

砂的破坏过程总是伴随着材料构造的变化，微结构变化对微观应力应变状态具有反向影响，这种反向影响反映在状态方程(22)和与损伤累积有关的式(2)、(25)中。至此，式(16)、(22)、(24)、(30)构成了完整的描述砂在大的应力加载范围内的计算模型。

3　数值分析

基于大型动力有限元软件 LS-DYNA 计算平台，利用上述模型，计算弹体对干砂的侵彻深度，并分析侵彻作用过程。

3.1　弹体侵彻砂的有限元模型

采用文献[1-2]中侵彻干砂的系统实验，对模型进行校核。子弹采用圆柱形平头弹，弹体带有平衡尾翼，总体尺寸如图 3 所示。

根据实验数据和石英性能推算的干砂力学性能参数为：$\rho_{\mathrm{m}0}=2.65\ \mathrm{g/cm^3}$，$\rho_0=1.64\ \mathrm{g/cm^3}$，$a_0=1.62$，$c_{\mathrm{m}0}=3.68\ \mathrm{km/s}$，$q_{\mathrm{m}0}=2.12$，$G_{\mathrm{m}0}=73\ \mathrm{MPa}$，$Y=100\ \mathrm{kPa}$，$k=0.75$，$\gamma_{\mathrm{m}0}=1.00$。

考虑到计算效率，利用结构的对称性，取 1/4 弹体和靶体建模，并在对称面上进行约束，为消除外边界的影响，在靶体侧向外边界施加无反射边界条件，当横波和纵波到达外边界时将被吸收。划分网格时，要兼顾计算的准确性和效率，J. Leppanen[19] 详细讨论了网格尺寸对侵彻成坑尺寸和侵彻深度的影响，并认为侵彻时弹体半径压住靶体 3 个以上网格时结果较理想。本文中经过试算，当弹体半径压住 4 个网格时计算结果较理想，划分好网格的弹、靶片段见 4。

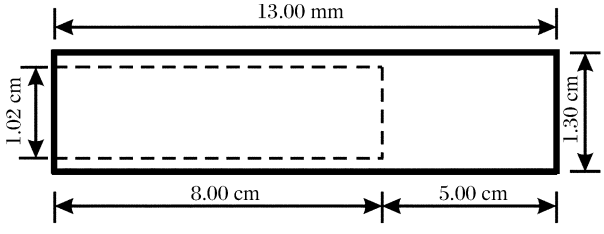

图 3　弹体尺寸

Fig. 3　Projectile dimensions

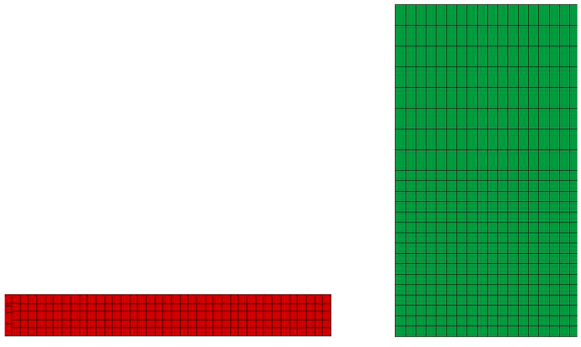

图 4　弹靶的有限元模型片段

Fig. 4　Parts of the finite element models for the projectile and target

3.2 计算结果的验证

对同一弹体在同一量级的不同入射速度下侵彻深度计算结果见表 1，表中 m 为弹体的质量，$v_{p,0}$ 为弹体入射速度，H_e 为弹体侵彻深度实验值，H_c 为弹体侵彻深度计算值。由表 1 可以看出：除 81.1 g 弹体计算结果误差大于 30%，其他误差均小于 30%，表明计算结果与实验结果基本吻合，也反映了本文计算模型的正确性。但与实验结果相比，误差大多约 20%，偏大。原因是多方面的：(1)文献提供的石英砂参数有限，部分参数是根据石英砂的特性估算的；(2)侵彻过程中高应变率对砂的性能影响很大，计算中没有考虑，同时也未考虑温度的影响；(3)侵彻实验数据本身有很大的离散性，加大了误差范围；(4)为了计算方便，使用了式(16)的孔隙演化方程，忽略了孔隙收缩速度和收缩加速度的影响。

表 1 砂的侵彻深度计算值与实验结果

Table 1 Test and computed results for penetration depths of sand

m/g	$v_{p,0}$/(m·s^{-1})	H_e/m	H_c/m	$\frac{\lvert H_c-H_e\rvert}{H_e}$/%	m/g	$v_{p,0}$/(m·s^{-1})	H_e/m	H_c/m	$\frac{\lvert H_c-H_e\rvert}{H_e}$/%
80.30	674	1.37	1.04	24.1	81.00	664	1.24	1.01	18.5
81.20	716	1.28	1.37	7.0	81.25	692	1.36	1.24	8.8
80.96	673	1.33	1.04	21.8	80.75	682	1.29	1.15	10.8
81.05	649	1.26	0.96	23.8	80.42	661	1.30	1.00	23.1
80.86	640	1.27	0.93	26.7	80.30	678	1.37	1.10	19.7
81.11	645	1.26	0.95	24.6	81.10	666	1.47	1.01	31.3
81.15	641	1.28	0.93	27.3					

3.3 侵彻过程分析

针对表 1 中第 1 行的 80.3 g 弹体，研究了侵彻作用过程。弹体进入砂后的速度 v_p 与侵彻深度 H 关系见图 5，入射初始阶段，弹体速度下降很快，随着侵彻深度的增加，速度下降曲线逐步趋缓，表明计算结果与实验测试值[1-2]吻合良好。40、90 μs 时靶体内部压力场如图 6 所示，随着时间延长，应力场的范围在增大，但由于砂中应力波速极小，特别是在侵彻初始阶段，弹体速度超过了应力波速度，导致压应力波始终在弹头周围徘徊，压应力场范围很小，这是与混凝土中侵彻作用的显著区别。

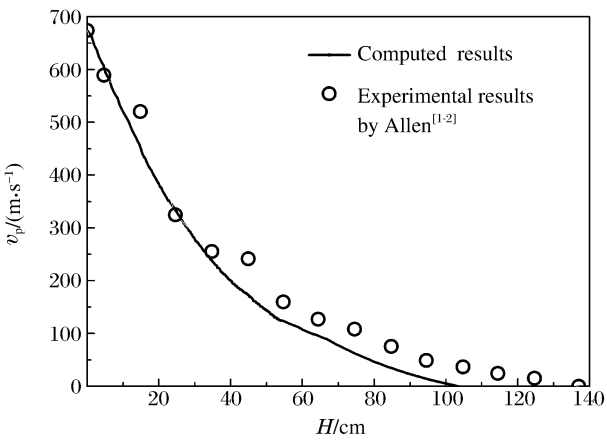

图 5 一质量 80.3 g 的弹体侵彻速度与侵彻深度的关系

Fig. 5 Velocity varied with penetration depth for a projectile with the mass of 80.30 g

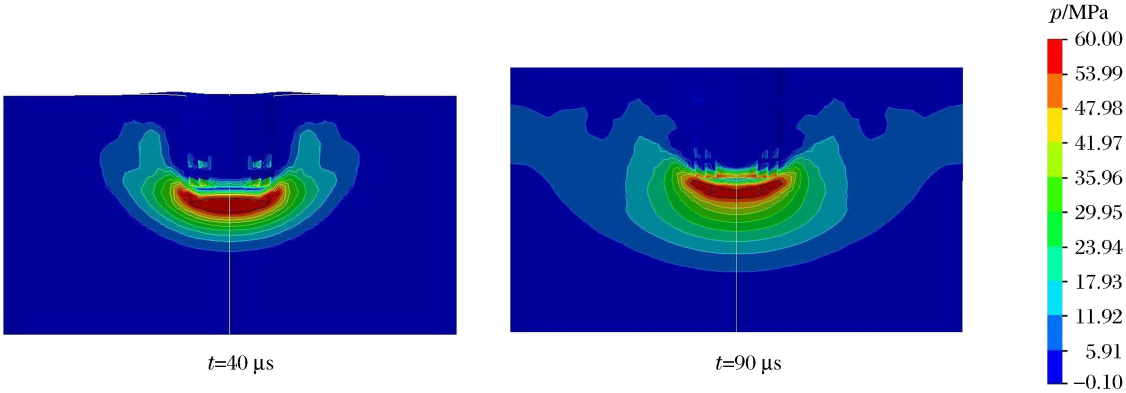

图 6 靶体在不同时刻的压力场

Fig. 6 The pressure fields of the target at different times

4　结　论

(1)利用球形空腔收缩模型求得的孔隙率不仅可作为砂压密程度的指标，也可作为砂的损伤参量指标，本文模型不仅能够正确反映砂的力学性能，而且能够在大的压缩范围内体现孔隙演化对干砂宏观力学性能的反向影响。

(2)基于本文模型计算的侵彻深度、弹体速度和侵彻深度时程与实验测试结果基本吻合，证明了模型的正确性，也表明该模型可以应用于干砂的高速侵彻计算分析。

(3)利用本文模型能够较准确地计算干砂的抗高速侵彻行为，但模拟结果与实验值结果存在一定的差距，主要原因在于：侵彻过程不仅产生砂的压密，还发生砂的破碎，同时应变率效应也不可小觑，宏观上均表现为黏聚力和内摩擦角的变化。更精确的分析，有待于在大的压力和高应变率范围对砂力学性能的精确量测。

(4)高速侵彻中砂不仅发生大的不可逆变形，而且产生开裂、颗粒飞散等不连续现象，数值模拟破坏形态的真实性不仅依赖于材料模型的准确性，也有待于算法的改进。

参考文献：

[1] Allen W A, Mayfield E B, Morrison H L. Dynamics of a projectile penetration sand[J]. Journal of Applied Physics, 1957,28(3):370-376.

[2] Allen W A, Mayfield E B, Morrison H L. Dynamics of a projectile penetration sand: Part Ⅱ[J]. Journal of Applied Physics, 1957,28(11):1331-1335.

[3] Mesri G, Feng T W, Benak J M. Post densification penetration resistance of clean sands[J]. Journal of Geotechnical Engineering, 1990,116(7):1095-1115.

[4] Goldman D I, Umbanhowar P. Scaling and dynamics of sphere and disk impact into granular media[J]. Physical Review E, 2008,77(2):021308.

[5] Collins A L, Addiss J W, Walley S M, et al. The effect of nose shape on the internal flow fields during ballistic penetration of sand[J]. International Journal of Impact Engineering, 2011,38(12):951-963.

[6] Borg J P, Morrissey M P, Perich C A, et al. In situ velocity and stress characterization of a projectile penetrating a sand target: Experimental measurements and continuum simulations[J]. International Journal of Impact Engineering, 2013,51(1):23-35.

[7] Forrestal M J, Norwood F R, Longcope D B. Penetration into targets described by locked hydrostats and shear strength[J]. International Journal of Solids and Structures, 1981,17(9):915-924.

[8] Forrestal M J, Luk V K. Penetration into soil targets[J]. International Journal of Impact Engineering, 1992,12(3):427-444.

[9] Boguslavskii Y, Drabkin S, Juran I, et al. Theory and practice of projectile's penetration in soils[J]. Journal of Geotechnical Engineering, 1996,122(10):806-812.

[10] Salgado R, Mitchell J K, Jamiolkowski M. Cavity expansion and penetration resistance in sand[J]. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, 1997,123(4):344-354.

[11] Savvateev A F, Budin A V, Kolikov V A, et al. High-speed penetration into sand[J]. International Journal of Impact Engineering, 2001,26(1/2/3/4/5/6/7/8/9/10):675-681.

[12] Kotov V L, Balandin V V, Bragov A M, et al. Using a local interaction model to determine the resistance to penetration of projectiles into sandy soil[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 2013,54(4):612-621.

[13] Onate E, Rojek J. Combination of discrete element and finite element methods for dynamic analysis of geomechanics problems[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2004,193(27/28/29):3087-3128.

[14] Tong X, Tuan C Y. Viscoplastic cap model for soils under high strain rate loading[J]. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, 2007,133(2):206-214.

[15] Dwivedi S K, Teeter R D, Felice C W, et al. Two dimensional mesoscale simulations of projectile instability dur-

ing penetration in dry sand[J]. Journal of Applied Physics, 2008,104(8):083502.

[16] Kharab A, Hudspeth R T, Guenther R B. Penetration of cylindrical projectiles into saturated sandy media[J]. Experimental Mechanics, 2009,49(5):605-612.

[17] Carroll M M, Holt A C. Static and dynamic porecolapse relations for ductile porous materials[J]. Journal of Applied Physics, 1972,43(4):1626-1636.

[18] Johnson J N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids[J]. Journal of Applied Physics, 1981,52(4):2812-2825.

[19] Leppanen J. Dynamic behaviour of concrete structures subjected to blast and fragment impacts[D]. Sweden: Chalmers University of Technology, 2002:.

Numerical modeling of projectile penetration into dry sand

Li Jie[1,2], Li Meng-shen[1,3,4], Li Hong[4], Shi Cun-cheng[1,5]

(1. *State Key Laboratory of Disaster Prevention and Mitigation of Explosion and Impact, PLA University of Science and Technology, Nanjing* 210007, *Jiangsu, China*;
2. *School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*;
3. *Department of Airfield and Building Engineering, Air Force Engineering University, Xi'an* 710038, *Shaanxi, China*;
4. *Designing Institute of Engineering Research, Headquarters of Shenyang Military Area Command, Shenyang* 110162, *Liaoning, China*;
5. *The Second Artillery Command College, Wuhan* 430012, *Hubei, China*)

Abstract: Assuming that sand grains are incompressible, a compaction equation for porous dry sand was derived by applying the dynamic systolic model of a spherical cavity and the generalized Mises strength criterion. Based on the Hugoniot jump condition and the Grüneisen parameter, the equation of state for dry sand was given by considering porous compaction. According to the associated flow rule, the elasto-plastic stress-strain relationships of dry sand under large deformation were obtained. By means of the dynamic finite element computing method, the above models were used to analyze the penetration process of dry sand by a projectile. The results show that the models can reflect the reverse influence of sand pore evolution on the stress-strain state in the high-velocity penetration process, and can accurately describe the dynamic response of dry sand under high-velocity penetration.

Key words: mechanics of explosion; porous compaction; finite element; dry sand; high-velocity penetration

(责任编辑 张凌云)