

# 颗粒弥散增强型核辐射屏蔽 材料强度模型研究\*

何 铮<sup>1</sup>, 王绪伟<sup>1</sup>, D·孔多<sup>2</sup>

(1. 国核华清(北京)核电技术研发中心有限公司, 北京 102209;  
2. 巴黎第六大学, 巴黎 75005, 法国)

**摘要:** 基于微观力学的均匀化理论,旨在从核辐射屏蔽材料的微观结构、物理特性的角度出发,通过多尺度方法研究了材料宏观的机械力学性质.主要研究对象为颗粒弥散增强的孔隙基体材料,推导出了此类复合材料(金属基材料、非金属类材料)的强度准则模型,可预测微观孔隙率与颗粒相体积分数对材料宏观强度的影响.在塑性极限分析法的理论框架下,在介观上成功引入了速度场跳动来描述两相界面间的力学特性,利用刚性核的球体胞元模型进行求解.最后,选用了界面速度为0的速度场对模型进行研究,并初步探讨了界面效应对材料性能的影响.

**关键词:** 屏蔽材料; 颗粒增强; 孔隙; 多尺度; 强度; 塑性极限

**中图分类号:** O324; TB332      **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2015.12.009

## 引 言

颗粒弥散增强型复合材料是以一种材料为基体,另一种材料为增强相组合而成的材料,各相材料在性能上互相取长补短,产生协同效应.在核工程领域中的核辐射屏蔽材料通常为颗粒弥散增强型复合材料,因此具有优良的物理、机械性能,还保持了很好的中子屏蔽性能.目前,颗粒弥散增强型核辐射屏蔽材料已发挥相当重要的作用.举例来说,对于金属基材料:铝基碳化硼( $B_4C/Al$ )复合材料被应用于 AP1000 核电厂乏燃料水池板、乏燃料贮存格架、核废料运输容器等<sup>[1-4]</sup>;对于非金属类工程材料:磁铁矿石、褐铁矿石和重晶石作粗细集料配制的屏蔽混凝土被应用于安全壳构筑物的建造;Callovo-Oxfordian 泥岩(简称 COx 泥岩)被选为(法国)高放射性核废物深埋储存的工程屏蔽材料.

由于复合材料由多相介质组合,材料的微观结构因素对材料宏观力学性能有着直接的影响,如:基体相中微孔隙、微瑕疵的联合<sup>[5]</sup>,增强相的体积分数,基体相与增强相界面的屈服、破坏.该问题引起了广大国际学者的关注,Gărăjeu 等<sup>[6]</sup>曾对利用粉末冶金方法制备的颗粒弥散增强金属基复合材料性能进行了研究.法国核辐射防护与核安全研究院( IRSN)的学者曾利用变分法原理,提出了多尺度双孔隙度模型<sup>[7-8]</sup>,用来模拟辐照后  $UO_2$  高温陶瓷材料的力学行为,以便评估事故工况下核燃料棒的安全性;He 和 Shen 等<sup>[9-11]</sup>考虑了(法国)高放射性核废物

\* 收稿日期: 2015-01-19; 修订日期: 2015-09-12

基金项目: 国家科技重大专项(大型先进压水堆核电站重大专项)(2012ZX06004-012)

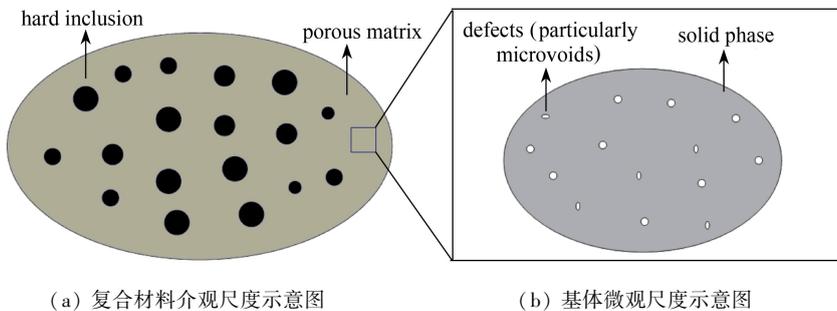
作者简介: 何铮(1983—),男,北京人,高级工程师,博士(通讯作者. E-mail: hezheng@snptc.com.cn).

深埋储存中  $\text{CO}_x$  地质屏蔽材料的多尺度特性,对其力学强度、弹塑性、粘弹性等非线性力学特性进行了深入研究。

本文主要研究对象为颗粒弥散增强型含微孔隙基体复合材料。基于微观力学的均匀化理论,旨在从核辐射屏蔽材料的微观结构、物理特性的角度出发,利用多尺度方法研究材料宏观力学性质。与上述研究方法相比,本文首先基于塑性极限分析法提供了一种理论分析框架,特别考虑了颗粒增强相与基体相界面上速度场不连续性的特点,用于推导出能够反映材料微观结构特性(孔隙度  $f$ , 颗粒夹杂体积分数  $\rho$ ) 的强度准则模型;随后,分别推导出服从 von Mises 和 Drucker-Prager 准则固相的两类复合材料强度准则;最后,本文对力学模型中的界面效应进行了初步探讨。

## 1 微观模型的建立

微观力学方法着眼于通过材料的微观结构、物理特性,研究其宏观力学行为。为此,通常采用从微观到宏观的研究路径。假设颗粒(或孔隙)尺寸为  $l$ , 复合材料结构尺寸为  $L$ , 具有边界面的表征单元体积(REV)的尺度为  $a$ , 三者应满足条件  $l \leq a \leq L$ 。



(a) Sketch of the composite material at meso-scale (b) Sketch of the porous matrix at micro-scale

图 1 颗粒增强基质复合材料代表性微观结构

Fig. 1 The meso-microstructure of the particle-reinforced composite material

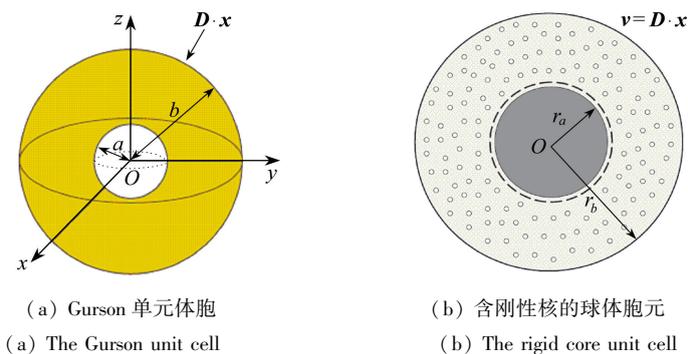


图 2 胞模型

Fig. 2 The unit cell models

如上所述,我们认为:在微观上材料的基体为孔隙介质,微孔洞的尺寸  $l \approx 10 \text{ nm}$  量级。而介观上,该材料被考虑为由球形颗粒增强相与一次均匀化后的均质基体组成的非均质介质,颗粒增强相的尺寸  $l$  约为  $10 \mu\text{m}$  量级。也就是说,材料在不同尺度上可通过两种不同表征单元体积来表示(如图 1(a)、图 1(b))。本文的推导思路可归纳为:在微观层上孔隙基体服从塑性准

则<sup>[12-13]</sup>.随后在介观尺度上,基于微观力学均匀化方法中 Gurson 型<sup>[14]</sup>(见图 2(a))极限上限分析法的推导方法,将微孔洞替换为刚性颗粒(由于增强相与基体力学特性相差很大,在此假设增强颗粒相为刚性),并在颗粒与基体的界面上引入不连续速度跳动场来描述界面特性,求解了含刚性核的球体胞元(见图 2(b))问题.

## 2 孔隙基体强度准则(一次均匀化)

微观尺度上,我们首先处理孔隙材料强度准则的一次均匀化问题.由于很多学者利用变分方法或极限分析法<sup>[12-13,15]</sup>对孔隙材料进行了研究,因此我们在一次均匀化过程中,将引用文献[13-14]中的成果(具体表达式请参见第 4 节).假设介观上均匀化后的孔隙基体介质服从  $F(\boldsymbol{\sigma}) \leq 0$  屈服准则,此类各向同性理想塑性基质屈服准则  $F(\boldsymbol{\sigma}) \leq 0$  的对偶形式,即支撑函数<sup>[15]</sup>可表述为

$$\pi_F(\mathbf{d}) = \sup \{ \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{d}, F(\boldsymbol{\sigma}) \leq 0 \}. \quad (1)$$

张量定义说明: $\boldsymbol{\sigma}$ 与 $\mathbf{d}$ 为第一次均匀化后在介观上的均匀基体的应力 2 阶张量、应变 2 阶张量. $\boldsymbol{\Sigma}, \mathbf{D}$ 为第二次均匀化后在宏观上的应力张量、应变张量. $\mathbf{I}$ 和 $\mathbf{I}$ 分别表示 2 阶和 4 阶单位张量, $\mathbf{J}$ 和 $\mathbf{K}$ 为 4 阶球张量与 4 阶偏张量,可表达为  $\mathbf{J} = (\mathbf{I} \otimes \mathbf{I})/3$  和  $\mathbf{K} = \mathbf{I} - \mathbf{J}$ ,偏应力  $\boldsymbol{\sigma}_d = \sqrt{\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{K} : \boldsymbol{\sigma}}$ ,球应力  $\boldsymbol{\sigma}_m = (\mathbf{I} : \mathbf{J} : \boldsymbol{\sigma})/3$ .

## 3 上下限分析法(二次均匀化)

### 3.1 塑性极限上限分析法

在介观尺度上,采用了塑性机动极限分析法,将材料简化为含刚性核的球体胞元模型来推导材料塑性极限载荷的上限(即我们定义的宏观强度域  $G^{\text{hom}}$  边界  $\partial G^{\text{hom}}$  上的应力状态<sup>[16]</sup>).塑性机动极限定理可描述为:在所有机动允许的速度场中,真实速度场所对应的总功率最小.因此,我们引入了与局部(微观)机动许可应变场  $\mathbf{d}$  相匹配的静力许可应力状态的支撑函数如式(1)所示.

随后,在刚性核的球体胞元(图 2(b))的外表面  $r = r_b$  施加均匀应变率边界条件,该应变率边界条件应与宏观应变率张量  $\mathbf{D}$  相符:

$$(\forall \mathbf{e}_r) \quad \mathbf{v}(r_b \mathbf{e}_r) = \mathbf{D} \cdot r_b \mathbf{e}_r. \quad (2)$$

在选择适当的机动允许的试用速度场  $\mathbf{v}$  后(速度场选取见 3.2 小节),我们定义宏观强度域  $G^{\text{hom}}$ ,即所有静力许可的宏观应力状态集.那么,在宏观上,支撑函数可以表示为

$$\Pi^{\text{hom}}(\mathbf{D}) = \sup \{ \boldsymbol{\Sigma} : \mathbf{D}, \boldsymbol{\Sigma} \in G^{\text{hom}} \}. \quad (3)$$

考虑与宏观应变率张量相匹配的机动许可的速度场集为  $K$ ,那么上述宏观支撑函数(3)可以通过各局部相的功率消耗最小化来求出<sup>[17]</sup>.

$$\Pi^{\text{hom}}(\mathbf{D}) = \frac{1}{|\Omega|} \inf_{\mathbf{v} \in K} \left\{ \int_{\Omega_{\text{matrix}}} \pi_F(\mathbf{d}) dV + \int_I \pi([\mathbf{v}]) dS \right\}. \quad (4)$$

式(4)中右侧第 1 项为基体相产生的功率消耗,支撑函数  $\pi_F(\mathbf{d})$  的具体表达式可参见第 4 节.值得注意的是,我们还考虑了颗粒相与基体相界面上的速度跳动所产生的功率消耗(右侧第 2 项,具体处理技巧参见 3.2 小节).在确定宏观支撑函数后,宏观强度域边界  $\partial G^{\text{hom}}$  上宏观静力许可的应力状态可通过下式获得:

$$\boldsymbol{\Sigma} = \frac{\partial \Pi^{\text{hom}}}{\partial \mathbf{D}}(\mathbf{D}). \quad (5)$$

由于选用了机动许可的速度场,上述问题求解应满足几何方程与边界条件方程。

### 3.2 速度场的选取

依据基体材料物理特性不同,上述推导的理论框架可适用于两大类材料:1) 基体为不可压缩性的金属固相材料;2) 基体为可压缩介质(剪胀性基体)的非金属工程材料,如高温陶瓷材料、岩土材料等。不同的材料,在速度场选取和处理上有所不同。

对于金属固相材料,可选用经典的 Gurson 速度场来描述式(2)以推导宏观强度准则。考虑速度场在两相界面  $I$  上存在不连续性和刚性颗粒的假设,速度  $\mathbf{v}$  的跳变表达为

$$[\mathbf{v}] = \mathbf{v}(r_i \mathbf{e}_r) - \mathbf{v}_0 = \mathbf{v}(r_i \mathbf{e}_r), \quad (6)$$

式中  $\mathbf{v}_0$  为颗粒表面速度,此处假设为 0。与上式对应的应变率张量  $\mathbf{d}'$  可表示为

$$\mathbf{d}' = \frac{1}{2}(\mathbf{n} \otimes [\mathbf{v}] + [\mathbf{v}] \otimes \mathbf{n}), \quad \pi([\mathbf{v}]) = \pi_F(\mathbf{d}') = \sigma_0 d'_{EQ}, \quad (7)$$

式中  $\sigma_0$  为与不可压缩类(金属)固相强度准则相关的参数,可参见后续公式(11)。将式(7)代入式(4),通过式(5)便可求解宏观静力许可应力状态。

而对于非金属工程类材料,需要定义一组与边界应变率  $D$  相关的机动许可的可压缩速度场,在此我们选用的速度场如式(8)所示:

$$\mathbf{v}_A = \mathbf{A}\mathbf{x} + (D_m - A)(r_e^3/r^2)\mathbf{e}_r + \mathbf{D}_d \cdot \mathbf{x}, \quad r \geq r_i, \quad (8)$$

式中,  $\mathbf{A}\mathbf{x}$  表示了速度场中的可压缩向量。与式(8)相对应的应变率张量  $\mathbf{d}'$  可表示为

$$\mathbf{d}' = \frac{1}{2}(\mathbf{n} \otimes [\mathbf{v}] + [\mathbf{v}] \otimes \mathbf{n}), \quad \pi([\mathbf{v}]) = \pi_F(\mathbf{d}') = \sigma'_0 d'_{EQ} - \lambda' d'_v. \quad (9)$$

$\sigma'_0, \lambda'$  为与可压缩类(工程类)固相强度准则相关的参数,可参见后续公式(17)。由于考虑了可压缩变量,在满足式(5)的同时,还需要满足最小化原理,即  $\partial \Pi^{\text{hom}} / \partial A = 0$ 。

### 3.3 下限分析法

前文中我们通过塑性极限分析的上限法求得了颗粒增强孔隙材料的强度准则。通常还需要利用下限分析法对该模型进行验证。不同于图 2 中的边界条件,这里我们在刚性核体胞单元  $r = r_b$  外边界上施加了  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \Sigma_m \mathbf{n}$  应力边界条件,利用平衡方程  $\text{div}(\boldsymbol{\sigma}) = 0$ ,球坐标表达式  $\boldsymbol{\sigma} = \sigma_{rr}(r)\mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r + \sigma_{\theta\theta}(r)(\mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r + \mathbf{e}_\theta \otimes \mathbf{e}_\theta)$ ,以及第 4 节中不同材料的屈服准则  $F(\boldsymbol{\sigma}) \leq 0$  进行简化,最终将下限分析过程转化成为常微分方程相关的数学问题进行求解。这里采用了此方法对上述准则的正确性进行了验证。

## 4 强度准则

下面将利用上述理论分析框架,针对两大类(金属和非金属类)材料,推导出其各自相应的力学强度准则模型。对基体固相为不可压缩性材料(金属类),假设其服从 von Mises 准则。对于基体固相为可压缩介质(剪胀性)材料(非金属类),假设其服从 Drucker-Prager 准则。

### 4.1 金属 von Mises 固相材料

对于不可压缩固相,假设基体中金属固相为各向同性理想塑性材料,并服从 von Mises 屈服准则  $(3/2)\boldsymbol{\sigma}_d : \boldsymbol{\sigma}_d \leq (\sigma_0^{\text{vm}})^2$ ,  $\sigma_0^{\text{vm}}$  为金属固相屈服应力。固相与微孔隙均匀化后基体服从的屈服强度模型<sup>[13]</sup>  $F^{\text{meso}}(\boldsymbol{\sigma}) \leq 0$  为

$$F^{\text{meso}}(\boldsymbol{\sigma}) = \left(\frac{3}{2} + f\right) \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_0}\right)^2 + \frac{9}{4} f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0}\right)^2 - (1 - f)^2 h^2 \leq 0, \quad (10)$$

式中  $f$  表示材料微观尺度上的微孔隙率,  $h$  为抗拉强度。各向同性理想塑性基质屈服准则(10)

的对偶形式为支撑函数  $\pi_F(\mathbf{d})$ , 可表达为<sup>[15]</sup>

$$\begin{cases} \pi_F(\mathbf{d}) = \sigma_0 d_{\text{EQ}}, \\ \sigma_0 = (1-f)\sigma_0^{\text{vm}} \sqrt{\frac{3}{3+2f}}, \alpha = \frac{3f}{2(3+2f)}. \end{cases} \quad (11)$$

已知支撑函数表达式(11), 按 3.1 和 3.2 小节的理论框架, 对服从 von Mises 固相的颗粒增强孔隙材料准则进行推导, 并采用 3.3 小节的方法进行验证. 由于式(5)解析表达式推导过程过于复杂, 因此采用了数值方法进行求解, 结果表明该材料在  $\Sigma_m$ - $\Sigma_d$  平面内呈椭圆形状. 为了便于工程利用, 我们进一步对数值解进行二次 Taylor(泰勒)展开处理, 随后提出下面近似解析形式的宏观力学准则. 最终, 通过验证, 颗粒增强型金属固相基(含微孔隙)材料的宏观强度准则模型可近似由轴对称椭圆形函数表达 ( $f \neq 0$ ):

$$\left(\frac{\Sigma_m}{\Sigma_L/2}\right)^2 + \left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma_{d,c}}\right)^2 = 1, \quad (12)$$

式中下标 d 表示偏应力, 下标 m 表示球应力, 式中  $\Sigma_L, \Sigma_{d,c}$  表达式为

$$\Sigma_L = 2\eta + 2\rho \frac{c - \eta}{\kappa(1-\rho)(c - \eta) + 1}, \quad (13)$$

$$\Sigma_{d,c} = \sigma_0 \left[ \sqrt{\frac{2}{3}}(1-\rho) + \sqrt{\frac{17\alpha + 4}{15\alpha}}\rho \right]. \quad (14)$$

式(13)和(14)中  $\rho$  表示颗粒增强相的体积分数,  $\sigma_0, \alpha$  表达式参见式(11),  $\eta, \kappa, c$  表示为 ( $f \neq 0$ )

$$\eta = \frac{2\sigma_0^{\text{vm}}(1-f)}{3\sqrt{f}}, \quad \kappa = \frac{3+2f}{4\sigma_0^{\text{vm}}(1-f)\sqrt{f}}, \quad c = \frac{2\sigma_0^{\text{vm}}(1-f)\sqrt{3+5f}}{3\sqrt{f}(3+2f)}. \quad (15)$$

## 4.2 Drucker-Prager 固相材料

对于考虑体积剪胀性的可压缩基体, 如岩土材料, 可采用 Drucker-Prager 准则描述其微观尺度上固体相的力学特性, 即  $\bar{\sigma}_d = T(\bar{\sigma}_m - h) \leq 0$  ( $\bar{\sigma}_d, \bar{\sigma}_m$  表示微观尺度固相的球应力与偏应力,  $T$  为摩擦因数,  $T \cdot h$  为纯剪下  $\bar{\sigma}_m = 0$  时的塑性阈值), 那么在介观上基体材料强度准则模型<sup>[12]</sup>为

$$\begin{aligned} F^{\text{meso}}(\boldsymbol{\sigma}, f, T) &= \frac{1+2f/3}{T^2} \sigma_d^2 + \left(\frac{3f}{2T^2} - 1\right) \sigma_m^2 + \\ &2(1-f)h\sigma_m - (1-f)^2h^2 \leq 0. \end{aligned} \quad (16)$$

准则(16)可演化为支撑函数(17):

$$\begin{cases} \pi_F(\mathbf{d}) = \sigma'_0 d_{\text{EQ}} - \lambda' d_v, \quad d_{\text{EQ}} = \sqrt{(2\mathbf{d}:\mathbf{H}:\mathbf{d})/3}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\alpha} \mathbf{J} + \mathbf{K}, \\ \sigma'_0 = (1-f)h \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{3f}{3f-2T^2} \frac{T^2}{1+2f/3}}, \\ \lambda' = \frac{2(1-f)hT^2}{3f-2T^2}, \quad \alpha' = \frac{3f/2 - T^2}{3+2f}. \end{cases} \quad (17)$$

已知支撑函数表达式(17), 我们按 3.1 和 3.2 小节的理论框架, 对服从 Drucker-Prager 固相的颗粒增强孔隙材料准则进行推导, 并采用 3.3 小节的方法进行验证. 最终, 我们在此提出下面近似解析形式的宏观力学准则, 即非轴对称椭圆形函数表达 ( $f \neq 0$ ):

$$\left(\frac{\Sigma_m - \lambda}{\Sigma_L/2}\right)^2 + \left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma_{d,c}}\right)^2 = 1. \quad (18)$$

对于非金属工程材料,宏观强度准则模型是偏心距为  $\lambda = (\Sigma_m^+ - \Sigma_m^-)/2$  的椭圆形函数,可很好体现岩土材料抗压强度远大于抗拉强度的特性.式(18)中  $\Sigma_L = \Sigma_m^+ - \Sigma_m^-$ ,其中  $\Sigma_m^\vartheta$  ( $\vartheta = +1$  或  $-1$ ) 表达式为

$$\Sigma_m^\vartheta = \Sigma_{2m}^\vartheta + \frac{\rho(\Sigma_{1m}^\vartheta - \Sigma_{2m}^\vartheta)}{\kappa^\vartheta(\Sigma_{1m}^\vartheta - \Sigma_{2m}^\vartheta)(1 - \rho) + 1}, \quad (19)$$

$$\begin{cases} \kappa^\vartheta = \frac{\vartheta}{2\sqrt{6}} \frac{3 + 2f}{(1 - f)\sqrt{fhT}}, \\ \Sigma_{1m}^\vartheta = \frac{[2T(3 + 2f) - \vartheta\sqrt{6f(3 + 2f)(5f - 2T^2 + 3)}](1 - f)hT}{(3 + 2f)(2T^2 - 3f)}, \\ \Sigma_{2m}^\vartheta = \frac{(2T - \vartheta\sqrt{6}\sqrt{f})(f - 1)Th}{3f - 2T^2}, \end{cases} \quad (20)$$

式中  $\Sigma_{d,c}$  表达式如式(14)所示,仅将式(14)中  $\sigma_0, \alpha$  替换为式(17)中的  $\sigma'_0, \lambda', \alpha'$ .

## 5 界面效应的初探讨

我们发现,上述模型在静水试验中预测出的强度在不同颗粒相体积分数下都十分相近.为了更好地理解静水试验中这一物理现象,并观察不同速度场对界面效应的影响,我们将选用式(21)作为基体相中的速度场,推导出极限情况下,即复合材料的增强相体积分数  $\rho \rightarrow 1$  以及增强相体积分数  $\rho = 0$  各情况下的静水试验强度,并进行比较分析.由于体胞元的球形假设,令  $H$  表示基体相的球体壁厚.在公式推导过程中,体积分数  $\rho$  的变换主要通过球体壁厚  $H$  来表述.

当增强相体积分数  $\rho \rightarrow 1$  的情况下,球体壁厚  $H \rightarrow 0$ .  $r_b$  表示基质相球体的外径.假设介观上的基体为均匀、各向同性的介质,基体中的体积速度场写为

$$\mathbf{v} = v_r \mathbf{e}_r = \frac{Dr_b}{H} [r - (r_b - H)] \mathbf{e}_r, \quad (21)$$

依据式(21),基体中应变率张量的 Voigt 矩阵形式的组成项可表示为

$$\begin{cases} d_{11} = Dr_b/H, \\ d_{22} = d_{33} = v_r/r, \\ d_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \end{cases} \quad (22)$$

其中当  $H \rightarrow 0$  时,  $v_r/r \rightarrow 0$ .

因此,应变率张量的体积项与偏量项可以分别表示为

$$d_v = Dr_b/H, \quad d_d = \sqrt{2/3} Dr_b/H. \quad (23)$$

基体相的支撑函数可以表示为

$$\pi(\mathbf{d}) = \frac{Dr_b}{H} (k\sqrt{L^2 + 4/3} - \sigma_c). \quad (24)$$

在各向同性应变率载荷边界条件  $\mathbf{D} = \mathbf{D}\mathbf{I}$  的作用下,考虑极限情况一,即增强相的体积分数  $\rho$  趋向于 1 时,增强基体复合材料的宏观消散可以表达为

$$\Pi^{\text{hom}}(\mathbf{D})_{\rho=1} = \frac{4\pi r_b^2 H}{|\Omega|} \pi(\mathbf{d}) = \frac{4\pi r_b^3}{|\Omega|} D(k\sqrt{L^2 + 4/3} - \sigma_c). \quad (25)$$

当复合材料中不含有增强相的情况,即增强相的体积分数 $\rho = 0$ ,此时,其宏观消散可以表达为

$$\Pi^{\text{hom}}(\mathbf{D})_{\rho=0} = \frac{4\pi r_b^3}{|\Omega|} D(kL - \sigma_c). \quad (26)$$

式(25)与式(26)的比值 $\chi$ 即为增强基质在极限情况下的强度比:

$$\chi = \frac{k\sqrt{L^2 + 4/3} - \sigma_c}{kL - \sigma_c}, \quad (27)$$

式(27)中, $\sigma_c, L^2, k^2$ 可分别表示为

$$\sigma_c = \frac{2T^2h(1-f)}{2T^2 - 3f}, L^2 = \frac{4(1+2f/3)}{3f - 2T^2}, k^2 = \frac{(1-f)^2T^2h^2 + \sigma_c^2(3f/2 + T^2)}{2(1+2f/3)}. \quad (28)$$

由式(27)可见,极限情况一( $\rho \rightarrow 1$ )与极限情况二( $\rho = 0$ )的非金属工程材料(参数取为: $T = 0.525, f = 0.25, h = 30$ ,参见文献[18]中CO<sub>x</sub>泥岩参数)在各向同性应变率载荷的边界条件下,强度比值为 $\chi = 1.015$ .

通过上述推导证明,在两种极限情况下材料静水试验强度比值也十分相近,与增强颗粒相的体积分数基本无关.该结果与第4节中推导出的考虑界面效应的力学模型(18)相一致.主要原因在于:第5节中的推导,选用的速度场(21)在增强相与基体相的界面上的速度为0,并无速度场跳变发生,基体相与增强相为完美粘结状态.在第4节中,虽然我们考虑了速度场在界面上的跳变,然而界面与基体却选用了相同的准则,因此认为两种推导方法,均将界面考虑为完美界面.在静水试验中,完美界面和理想塑性固相假设条件,使得增强相体积分数的对强度影响甚微,而微孔隙基体的破坏成为材料宏观上失效的最主要因素.

## 6 结 语

本文基于微观力学的均匀化理论,从核辐射屏蔽材料的微观结构、物理特性的角度出发,通过多尺度方法研究了材料宏观的机械力学性质.文中主要研究对象为颗粒增强型微孔隙基体复合材料,推导出了此类金属基材料、非金属工程材料(聚合物、岩土材料)的强度准则模型,可预测微孔隙率与颗粒夹杂率对材料宏观强度的影响.本文提出的基于塑性极限分析法的理论分析框架,成功地将颗粒增强相与基体相界面上速度场不连续的特性引入到推导过程中.文中采用上限下限对比的方法对上述“间断面”方法进行了验证.该方法的提出为进一步研究界面相弱化对材料宏观力学性能的影响提供了帮助,为核材料、核燃料辐照效应产生的微孔隙和相间材料性能弱化等问题的力学模拟提供基础.最后,在本文建立的理论框架下,选用界面速度为0的速度场(完美界面粘结)对模型进行研究与验证,并探讨了界面效应对材料性能的影响.

## 参考文献(References):

- [1] Electric Power Research Institute. Handbook of neutron absorber materials for spent nuclear fuel transportation and storage applications 2006 edition[R]. USA, 2006.
- [2] Westing House. AP1000 standard combined license technical report-spent fuel storage racks criticality analysis[R]. USA, 2006.
- [3] Kok K D. *Nuclear Engineering Handbook*[M]. New York: CRC Press, 2009: 152.
- [4] 戴春娟,刘希琴,刘子利,刘伯路. 铝基碳化硼材料中子屏蔽性能的蒙特卡罗模拟[J]. 物理学报, 2013, 62(15): 152801. (DAI Chun-juan, LIU Xi-qin, LIU Zi-li, LIU Bo-lu. The Monte

- Carlo simulation of neutron shielding performance of boron carbide reinforced with aluminum composites[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(15): 152801. (in Chinese)
- [5] 王美玲, 李刚, 陈乐, 刘晓珍, 孙长龙, 刘云明, 刘超红. B<sub>4</sub>C-Al 中子吸收材料拉伸性能及断裂机理[J]. 原子能科学技术, 2014, **48**(5): 883-887. (WANG Mei-ling, LI Gang, CHEN Le, LIU Xiao-zhen, SUN Chang-long, LIU Yun-ming, LIU Chao-hong. Tensile property and fracture mechanism of B<sub>4</sub>C-Al neutron absorber material[J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2014, **48**(5): 883-887. (in Chinese))
- [6] Găărăjeu M, Suquet P. Effective properties of porous ideally plastic or viscoplastic materials containing rigid particles[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1997, **45**(6): 873-902.
- [7] Vincent P G, Monerie Y, Suquet P. Porous materials with two populations of voids under internal pressure—I: instantaneous constitutive relations[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2009, **46**(3/4): 480-506.
- [8] Vincent P G, Monerie Y, Suquet P. Porous materials with two populations of voids under internal pressure—II: growth and coalescence of voids[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2009, **46**(3/4): 507-526.
- [9] He Z, Caratini G, Dormieux L, Kondo D. Homogenization of anisotropic elastoplastic behaviors of a porous polycrystal with interface effects[J]. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2013, **37**(18): 3213-3236.
- [10] He Z, Dormieux L, Lemarchand E, Kondo D. Cohesive Mohr-Coulomb interface effects on the strength criterion of materials with granular-based microstructure[J]. *European Journal of Mechanics—A/Solids*, 2013, **42**: 430-440.
- [11] Shen W Q, Kondo D, Dormieux L, Shao J F. A closed-form three scale model for ductile rocks with a plastically compressible porous matrix[J]. *Mechanics of Materials*, 2013, **59**: 73-86.
- [12] Maghous S, Dormieux L, Barthélémy J F. Micromechanical approach to the strength properties of frictional geomaterials[J]. *European Journal of Mechanics—A/Solids*, 2009, **28**(1): 179-188.
- [13] Castañeda P P. The effective mechanical properties of nonlinear isotropic composites[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1991, **39**(1): 45-71.
- [14] Gurson A L. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: part I—yield criterion and flow rules for porous ductile media[J]. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 1977, **99**(1): 2-15.
- [15] Salençon J. An introduction to the yield design theory and its applications to soil mechanics [J]. *European Journal of Mechanics—A/Solids*, 1990, **9**(5): 477-500.
- [16] Dormieux L, Kondo D, Ulm F J. *Microporomechanics*[M]. New York: John Wiley & Sons, 2006.
- [17] Leblond J B, Perrin G, Suquet P. Exact results and approximate models for porous viscoplastic solids[J]. *International Journal of Plasticity*, 1994, **10**(3): 213-235.
- [18] He Z, Dormieux L, Kondo D. Strength properties of a Drucker-Prager porous medium reinforced by rigid particles[J]. *International Journal of Plasticity*, 2013, **51**: 218-240.

# A Meso-Micromechanics Approach to the Strength Criteria for Particle-Reinforced Radiation-Shielding Materials

HE Zheng<sup>1</sup>, WANG Xu-wei<sup>1</sup>, Djimedo Kondo<sup>2</sup>

(1. *State Nuclear Hua Qing(Beijing) Nuclear Power Technology R & D Centre Co., Ltd., Beijing 102209, P.R.China;*

2. *Pierre and Marie Curie University, Paris 75005, France)*

**Abstract:** Based on the micromechanics homogenization theory, the macroscopic mechanical strength properties of radiation-shielding composite materials were investigated according to their meso-microstructures and local physical properties at micro-scale. Ductile micro-porous materials reinforced with rigid particles were studied. The strength criteria in view of the impacts of porosity and particle volume fraction were derived for metal matrix composites containing hard inclusions as well as other engineering composite materials (polymer matrix composites or geomaterials). Under the framework of the plastic limit analysis approach, the velocity field jump at meso-scale was introduced to describe the interfacial mechanical behavior between the matrix phase and the inclusion phase, and the rigid core unit cell model was applied in solution. In the end the velocity field in which the interfacial velocity equalled 0 was chosen for calculation, and the effects of the interfacial properties on the material strengths were discussed. The results show the effectiveness of the proposed multi-scale analysis framework.

**Key words:** radiation shielding; particle-reinforced composite; void; multi-scale; strength; plastic limit

**Foundation item:** The National Science and Technology Major Project of China(2012ZX06004-012)