
裂隙岩石细观损伤力学

培训人：朱其志（河海大学）

2023年10月 22日

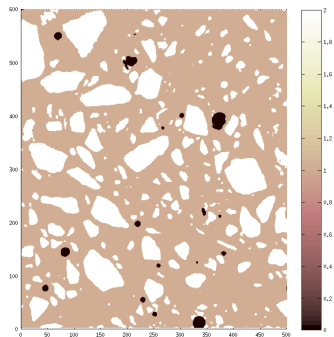
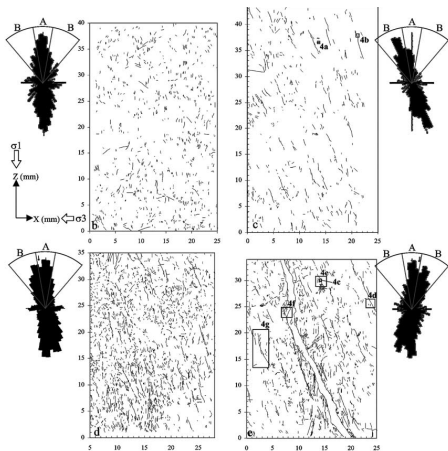
汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型
- 3 裂隙固体均匀化理论
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望

关于岩石力学模型研究的一点认识

- 岩石力学模型属于固体材料本构关系的范畴，建立本构关系是认识和理解岩石力学特性和行为的重要手段，能够为岩体工程结构分析提供必需的材料输入。
- 目标是
 - 通过**理性力学手段**建立本构方程，辅以**合适数值工具**（如有限元法），实现岩体结构稳定性和耐久性的**精细化数值模拟与分析**。
- 为此需要
 - 充分考虑岩石的细观结构（如各类不连续体）及其演化规律；
 - 合理体现非弹性变形、渐进损伤和破坏的力学机制和机理；
 - 建立多场耦合过程、时效变形行为等的统一理论框架；
 - 使用尽可能少的物理意义明确的材料参数和模型参数。

不应忽视的细观结构及其演化



特点： 裂隙的方向性、扩展不均匀性、单边效应、引起物理特性改变...

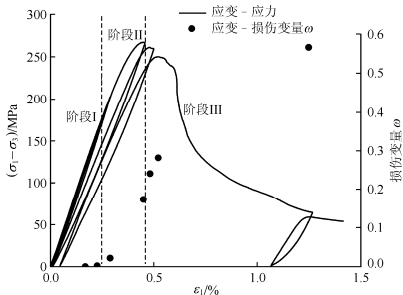
一个身边的例子



需要解决的关键岩石力学问题

① 主要非线性力学行为

- 材料弹性性能的劣化（损伤）
- 应力应变关系的非线性
- 衍生型材料各向异性
- 体积膨胀现象
- 强化/软化行为
- 裂隙单边接触效应
- 围压效应及强度特征
- 时效变形与损伤
- ...



② 多场耦合行为（力学、热、水、化学等）

③ 复杂不连续问题

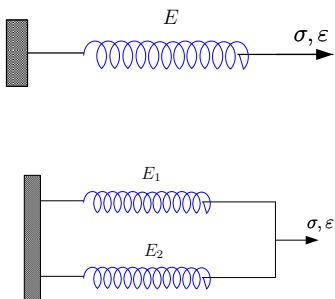
机理机制分析

- 裂隙及其扩展是岩石非线性力学行为的内在细观力学机理；
- 模拟裂隙扩展引起的材料损伤和裂隙摩擦滑移引起的非弹性变形以及它们之间的耦合行为是关键。

汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型**
- 3 裂隙固体均匀化理论
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望

并联弹簧系统



● 双弹簧并联系统基本公式

$$\begin{cases} \sigma_1 = E_1 \varepsilon_1 \\ \sigma_2 = E_2 \varepsilon_2 \\ \sigma_1 + \sigma_2 = \sigma \\ \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon \end{cases}$$

$$\Rightarrow \sigma = E^* \varepsilon$$

其中, E^* 表示系统的有效弹性模量 $E^* = E_1 + E_2$

用 n 个相同弹性纤维构成的并联系统模拟一维等截面直杆模拟, 并用弹性元件描述纤维的线弹性力学行为. 假设第 i 个弹簧元件的本构关系为 $\sigma_i = E_i \varepsilon_i$, 则并联弹簧系统的宏观本构关系为 $\sigma = E^* \varepsilon$, 其中有效弹性模量为 $E^* = \sum_{i=1}^n E_i$.

考虑弹簧断裂

假设所有模拟纤维的弹簧元件的弹性模量相同，即 $E_1 = E_2 = \dots = E_n = E$ ，因而有 $E^* = nE$ 。现在，考虑在加载的 t 时刻全部 n 根弹性纤维中的 m 根发生完全断裂，即不再能够承受任何拉伸作用，则系统的宏观应力应变关系变为

$$\sigma(t) = (n - m(t))E\varepsilon(t) = \left(1 - \frac{m(t)}{n}\right) E^* \varepsilon(t) \quad (1)$$

为了描述材料在任意时刻的受损程度，引入损伤变量

$$d(t) = \frac{m(t)}{n} \quad (2)$$

因此有

$$\sigma(t) = E(t)\varepsilon(t) \quad (3)$$

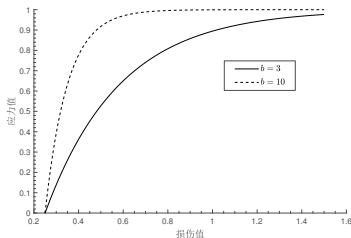
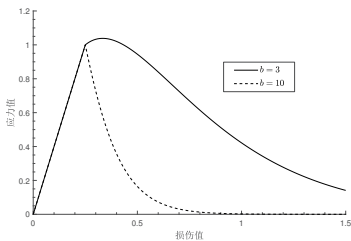
其中， $E(t) = (1 - d(t))E^*$ 为系统在受损状态的弹性模量。当 $m = 0$ 时， $d = 0$ ，无纤维断裂，表示系统处于无损状态；当 $m = n$ 时， $d = 1$ ，代表所有纤维断裂，材料处于完全损伤状态，不再能够承受任何荷载作用。

考虑弹簧断裂

采用损伤演化准则

$$d = 1 - e^{-b(\varepsilon - \varepsilon_c)} \quad (4)$$

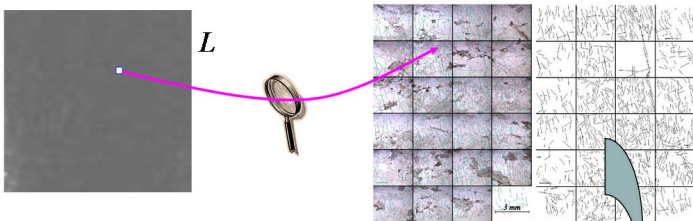
式中， b 和 ε_c 是模型参数， b 控制损伤演化速度，而 ε_c 表示损伤启动的阈值



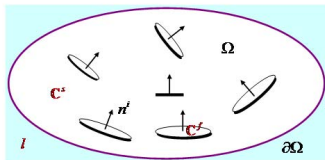
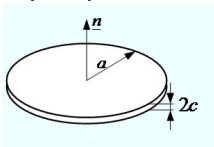
汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型
- 3 裂隙固体均匀化理论**
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望

特征单元体



Penny-shaped cracks



微裂纹的数学描述

- 椭球体的数学表示

$$\Omega_I = \left\{ \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 \mid \mathbf{x} \cdot \left({}^T \mathbf{A} \cdot \mathbf{A} \right)^{-1} \cdot \mathbf{x} \leq 1 \right\}$$

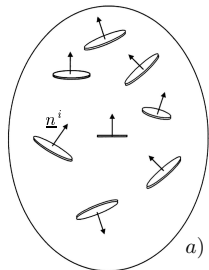
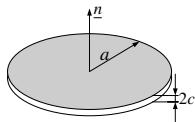
其中， \mathbf{A} 是描述椭球体三条轴的方向和长度的二阶张量：

$$\mathbf{A} = a_1 \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 + a_2 \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2 + a_3 \mathbf{e}_3 \otimes \mathbf{e}_3$$

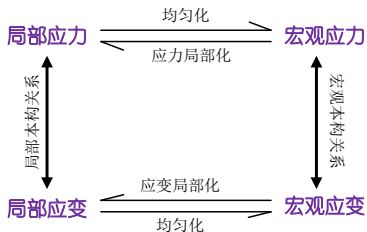
a_1 , a_2 和 a_3 是椭球体三个半轴的长度， \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 和 \mathbf{e}_3 是三条主轴的单位方向向量。

- “币型”裂纹: $\zeta = \frac{c}{a} \ll 1$
- 体积比率: $\phi = \frac{4}{3} \pi a^2 c \mathcal{N} = \frac{4}{3} \pi \zeta d$

损伤变量: $d = \mathcal{N} a^3$



线性均质化一般路径



常用方法： 稀疏法、MT方法、PCW方法、IDD方法、自洽法，...

- 特征单元体中的每一材料相均为线弹性，局部应力张量 $\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x})$ 通过弹性张量 $\mathbb{C}(\boldsymbol{x})$ 与局部应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x})$ 建立线性联系：

$$\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}) = \mathbb{C}(\boldsymbol{x}) : \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x})$$

- 引入应变局部化张量 \mathbb{A}_r ：

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}) = \mathbb{A}(\boldsymbol{x}) : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}$$

- 应变均匀化：

$$\frac{1}{V} \int_{\Omega} \varepsilon_{ij}(\boldsymbol{x}) dV = \bar{\varepsilon}_{ij} \quad (5)$$

体积平均运算的分解

假设特征单元体中第 r 相材料占有的体积为 V_r ，相应的**体积比率**为 $\varphi_r = V_r/V$ ，则变量在特征单元体上的体积平均可以根据材料相作如下分解

$$\begin{aligned}
 \langle * \rangle &= \frac{1}{V} \int_{\Omega} * dV = \frac{1}{V} \int_{\cup \Omega^{(i)}} * dV \\
 &= \frac{1}{V} \left(\int_{\Omega^{(0)}} * dV + \int_{\Omega^{(1)}} * dV + \dots + \int_{\Omega^{(n)}} * dV \right) \\
 &= \frac{\varphi_0}{V_0} \int_{\Omega^{(0)}} * dV + \frac{\varphi_1}{V_1} \int_{\Omega^{(1)}} * dV + \dots + \frac{\varphi_n}{V_n} \int_{\Omega^{(n)}} * dV \quad (6) \\
 &= \varphi_0 \langle * \rangle_0 + \varphi_1 \langle * \rangle_1 + \dots + \varphi_n \langle * \rangle_n \\
 &= \sum_{i=0}^N \varphi_i \langle * \rangle_i
 \end{aligned}$$

其中， $\langle * \rangle_i = \frac{1}{V_i} \int_{\Omega^{(i)}} * dV$ 表示变量 $*$ 在第 i 个材料相上的体积平均。可见，变量在特征单元体上的体积平均可以通过该变量在各个材料相上体积平均后的加权求和得到，加权系数为各材料相在特征单元体中的体积比率。

微裂隙-基质系统的有效弹性张量

假设第0相为基质，夹杂相编号为1, 2, 3, ..., n

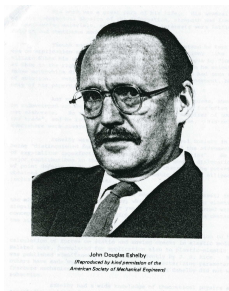
$$\bar{\boldsymbol{\varepsilon}} = \sum_{r=0}^n \phi_r \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^r = \phi_0 \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^0 + \sum_{r=1}^n \phi_r \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^r$$

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \sum_{r=0}^n \phi_r \mathbf{C}^r : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^r = \phi_0 \mathbf{C}^0 : \bar{\mathbf{A}}^0 : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_{r=1}^n \phi_r \mathbf{C}^r : \bar{\mathbf{A}}^r : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}$$

$$\bar{\boldsymbol{\varepsilon}} = \sum_{r=0}^n \phi_r \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^r = \sum_{r=0}^n \phi_r \bar{\mathbf{A}}^r : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} \Rightarrow \phi_0 \bar{\mathbf{A}}^0 + \sum_{r=1}^n \phi_r \bar{\mathbf{A}}^r = \mathbb{I}$$

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \left[\mathbf{C}^0 + \sum_{r=1}^n \phi_r (\mathbf{C}^r - \mathbf{C}^0) : \bar{\mathbf{A}}^r \right] : \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}$$

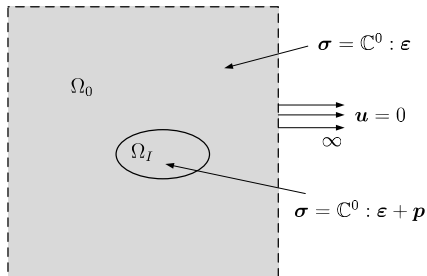
Eshelby论文及照片



The Determination of the Elastic Field of an Ellipsoidal Inclusion, and Related Problems
Author(s): J. D. Eshelby
Source: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 241, No. 1226, (Aug. 20, 1957), pp. 376-396
Published by: The Royal Society
Stable URL: <http://www.jstor.org/stable/100095>

Eshelby的奠基性工作

极化应力场问题



$$\left\{ \begin{array}{ll} \operatorname{div} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) = 0, & \mathbf{x} \in \Omega \\ \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) = \mathbb{C}^0 : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \in \Omega_0 \\ \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) = \mathbb{C}^0 : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) + \mathbf{p}, & \mathbf{x} \in \Omega_I \\ \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} (\operatorname{grad} \mathbf{u} + {}^T \operatorname{grad} \mathbf{u}), & \mathbf{x} \in \Omega \end{array} \right.$$

形式上，夹杂体内的应变场可以表示成

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) = -\mathbb{P}_e(\mathbf{x}) : \mathbf{p}(\mathbf{x}), \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega_I \quad (7)$$

四阶对称Hill张量 \mathbb{P}_e 仅依赖于基质（背景）材料的弹性张量 \mathbb{C}^0 以及夹杂体的形状，并且可以通过单位球面上的面积分来确定

$$\mathbb{P}_e = \frac{\det \mathbf{A}}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{n} \otimes^s (\mathbf{n} \cdot \mathbb{C}^0 \cdot \mathbf{n}) \otimes^s \mathbf{n}}{(\mathbf{n} \cdot ({}^T \mathbf{A} \cdot \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{n})^{3/2}} dS \quad (8)$$

Eshelby的奠基性工作

假设非均质体 Ω_I 中的应变场 $\boldsymbol{\varepsilon}^I$ 是均匀的，由于问题的线弹性特征，原问题可以看作是两个子问题的叠加，第一个子问题是无穷远处作用有应变 $\boldsymbol{\varepsilon}^\infty$ 的均匀场问题，该问题的解是直接的。原问题非均质区域 Ω_I 的应力 $\boldsymbol{\sigma}^I$ 可作如下分解

$$\boldsymbol{\sigma}^I = \mathbb{C}^I : \boldsymbol{\varepsilon}^I = \mathbb{C}^0 : \boldsymbol{\varepsilon}^I + (\mathbb{C}^I - \mathbb{C}^0) : \boldsymbol{\varepsilon}^I$$

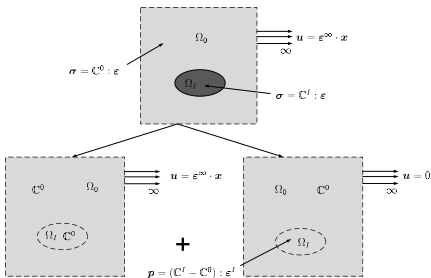
定义极化应力场 $\mathbf{p} = (\mathbb{C}^I - \mathbb{C}^0) : \boldsymbol{\varepsilon}^I$

根据叠加原理，区域 Ω_I 中的应变场是上述两个子问题解的和

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\varepsilon}^I(\mathbf{x}) = -\mathbb{P}_e : (\mathbb{C}^I - \mathbb{C}^0) : \boldsymbol{\varepsilon}^I + \boldsymbol{\varepsilon}^\infty$$

从中得到

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) = \left[\mathbb{I} + \mathbb{P}_e : (\mathbb{C}^I - \mathbb{C}^0) \right]^{-1} : \boldsymbol{\varepsilon}^\infty, \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega_I$$



有效弹性张量的一般形式(Zaoui, 2002; Dormieux et al., 2006; Zhu, 2006)

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} = \mathbb{C}^0 + \sum_{r=1}^n \phi_r^c (\mathbb{C}^{c,r} - \mathbb{C}^0) : \mathbb{A}^{c,r}$$

$\mathbb{A}^{c,r}$ 为第 r 材料相的应变局部化张量。

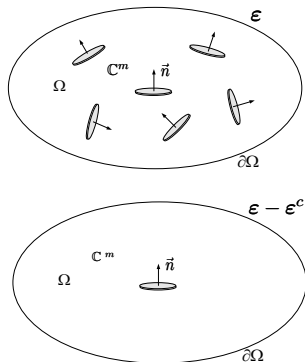
考虑弹性应变边界: $\varepsilon^r = \mathbb{A}^r : (\bar{\varepsilon} - \varepsilon^c)$

$$\mathbb{A}^{c,r} = \mathbb{A}_{\text{dilute}}^{c,r} : \left(\mathbb{I} + \sum_{r=1}^n \phi_r^c \mathbb{A}_{\text{dilute}}^{c,r} \right)^{-1}$$

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} = \mathbb{C}^0 : \left(\mathbb{I} + \sum_{r=1}^n \phi_r^c (\mathbb{I} - \mathbb{S}_e^r)^{-1} \right)^{-1}$$

相应地, 有效柔度张量表示为

$$\mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + \sum_{r=1}^n \frac{4}{3} \pi d_r \varsigma (\mathbb{I} - \mathbb{S}_e^r)^{-1} : \mathbb{S}^0$$



$$S_{1111} = S_{2222} = \frac{13 - 8\nu^m}{32(1 - \nu^m)} \pi \varsigma,$$

$$S_{3333} = 1 - \frac{1 - 2\nu^m}{1 - \nu^m} \frac{\pi}{4} \varsigma,$$

$$S_{1122} = S_{2211} = \frac{8\nu^m - 1}{32(1 - \nu^m)} \pi \varsigma,$$

$$S_{1133} = S_{2233} = \frac{2\nu^m - 1}{8(1 - \nu^m)} \pi \varsigma,$$

$$S_{3311} = S_{3322} = \frac{\nu^m}{1 - \nu^m} \left(1 - \frac{4\nu^m + 1}{8\nu^m} \pi \varsigma \right), \quad S_{1212} = \frac{7 - 8\nu^m}{32(1 - \nu^m)} \pi \varsigma,$$

$$S_{1313} = S_{2323} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\nu^m - 2}{1 - \nu^m} \frac{\pi}{4} \varsigma \right)$$

$$\mathbb{S}^e = (S_{1111} + S_{2222}, S_{3333}, S_{1111} - S_{1122}, 2S_{1313}, S_{3311}, S_{1133})$$

可以证明, 极限 $\lim_{\varsigma \rightarrow 0} \varsigma(\mathbb{I} - \mathbb{S}_e^r(\varsigma))^{-1}$ 是存在的。

- 引入二阶和四阶方向张量

$$\mathbf{N} = \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}, \quad \mathbf{T} = \boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$$

$$\mathbb{S}^n = \frac{1}{c_n} \mathbb{N} + \frac{1}{c_t} \mathbb{T}$$

$$\mathbb{C}^n = c_n \mathbb{N} + c_t \mathbb{T}$$

$$\mathbb{N} = \mathbf{N} \otimes \mathbf{N}, \quad \mathbb{T} = \mathbf{N} \otimes^s \mathbf{T} + \mathbf{T} \otimes^s \mathbf{N}$$

对于**张开币型微裂纹**的情况, 得到有效柔度张量

$$\mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + \sum_{r=1}^n d_r \left(\frac{1}{c_n} \mathbb{N}^r + \frac{1}{c_t} \mathbb{T}^r \right) = \mathbb{S}^0 + \sum_{r=1}^n d_r \mathbb{S}^{n,r}$$

弹性常数的裂化：单族裂隙

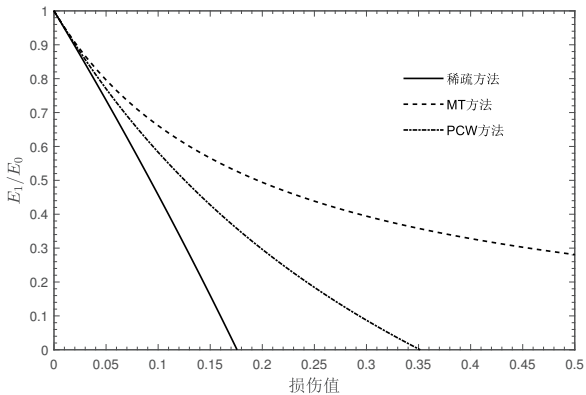
微裂隙张开情况：

$$\frac{E_0}{E_1} = 1 + \frac{16}{3} (1 - \nu_0^2) d, \quad \frac{\mu_0}{\mu_{12}} = \frac{\mu_0}{\mu_{13}} = 1 + \frac{16(1 - \nu_0)}{3(2 - \nu_0)} d$$

微裂隙闭合情况：

$$\frac{E_0}{E_1} = 1, \quad \frac{\mu_0}{\mu_{12}} = \frac{\mu_0}{\mu_{13}} = 1 + \frac{16(1 - \nu_0)}{3(2 - \nu_0)} d$$

变化曲线



弹性损伤模型

- **损伤变量：**所有裂隙族的损伤变量构成一个集合，用 $\mathcal{D} = \{d_1, d_2, \dots, d_N\}$ 来表示， d_i 是第 i 裂隙族的损伤内变量。

- **系统应变自由能：**

$$\Psi(\boldsymbol{\varepsilon}, d) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbb{C}^{\text{hom}}(d) : \boldsymbol{\varepsilon}$$

- **系统Gibbs自由能**

$$\Psi(\boldsymbol{\sigma}, d)^* = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \mathbb{S}^{\text{hom}}(d) : \boldsymbol{\sigma}$$

- **宏观应力应变关系**

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbb{C}^{\text{hom}}(d) : \boldsymbol{\varepsilon}$$

- **对任意裂隙族，损伤驱动力**

$$\mathcal{F}_d = -\frac{\partial \Psi}{\partial d} = -\frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \frac{\partial \mathbb{C}^{\text{hom}}}{\partial d} : \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \mathcal{F}_d = \frac{\partial \Psi^*}{\partial d} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \frac{\partial \mathbb{S}^{\text{hom}}}{\partial d} : \boldsymbol{\sigma}$$

损伤准则和演化准则

- 基于应变能释放率的**损伤准则**

$$g(F_d, d) = \mathcal{F}_d - \mathcal{R}(d) \leq 0$$

其中, $\mathcal{R}(d)$ 是损伤演化(裂隙扩展)抗力函数.

$$\begin{cases} \text{当 } \mathcal{F}_d < \mathcal{R}(d) \text{ 时, } \dot{d} = 0, \text{ 裂隙不扩展} \\ \text{当 } \mathcal{F}_d = \mathcal{R}(d) \text{ 时, } \dot{d} > 0, \text{ 裂隙扩展} \end{cases}$$

- 演化准则**: 假设岩石为标准正交材料, 损伤演化服从**正交化准则**

$$\dot{d} = \lambda^d \frac{\partial g(\mathcal{F}_d, d)}{\partial \mathcal{F}_d} = \lambda^d; \quad \lambda^d \geq 0 \quad (9)$$

式中, λ^d 表示损伤乘子.

剪切弹性张量的确定

损伤乘子 λ^d 可由损伤一致性条件 ($g = 0$ 且 $\dot{g} = 0$) 来确定, 即

$$\dot{g} = \frac{\partial g}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\partial g}{\partial d} \dot{d} = 0 \quad (10)$$

另外, 基于损伤演化准则可以建立率形式的应力应变关系. 首先将宏观应力应变关系表示成微分形式

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\varepsilon} + \mathbb{C}^{\text{hom}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (11)$$

且有如下关系

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\partial \mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial d} \dot{d} = \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \partial d} \dot{d} = -\frac{\partial F_d}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \lambda^d = -\frac{\partial g}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \lambda^d \quad (12)$$

进而得到

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{C}^{\text{tan}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (13)$$

其中, \mathbb{C}^{tan} 表示材料切线弹性张量, 具体表达式为

$$\mathbb{C}^{\text{tan}} = \mathbb{C}^{\text{hom}} - \frac{1}{\mathcal{H}_d} \frac{\partial g}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \otimes \frac{\partial g}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (14)$$

式中, 损伤硬化参量 $\mathcal{H}_d = -\partial g / \partial d$.

单轴拉伸作用下的解析解

$$F_d = \frac{\partial \Psi^*}{\partial d} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \mathbb{S}^n : \boldsymbol{\sigma}$$

假设单轴拉伸应力的施加方向为 \mathbf{e}_1 ，则应力状态可以表示成 $\boldsymbol{\sigma} = \sigma_{11} \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1$ 。法向方向为 \mathbf{n} 的微裂隙，裂隙面方向与 \mathbf{e}_1 轴的夹角为 θ ，则有关系

$$\text{式 } \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n} = \cos \theta.$$

损伤驱动力 F_d 进一步表示成

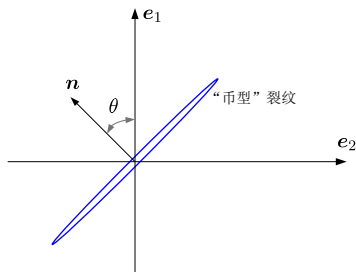
$$F_d = \frac{1}{2c_t} (2 - \nu_0 \cos^2 \theta) \cos^2 \theta \sigma_{11}^2$$

根据损伤准则 $g = F_d - R(d) = 0$ ，得到关系式

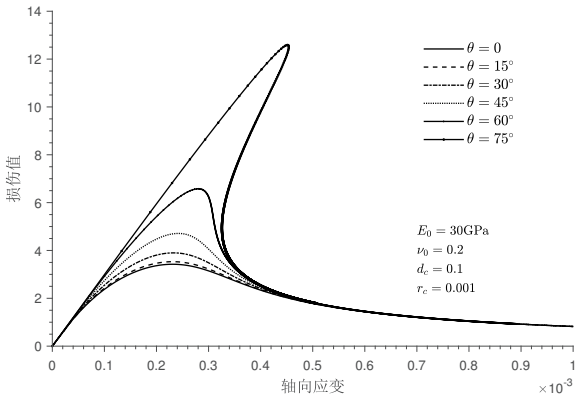
$$\sigma_{11} = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\frac{2c_t R(d)}{2 - \nu_0 \cos^2 \theta}}$$

轴向应力应变关系的解析表达式为

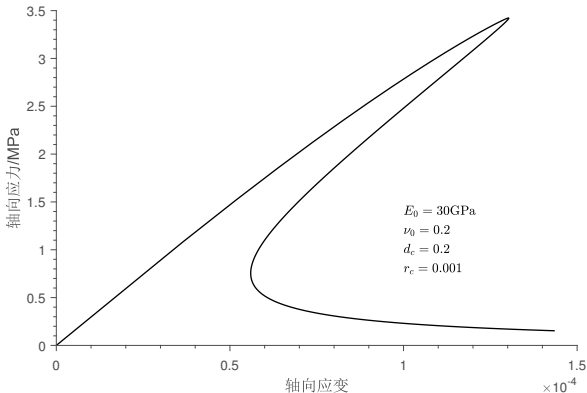
$$\varepsilon_{11} = \boldsymbol{\varepsilon} : (\mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1) = \left[\frac{1}{E_0} + \frac{1}{c_t} \sum_{r=1}^{N_g} \varpi_r d_r (2 - \nu_0 \cos^2 \theta_r) \cos^2 \theta_r \right] \sigma_{11}$$



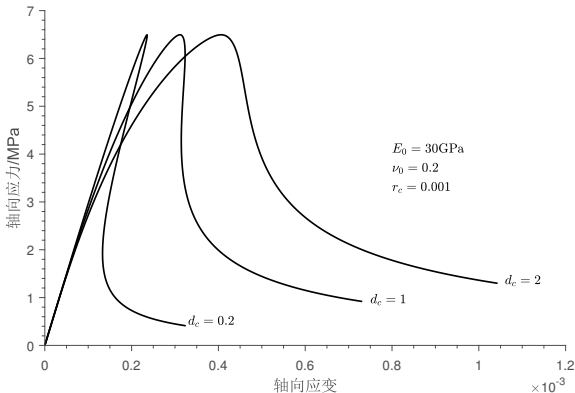
单轴拉伸下含不同倾角单族裂隙材料的力学响应



单轴拉伸下含任意分布裂隙材料的力学响应



单轴压缩下含任意分布裂隙材料的力学响应



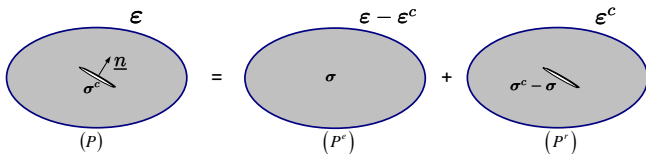
汇报提纲

- ① 研究背景
- ② 一维弹簧元件模型
- ③ 裂隙固体均匀化理论
- ④ 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- ⑤ 水力耦合本构关系
- ⑥ 各向同性损伤摩擦耦合分析
- ⑦ 结论与展望

问题分析

- 岩石一般处于压应力状态，在法向应力作用下裂隙处于闭合状态；
- 闭合裂隙能够传递应力；裂隙面粗糙的特征增大了岩石局部抗剪能力；
- 闭合裂隙滑动摩擦引起裂隙进一步扩展，往往存在损伤-摩擦耦合作用；

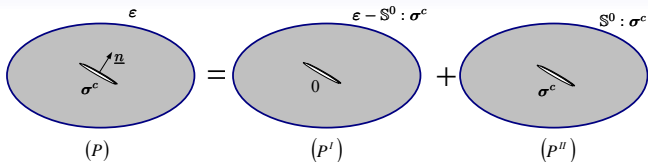
闭合摩擦裂隙-基质系统的自由能：问题分解



- 子问题 P^e 是均匀的, $\sigma = \mathbb{C}^0 : (\epsilon - \epsilon^c)$
- 子问题 P^r 是自平衡的, 即 $\langle \sigma^r \rangle = 0$, $\langle \epsilon^r \rangle = \epsilon^c$
- 应变自由能的推导:

$$\int_{\Omega^s} \frac{1}{2} \epsilon : \mathbb{C} : \epsilon dV = \int_{\Omega} \frac{1}{2} \epsilon : \mathbb{C} : \epsilon dV - \int_{\Omega^c} \frac{1}{2} \epsilon : \mathbb{C} : \epsilon dV$$

$$\Psi = \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon^c) : \mathbb{C}^0 : (\epsilon - \epsilon^c) + \frac{1}{2} (\sigma - \sigma^c) : \epsilon^c$$



- 子问题I是外边界作用有宏观应变 $(\varepsilon - \mathbb{C}^0 : \sigma^c)$ 的均匀化问题;

$$\varepsilon^c = \phi^c \mathbb{A}^c : (\varepsilon - \mathbb{C}^0 : \sigma^c)$$

$$\sigma^I = \mathbb{C}^{\text{hom}} : (\varepsilon - \mathbb{C}^0 : \sigma^c)$$

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} = \mathbb{C}^0 : (\mathbb{I} - \phi^c \mathbb{A}^c)$$

- 子问题II, 基质内的应力场均匀 $\sigma^{II} = \sigma^c$
- $\sigma = \sigma^I + \sigma^{II}$
- $\sigma = \mathbb{C}^0 : (\varepsilon - \varepsilon^c)$

$$\sigma - \sigma^c = (\mathbb{S}^{\text{hom}} - \mathbb{S}^0)^{-1} : \varepsilon^c$$

基于连续性条件的验证

- $\epsilon^{c,r}$ 与宏观应力的关系

$$\epsilon = \begin{cases} \mathbb{S}^{\text{hom}} : \sigma = \mathbb{S}^0 : \sigma + \sum_{r=1}^n d_r \mathbb{S}^{n,r} : \sigma \\ \mathbb{S}^0 : \sigma + \sum_{r=1}^n \epsilon^{c,r} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \boxed{\epsilon^{c,r} = d_r \mathbb{S}^{n,r} : \sigma}$$

- Gibbs自由能

$$\Psi^* = \begin{cases} \frac{1}{2} \sigma : \mathbb{S}^0 : \sigma + \sum_{r=1}^n \sigma : \epsilon^{c,r} - W^b \\ \frac{1}{2} \sigma : \mathbb{S}^{\text{hom}} : \sigma \end{cases}$$

$$\Rightarrow \Psi^* = \frac{1}{2} \sigma : \mathbb{S}^0 : \sigma + \sigma : \sum_{r=1}^n \epsilon^{c,r} - \sum_{r=1}^n \frac{1}{2d_r} \epsilon^{c,r} : \mathbb{C}^{n,r} : \epsilon^{c,r}$$

- 考虑微裂纹张开状态的一般情况

$$\boxed{\Psi^* = \frac{1}{2} \sigma : \mathbb{S}^{\text{hom}} : \sigma + \sum_{r=1}^{n_c} \sigma : \epsilon^{c,r} - \sum_{r=1}^{n_c} \frac{1}{2d_r} \epsilon^{c,r} : \mathbb{C}^{n,r} : \epsilon^{c,r}}$$

状态方程及演化准则

* 与内变量关联的热动力学力

- 闭合裂纹

$$\boldsymbol{\sigma}^c = \frac{\partial \Psi^*}{\partial \boldsymbol{\epsilon}^c} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{d} \mathbb{C}^n : \boldsymbol{\epsilon}^c$$

$$F_d = \frac{\partial \Psi^*}{\partial d} = \frac{1}{2d^2} \boldsymbol{\epsilon}^c : \mathbb{C}^n : \boldsymbol{\epsilon}^c$$

- 张开裂纹 $F_d = \frac{\partial \Psi^*}{\partial d} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \mathbb{S}^n : \boldsymbol{\sigma}$

- 基于局部应力的摩尔库伦准则

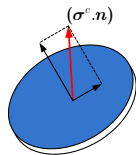
$$f(\boldsymbol{\sigma}^c) = \|\boldsymbol{\tau}^c\| + \alpha \sigma_n^c \leq 0$$

α : 裂隙面摩擦系数

* 闭合裂纹局部应力的分解

$$\boldsymbol{\sigma}_n^c = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}^c \cdot \mathbf{n}$$

$$\boldsymbol{\tau}^c = \boldsymbol{\sigma}^c \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$$



- 基于应变能释放率的损伤准则

$$g(F_d, d) = F_d - \mathcal{R}(d) = 0$$

$\mathcal{R}(d)$: 当前损伤发展抗力

围压效应及体积膨胀

- **围压效应**是通过作用在裂隙上的局部应力 σ^c 实现的

$$f(\sigma^c) = \|\tau^c\| + \alpha\sigma_n^c \leq 0$$

- 局部非弹性应变 ϵ^c

$$\dot{\epsilon}^c = \lambda \frac{\partial f(\sigma^c)}{\partial \sigma^c} = \lambda \left(\frac{\mathbb{T} : \sigma^c}{2\|\tau^c\|} + \alpha \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \right)$$

定义滑动摩擦方向 $\mathbf{t} = \tau^c / \|\tau^c\|$

$$\dot{\epsilon}^c = \lambda \mathbf{D}, \quad \mathbf{D} = (\mathbf{t} \otimes^s \mathbf{n} + \alpha \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$$

$$\dot{\gamma} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \tau^c} = \lambda \mathbf{t}, \quad \dot{\beta} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_n^c} = \eta \lambda.$$

关系式 $\text{tr}(\epsilon^c) = \mathbf{n} \cdot \epsilon^c \cdot \mathbf{n} = \beta$ 表明非弹性**体积膨胀**是由裂隙的方向非弹性变形引起的。

摩擦和损伤乘子的确定: LCP问题

- 滑动摩擦一致性条件 ($f^i = 0$ 和 $\dot{f}^i = 0$)

$$\dot{f}^i = \sum_{r=1}^{n_c} \frac{\partial f^i}{\partial \epsilon^{c,r}} : d\epsilon^{c,r} + \frac{\partial f^i}{\partial d^i} dd^i + \frac{\partial f^i}{\partial \epsilon} : d\epsilon = 0$$

- 损伤一致性条件

$$\dot{g}^i = \frac{\partial g^i}{\partial \epsilon^{c,i}} : d\epsilon^{c,i} + \frac{\partial g^i}{\partial d^i} dd^i = 0$$

得到 $\lambda^{d,i} = -\lambda^{f,i} \frac{\partial g^i}{\partial \epsilon^{c,i}} : D^{n,i} / \frac{\partial g^i}{\partial d^i}$

滑动摩擦乘子 $\{\lambda^f\}$ 由下式确定

$$\{\lambda^f\} = X^{-1} \{D^n : C^0\} : d\bar{\epsilon}, \quad D^n = t \otimes s n + c_f n \otimes n$$

稀疏矩阵为

$$X_{ir} = D^{n,i} : C^0 : D^{n,r} + \Delta_{ir} D^{n,i} : C^{n,i} : D^{n,i} + \Delta_{ir} \left(D^{n,i} : C^{n,i} : \epsilon^{c,i} \right)^2 / \frac{\partial g^i}{\partial d^i}$$

强度与变形耦合分析

- 张开裂纹情况:

$$g(\boldsymbol{\sigma}, d) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \mathbb{S}^n : \boldsymbol{\sigma} - \mathcal{R}(d) \leq 0$$

$$g(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{\tau^2}{\kappa} + \sigma_n^2 - \sigma_t^2 = 0$$

拉伸强度: $\sigma_t = \sqrt{2c_n \mathcal{R}(d_c)}$

- 闭合裂纹情况:

根据局部应力 $\boldsymbol{\sigma}^c = \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}^c} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{d} \mathbb{C}^n : \boldsymbol{\epsilon}^c$, 有如下分解

$$\sigma_n^c = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}^c \cdot \mathbf{n}, \quad \tau^c = \boldsymbol{\sigma}^c \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}),$$

等价于

$$\sigma_n^c = \sigma_n - \frac{c_n}{d} \boldsymbol{\epsilon}^c : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}), \quad \tau^c = \tau - \frac{c_t}{d} \boldsymbol{\epsilon}^c \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$$

其中 $\sigma_n = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}$ and $\tau = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$.

在主应力空间，把应力张量表示为

$$\boldsymbol{\sigma} = \sigma_3 \boldsymbol{\delta} + (\sigma_2 - \sigma_3) \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2 + (\sigma_1 - \sigma_3) \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1.$$

因而有

$$\sigma_n^c = \sigma_3 + (\sigma_1 - \sigma_3) (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n})^2 - \frac{c_n}{d} \boldsymbol{\epsilon}^c : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$$

$$\boldsymbol{\tau}^c = (\sigma_1 - \sigma_3) (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n}) [\mathbf{e}_1 - (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}] - \frac{c_t}{d} \boldsymbol{\epsilon}^c \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$$

裂纹面内的流动方向为

$$\mathbf{t} = \text{sign}(\sigma_1 - \sigma_3) \frac{\mathbf{e}_1 - (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}}{\sqrt{1 - (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{n})^2}}$$

则有 $\boldsymbol{\tau}^c = \tau - \frac{c_t}{d} \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^c \cdot \mathbf{n}$

定义局部非弹性流动方向 $\mathbf{D} = \mathbf{t} \otimes^s \mathbf{n} + \alpha \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$ ，滑动摩擦准则为：

$$f(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\epsilon}^c, d) = \tau + \alpha \sigma_n - \frac{1}{d} \mathbf{D} : \mathbb{C}^n : \boldsymbol{\epsilon}^c \leq 0$$

$$f(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\epsilon}^c, d) = \tau + \alpha\sigma_n - \frac{\Lambda^s}{d} \mathbf{D} : \mathbb{C}^n : \mathbf{D} \leq 0$$

从损伤准则

$$g = \frac{1}{2} \left(\frac{\Lambda^s}{d} \right)^2 \mathbf{D} : \mathbb{C}^n : \mathbf{D} - \mathcal{R}(d) \leq 0$$

可得

$$\frac{\Lambda^s}{d} = 2\sqrt{\frac{\mathcal{R}(d)}{\xi}}$$

得到加载函数

$$f(\boldsymbol{\sigma}, d) = \tau + \alpha\sigma_n - \sqrt{\mathcal{R}(d)}\xi \leq 0$$

$\mathcal{R}(d)$ 取最大值时确定压剪破坏面函数

$$f(\boldsymbol{\sigma}, d_c) = \tau + \alpha\sigma_n - \sigma_\tau = 0$$

其中 $\sigma_\tau = \sqrt{\mathcal{R}(d_c)}\xi$ 为抗剪强度。

基于背应力的强化弱化准则

- 闭合裂纹:

$$f(\sigma^c) = \|\tau^c\| + \alpha\sigma_n^c \leq 0$$

$$\sigma^c = \sigma - \frac{1}{d} \mathbb{C}^n : \epsilon^c$$

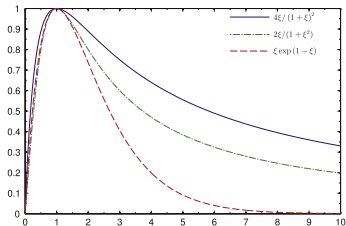
损伤摩擦耦合分析

$$f = \tau + \alpha\sigma_n - \sqrt{2\mathcal{R}(d)\xi} = 0$$

其中: $\xi = \frac{c_t}{2} + c_n\alpha^2$ 仅与材料弹性常数和摩擦系数有关。

- 张开裂纹

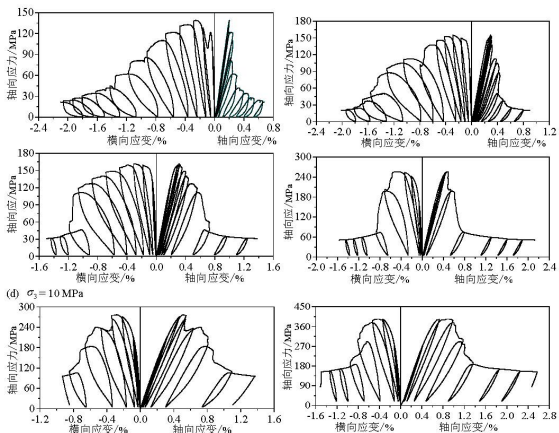
$$g = \frac{\sigma_n^2}{2c_n} + \frac{\tau^2}{c_t} - \mathcal{R}(d) \leq 0$$



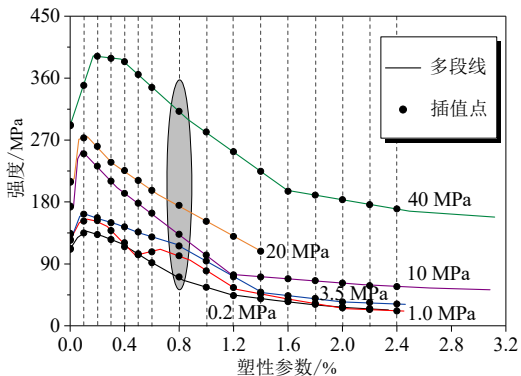
- 函数 $\mathcal{R}(d)$ 的特征

临界损伤的一个实验验证

北山花岗岩常规三轴压缩试验

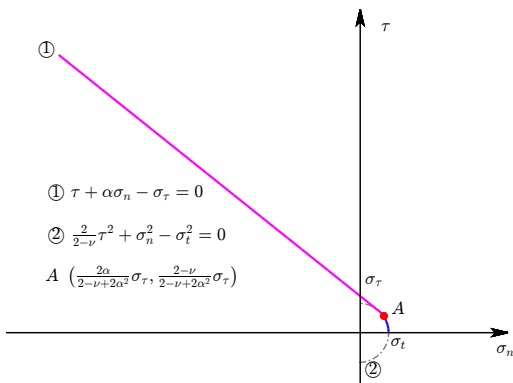


塑性参数与强度之间的关系（赵星光等，2017）

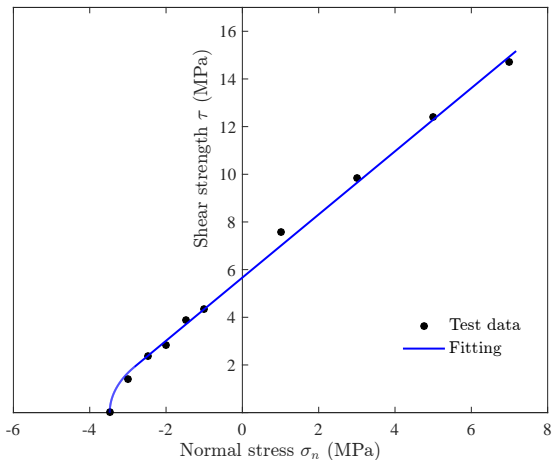


基于细观力学分析的新强度准则

在摩尔平面内的强度包线



试验验证 (数据来源: 黄达等, 2017)



基于主应力的强度准则分析1: 常规三轴加载路径

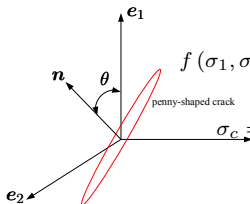
$$\tau = \|\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})\| = -(\sigma_1 - \sigma_3) \cos \theta \sin \theta$$

$$\sigma_n = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta$$

$$f = \sigma_1 - \frac{\cos \theta \sin \theta + \alpha \sin^2 \theta}{\cos \theta \sin \theta - \alpha \cos^2 \theta} \sigma_3 + \frac{1}{\sin \theta \cos \theta - \alpha \cos^2 \theta} \sigma_\tau = 0$$

$$h(\theta) = \cos \theta \sin \theta - \alpha \cos^2 \theta$$

$$\tan \theta_c = \sqrt{\alpha^2 + 1} + \alpha$$



$$f(\sigma_1, \sigma_3) = \sigma_1 - \tan^2 \theta_c \sigma_3 + 2 \tan \theta_c \sigma_\tau = 0$$

$$\sigma_c = 2 \tan \theta_c \sigma_\tau = 2 \tan \theta_c \sqrt{\mathcal{R}(d_c)} \xi.$$

$$\theta_c = \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}.$$

基于主应力的强度准则分析2: 拉伸破坏

$$g = \frac{1}{\kappa} (\sigma_1 - \sigma_3)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + [\sigma_3 + (\sigma_1 - \sigma_3) \cos^2 \theta]^2 - \sigma_t^2 = 0 \quad (15)$$

$$h(\theta) = \frac{1}{\kappa} (\sigma_1 - \sigma_3)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta)^2$$

$$\sin 2\theta = 0 \quad \text{or} \quad \frac{1}{2\kappa} (\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta - (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta) = 0$$

由方程1得到

$$\theta = 0, \quad \text{和} \quad \theta = \frac{\pi}{2} \quad (16)$$

代入函数(15)分别得到

$$\sigma_1 - \sigma_t = 0, \quad \text{和} \quad \sigma_3 - \sigma_t = 0 \quad (17)$$

对应的是纯张拉破坏模式.

根据方程2得到

$$\tan^2 \theta = \frac{(1 - 2\kappa) \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - (1 - 2\kappa) \sigma_3} \quad (18)$$

由此得到

$$\cos^2 \theta = \frac{\sigma_1 - (1 - 2\kappa) \sigma_3}{2(1 - \kappa)(\sigma_1 - \sigma_3)}, \quad \sin^2 \theta = \frac{(1 - 2\kappa) \sigma_1 - \sigma_3}{2(1 - \kappa)(\sigma_1 - \sigma_3)} \quad (19)$$

代入函数(15)，经整理得到破坏函数

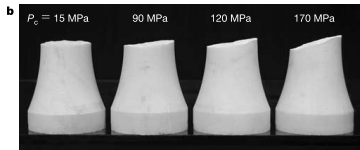
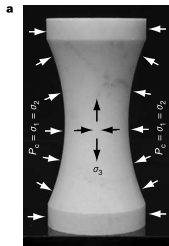
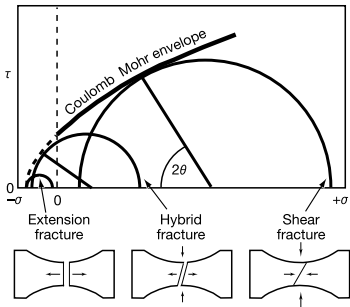
$$\frac{1}{4(1-\kappa)} (\sigma_1 + \sigma_3)^2 + \frac{1}{4\kappa} (\sigma_1 - \sigma_3)^2 - \sigma_t^2 = 0 \quad (20)$$

在此情况下， τ 和 σ_n 均大于0，函数(20)对应的是岩石拉剪破坏

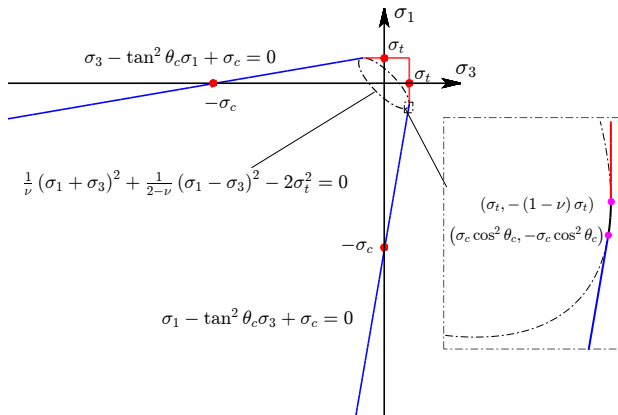
- 综合三种破坏函数得到：

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sigma_3 - \sigma_t = 0, & \text{if } (1 - 2\kappa) \sigma_3 \leq \sigma_1 \leq 0 \\ \frac{1}{4(1-\kappa)} (\sigma_1 + \sigma_3)^2 + \frac{1}{4\kappa} (\sigma_1 - \sigma_3)^2 - \sigma_t^2 = 0, & \text{if } -\sigma_3 \leq \sigma_1 \leq (1 - 2\kappa) \sigma_3 \\ \sigma_1 - \tan^2 \theta_c \sigma_3 + \sigma_c = 0, & \text{if } \sigma_1 \leq -\sigma_3 \end{array} \right.$$

破坏模式的过渡 (Ramsey and Chester, Nature, 2004)



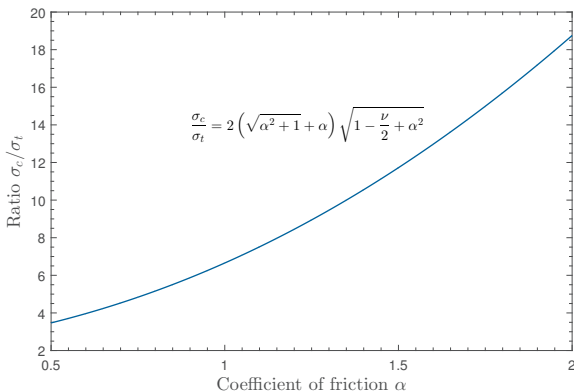
- 在主应力平面内的强度包线



拉压强度不对称性

- 单轴压缩/拉伸强度比

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_t} = 2 \left(\alpha + \sqrt{1 + \alpha^2} \right) \sqrt{1 - \nu/2 + \alpha^2}$$



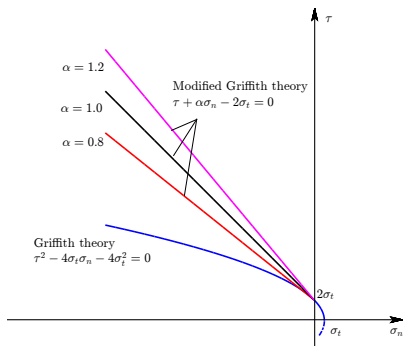
与格里菲斯准则的比较

- Griffith强度准则 (Griffith, 1921,1924)

$$\tau^2 + 4\sigma_t\sigma_n - 4\sigma_t^2 = 0$$

- 修正Griffith强度准则 (McClintock和Walsh, 1962)

$$\tau + \alpha\sigma_n - 2\sigma_t = 0$$



汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型
- 3 裂隙固体均匀化理论
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系**
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望

张开裂隙情况

- 考虑孔隙水压力 p_w 的广义应力场(Domieux and Kondo, 2006)

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) = \mathbb{C}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) + \boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x}) \quad (21)$$

其中

$$\boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x}) = \begin{cases} 0, & \mathbf{x} \in \Omega^m \\ -p_w \boldsymbol{\delta}, & \mathbf{x} \in \Omega^c \end{cases} \quad (22)$$

考虑任意运动学相容的应变场 $\boldsymbol{\epsilon}^*(\mathbf{x})$, 其满足边界条件 $\langle \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega = \boldsymbol{\epsilon}^*$ 和局部应力应变关系 $\boldsymbol{\sigma}^*(\mathbf{x}) = \mathbb{C}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}^*(\mathbf{x})$. 将应力场 $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x})$ 作用于上述应变场 $\boldsymbol{\epsilon}^*(\mathbf{x})$, 计算应变能密度 $\frac{1}{V} \int_\Omega \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^* dV = \langle \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega$.

$$\langle \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega = \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^* \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \langle \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega &= \langle \boldsymbol{\epsilon} : \mathbb{C} : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega + \langle \boldsymbol{\sigma}^c : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega \\ &= \langle \boldsymbol{\epsilon} : \mathbb{C} : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_\Omega + \frac{V_i}{V} \langle \boldsymbol{\sigma}^c : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_i \\ &= \langle \boldsymbol{\epsilon} : \boldsymbol{\sigma}^* \rangle_\Omega + \phi_i \langle \boldsymbol{\sigma}^c : \boldsymbol{\epsilon}^* \rangle_i \\ &= \boldsymbol{\epsilon} : \mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\epsilon}^* - p_w \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{A} \rangle_i : \boldsymbol{\epsilon}^* \end{aligned} \quad (24)$$

结合式(23)和(24)得到

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbb{C}^{\text{hom}} - p_w \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{A} \rangle_i \quad (25)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\varepsilon} - p_w \mathbf{b} \quad (26)$$

其中, Biot张量为

$$\mathbf{b} = \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{A} \rangle_i \quad (27)$$

根据有效弹性张量Eq.(5)

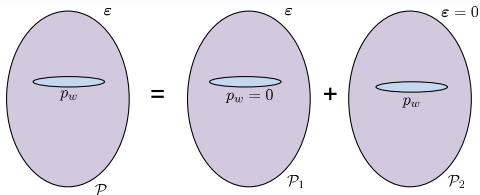
$$\mathbb{C}^{\text{hom}} = \mathbb{C}^s - \mathbb{C}^s : \phi_i \langle \mathbb{A} \rangle_i$$

得到关系式 $\phi_i \langle \mathbb{A} \rangle_i = \mathbb{I} - \mathbb{S}^s : \mathbb{C}^{\text{hom}}$, 进一步得到

$$\mathbf{b} = \boldsymbol{\delta} - \mathbb{C}^{\text{hom}} : \mathbb{S}^s : \boldsymbol{\delta} \quad (28)$$

由此可知, 比奥张量仅仅依赖于基质相的弹性常数以及材料的细观结构特征.

系统自由能：问题分解



$$\Psi = \frac{1}{2V} \int_{\Omega_m} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV = \frac{1}{2V} \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV - \frac{1}{2V} \sum_{i=1}^N \int_{C_i} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV \quad (29)$$

$$\text{Hill引理: } \frac{1}{V} \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV = \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon} \quad (30)$$

考虑裂隙中存在均匀空隙水压力 p_w :

$$\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \int_{C_i} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV = -p_w \sum_{i=1}^N \frac{V_i}{V} \frac{1}{V_i} \int_{C_i} \boldsymbol{\delta} : \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{x}) dV = -p_w \phi_i \langle \epsilon_v \rangle_i \quad (31)$$

孔隙率的变化: $\phi - \phi_0 = \phi_i \langle \epsilon_v \rangle_i$

自由能一般形式

$$\Psi = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon} + \frac{1}{2} p_w (\phi - \phi_0) \quad (32)$$

根据问题分解, 总的孔隙率变化是两个子问题中孔隙率变化的叠加: $\phi - \phi_0 = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2$

子问题 \mathcal{P}_1 是经典的均匀化问题, 其中外边界作用有宏观均匀应变并且孔隙水压力 $p_w = 0$. 根据均匀化理论得到:

$$\Delta\phi_1 = \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \boldsymbol{\epsilon}^I \rangle_i = \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{A} : \boldsymbol{\epsilon} \rangle_i = \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{A} \rangle_i : \boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{b} : \boldsymbol{\epsilon} \quad (33)$$

在子问题 \mathcal{P}_2 中, 存在孔隙水压力 p_w , 但是宏观应变 $\boldsymbol{\epsilon}^{II} = 0$, 也就是说

$$\boldsymbol{\epsilon}^{II} = \langle \boldsymbol{\epsilon}^{II} \rangle_{\Omega} = \phi_0 \langle \boldsymbol{\epsilon}^{II} \rangle_0 + \phi_i \langle \boldsymbol{\epsilon}^{II} \rangle_i = 0 \quad (34)$$

根据式(26)得到 $\boldsymbol{\sigma}^{II} = -p_w \mathbf{b}$. 另外,

$$\boldsymbol{\sigma}^{II} = \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_{\Omega} = \phi_0 \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_0 + \phi_i \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_i = \phi_0 \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_0 - \phi p_w \boldsymbol{\delta} \quad (35)$$

从而得到

$$\phi_0 \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_0 = p_w (\phi \boldsymbol{\delta} - \mathbf{b}) \quad (36)$$

$$\Delta\phi_2 = \phi_i \boldsymbol{\delta} : \langle \boldsymbol{\epsilon}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_i = -\phi_0 \boldsymbol{\delta} : \langle \mathbb{S}^s : \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_0 = -\phi_0 \boldsymbol{\delta} : \mathbb{S}^s : \langle \boldsymbol{\sigma}^{II}(\mathbf{x}) \rangle_0 \quad (37)$$

代入式(36)

$$\Delta\phi_2 = -p_w \boldsymbol{\delta} : \mathbb{S}^s : (\phi \boldsymbol{\delta} - \mathbf{b}) \quad (38)$$

根据叠加原理，总的孔隙率变化为

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 = \mathbf{b} : \boldsymbol{\varepsilon} - p_w \boldsymbol{\delta} : \mathbb{S}^s : (\phi \boldsymbol{\delta} - \mathbf{b}) \quad (39)$$

- 系统自由能表达式

$$\Psi = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbb{C}^{\text{hom}} : \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{1}{2} N p_w^2 \quad (40)$$

其中

$$N = (\mathbf{b} - \phi \boldsymbol{\delta}) : \mathbb{S}^s : \boldsymbol{\delta} \quad (41)$$

注意到

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \neq \boldsymbol{\sigma} \quad (42)$$

应变自由能在热力学是不协调的，为此，为此根据Legendre-Fenchel 变换 $\Psi^* = \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\varepsilon} + p_w (\phi - \phi_0) - \Psi$ 定义热力势

$$\Psi^* = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\sigma} + p_w \mathbf{b}) : \mathbb{S}^{\text{hom}} : (\boldsymbol{\sigma} + p_w \mathbf{b}) + \frac{1}{2} N p_w^2 \quad (43)$$

汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型
- 3 裂隙固体均匀化理论
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望

应变分解

- **应变分解：** $\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^p$ 弹性应变通过广义胡克定律与宏观应力张量相联系，即 $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}^0 : \boldsymbol{\varepsilon}^e$.
- **跨尺度关联：**

根据前文研究，可以将单族裂隙引起的非弹性应变表示成 $\boldsymbol{\varepsilon}^p = \beta \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} + \gamma \otimes^s \mathbf{n}$ ，则含有大量任意分布微裂隙的特征单元体的总塑性应变可以通过球面积分得到

$$\boldsymbol{\varepsilon}^p = \frac{1}{4\pi} \int_S \beta \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} dS + \frac{1}{4\pi} \int_S \gamma \otimes^s \mathbf{n} dS \quad (44)$$

在各向同性假设下， $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ 可以分解为塑性体积应变和塑性剪切应变两部分

$$\boldsymbol{\varepsilon}^p = \boldsymbol{\Gamma} + \frac{1}{3} \beta \boldsymbol{\delta} \quad (45)$$

其中

$$\boldsymbol{\Gamma} = \frac{1}{4\pi} \int_S \gamma \otimes^s \mathbf{n} dS, \quad \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} dS = \frac{1}{3} \boldsymbol{\delta} \quad (46)$$

由塑性体积应变 $\varepsilon_v^p = \boldsymbol{\varepsilon}^p : \boldsymbol{\delta} = \beta$ 可知，裂隙岩石的体积膨胀与裂隙开度有关。

有效弹性张量与有效柔度张量

各向同性特征单元体的有效弹性张量 $\mathbb{C}^{\text{hom}}(d)$ 的一般形式为

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} = 2\mu(d)\mathbb{K} + 3k(d)\mathbb{J} \quad (47)$$

其中, $\mu(d)$ 和 $k(d)$ 分别表示受损材料的剪切模量和体积压缩模量. 通过二阶对称单位张量 δ_{ij} 和四阶对称单位张量 $I_{ijkl} = (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})/2$, 各向同性张量 \mathbb{J} 和 \mathbb{K} 的元素分别为 $J_{ijkl} = \delta_{ij}\delta_{kl}/3$ 和 $K_{ijkl} = I_{ijkl} - J_{ijkl}$.

外荷载作用引起的弹性性能劣化体现在弹性常数 $\mu(d)$ 和 $k(d)$ 的变化上. 根据Mori-Tanaka方法得到岩石基质-微裂隙系统的有效柔度张量

$$\mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + \sum_{r=1}^N d_r \mathbb{S}^{n,r} \quad (48)$$

其中, \mathbb{S}^0 是基质材料的四阶柔度张量, 并且

$$\mathbb{S}^n = \frac{1}{c_n} \mathbb{N} + \frac{1}{c_t} \mathbb{T} \quad (49)$$

式中, c_n 和 c_t 仅与各向同性基质的弹性常数有关:

$$c_n = \frac{3E_0}{16(1-\nu_0^2)}, \quad c_t = (2-\nu_0)c_n \quad (50)$$

应变分解

认为所有裂隙族的裂隙密度相同, 即 $d_1 = d_2 = \dots = d_N = d_0$, 因此可以引入标量损伤变量 $d = Nd_0$ 来描述岩石的宏观受损状态, 并将式(48)改写

$$\text{成 } \mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + d \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N \mathbb{S}^{n,r}.$$

当裂隙族的数量 N 足够大时, 求和项可以用球面积分近似

$$\mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + d \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbb{S}^n(\mathbf{n}) dS = \mathbb{S}^0 + d \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{c_n} \mathbb{N} + \frac{1}{c_t} \mathbb{T} \right) dS \quad (51)$$

根据

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \mathbb{N} dS = \frac{1}{3} \mathbb{J} + \frac{2}{15} \mathbb{K}, \quad \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbb{T} dS = \frac{2}{5} \mathbb{K} \quad (52)$$

得到系统的有效柔度张量

$$\mathbb{S}^{\text{hom}} = \mathbb{S}^0 + d \mathbb{S}^d \quad (53)$$

其中

$$\mathbb{S}^d = \mathbb{A} : \mathbb{S}^0 = \frac{\beta_1}{2\mu_0} \mathbb{K} + \frac{\beta_2}{3k_0} \mathbb{J} \quad (54)$$

式中, $\mathbb{A} = \beta_1 \mathbb{K} + \beta_2 \mathbb{J}$, \mathbb{S}^d 可以解释为单位损伤引起的系统柔度张量的改变值.

β_1 和 β_2 是仅与基质材料泊松比 ν_0 有关的常数. $\mu(d)$ 和 $k(d)$ 分别具有表达式

$$\mu(d) = \frac{\mu_0}{1 + \beta_1 d}, \quad k(d) = \frac{k_0}{1 + \beta_2 d} \quad (55)$$

塑性损伤模型基本公式

- 系统自由能: $W = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) : \mathbb{C}^0 : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) + \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon}^p : \mathbb{C}^p : \boldsymbol{\varepsilon}^p$

$$\mathbb{C}^p = \left(\mathbb{S}^{\text{hom}} - \mathbb{S}^0 \right)^{-1} = \frac{1}{d} \mathbb{C}^d, \quad \mathbb{C}^d = \left(\mathbb{S}^d \right)^{-1}$$

- 宏观应力应变关系: $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}^0 : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p)$ 等价于 $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{S}^0 : \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\varepsilon}^p$

- 损伤驱动力: $Y_d = \frac{1}{2d^2} \boldsymbol{\varepsilon}^p : \mathbb{C}^d : \boldsymbol{\varepsilon}^p$

- 局部应力: $\boldsymbol{\sigma}^c = -\frac{\partial W}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^p} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{d} \mathbb{C}^d : \boldsymbol{\varepsilon}^p$

- 滑动摩擦准则: $f(\boldsymbol{\sigma}^c) = \|\boldsymbol{s}^c\| + \eta p^c \leq 0$

- 瞬时损伤准则: $g(Y_d, d) = Y_d - R(d) \leq 0$, 其中 $R(d) = R(d_c) \frac{2}{1 + \xi^2}$
并且 $\xi = d/d_c$

基于背应力的统一强化与软化

岩土经典弹塑性理论中的塑性屈服条件一般是宏观应力张量 σ 的函数. 根据细观力学分析, 塑性应变演化的热力学驱动力 σ^c 不仅包含宏观应力张量, 还包含背应力项

$$\zeta = \mathbb{C}^p : \epsilon^p = \frac{1}{d} \mathbb{C}^d : \epsilon^p$$

后者统一描述材料强化软化过程, 从这个意义上说, \mathbb{C}^p 可以理解为四阶强化软化模量. 在应力峰值之前, 相对于裂隙萌生扩展引起的损伤演化, 滑移摩擦引起的塑性变形起主导作用, 材料整体上表现出应变强化行为; 在应力峰值之后, 在经历裂隙扩展、连接和贯通之后, 微裂隙局部化为宏观裂隙, 材料破坏并最终进入残余应力阶段, 损伤引起的材料劣化起主导作用, 材料在宏观上表现出应变软化行为.

岩石强化和软化是一个连续的能量耗散过程, 两种非线性力学机制(摩擦滑移及其伴随的体胀和裂隙扩展引起的材料损伤)是一个相互竞争的强耦合关系, 当摩擦滑移占主导时, 材料表现出强化现象, 而当损伤占主导时, 材料表现出应变软化现象.

常规三轴条件下的强度和变形耦合分析

- 塑性和损伤演化率

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = \lambda^p \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}^c} = \lambda^p \mathbf{D}, \quad \Delta d = \lambda^d \frac{\partial g}{\partial Y_d} = \lambda^d$$

- 偏应力张量 $\mathbf{s} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{3} [2, -1, -1]$ ，塑性偏应变的流动方向 $\mathbf{V} = \frac{\mathbf{s}^c}{\|\mathbf{s}^c\|} = \frac{-1}{\sqrt{6}} [2, -1, -1]$ 保持不变，因此总的塑性应变可以表示成累积形式

$$\boldsymbol{\varepsilon}^p = \Lambda^p \mathbf{D}; \quad \text{其中 } \Lambda^p = \int \lambda^p, \text{ 且 } d = \int \lambda^d$$

- 滑动摩擦准则变为

$$f = \|\mathbf{s}\| + \eta p - \frac{\Lambda^p}{d} \chi = 0, \quad \chi = \mathbf{D} : \mathbb{C}^d : \mathbf{D} = \frac{2\mu_0}{\beta_1} + \frac{k_0 \eta^2}{\beta_2}$$

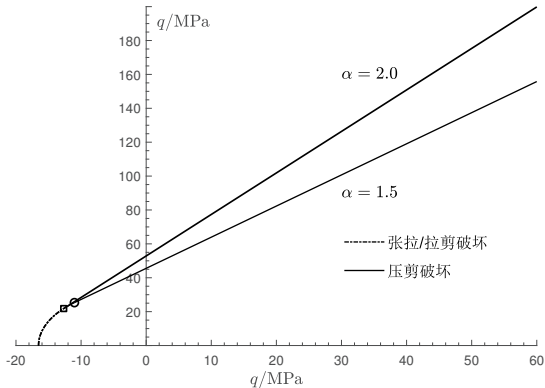
另一方面，损伤准则的变形形式

$$g(Y_d, d) = \frac{1}{2} \left(\frac{\Lambda^p}{d} \right)^2 \chi - R(d) = 0 \implies \frac{\Lambda^p}{d} = \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}}$$

破坏准则

- 各向同性简化下的破坏准则

$$f = \|s\| - \eta p - 2\sqrt{\mathcal{R}(d_c)} \chi = 0$$



常规加载条件下的解析解

- 滑动摩擦准则的变形形式: $f = \|s\| + \eta p - \sqrt{2R(d)\chi} = 0$

$$\text{或者 } \sigma_1 = \frac{\sqrt{6} + 2\eta}{\sqrt{6} - \eta} \sigma_3 + \frac{3\sqrt{2R(d)\chi}}{\sqrt{6} - \eta}$$

- $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{S}^0 : \boldsymbol{\sigma} + \Lambda^p \mathbf{D}$, 其中流动方向张量 \mathbf{D} 的非零元素:

$$D_{11} = -\frac{2}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3}, \quad D_{22} = \frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3}, \quad D_{33} = \frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3}$$

$$\Lambda^p = d \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}}$$

- 常规三轴条件下应力应变关系的解析解:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = \frac{1}{E_0} \sigma_1 - \frac{2\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \left(\frac{2}{\sqrt{6}} - \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}} \\ \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \frac{1-\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \frac{\nu_0}{E_0} \sigma_1 + \left(\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}} \end{cases}$$

计算流程：损伤控制(Zhu et al.,JMPS,2016)

- 常规三轴加载条件:

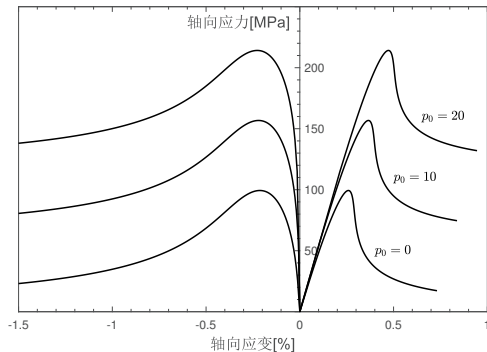
$$\mathcal{R}(d) = \mathcal{R}(d_c) \frac{2\xi}{1 + \xi^2}, \quad \xi = d/d_c$$

$$\Lambda^c = \sqrt{\frac{\mathcal{R}(d)}{\chi}} d$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_1 = \frac{1}{E_0} \sigma_1 - \frac{2\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \left(\frac{2}{\sqrt{6}} - \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2\mathcal{R}(d)}{\chi}} \\ \varepsilon_2 = \frac{1-\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \frac{\nu_0}{E_0} \sigma_1 + \left(\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2\mathcal{R}(d)}{\chi}} \\ \varepsilon_3 = \frac{1-\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \frac{\nu_0}{E_0} \sigma_1 + \left(\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2\mathcal{R}(d)}{\chi}} \end{array} \right.$$

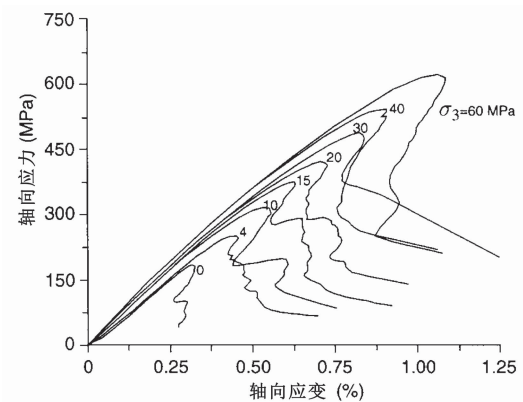
算例

考虑单轴压缩以及围压为10MPa和20MPa的常规三轴压缩试验。模型包含五个参数，它们是基质相的杨氏模量 E_0 和泊松比 ν_0 ，广义摩擦系数 η ，临界损伤抗力 r_c 以及临界损伤值 d_c ，图1是根据解析解预测的不同围压下的应力应变曲线。



II类应力应变曲线出现条件的解析分析

● 实验现象



- The effect of cohesion loss and stress path on brittle rock strength. D. Martin,

1994

II类应力应变曲线出现条件的解析分析

以常规三轴压缩实验为例进行讨论，理论分析得到的轴向应力应变关系为

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E_0} \sigma_1 - \frac{2\nu_0}{E_0} \sigma_3 - \left(\frac{2}{\sqrt{6}} - \frac{\eta}{3} \right) d \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}} \quad (56)$$

将轴向应力表达式代入，整理后得到

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E_0} \left(\frac{\sqrt{6} + 2\eta}{\sqrt{6} - \eta} - 2\nu_0 \right) \sigma_3 - \frac{3\sqrt{2R(d)\chi}}{E_0(\sqrt{6} - \eta)} - \frac{\sqrt{6} - \eta}{3} d \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}} \quad (57)$$

在加载过程中，损伤是单调递增的，I类应力应变曲线中的应变也是单调增加的，而II类曲线中的应变会出现回弹现象。轴向应变对损伤变量求导得到

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial d} = \left(-\frac{1}{E_0} \frac{3\sqrt{2\chi}}{\sqrt{6} - \eta} - \frac{\sqrt{6} - \eta}{3} d \sqrt{\frac{2}{\chi}} \right) \frac{R'(d)}{2\sqrt{R(d)}} - \frac{\sqrt{6} - \eta}{3} \sqrt{\frac{2R(d)}{\chi}} \quad (58)$$

考虑损伤抗力函数

$$R(d) = r_c \frac{4\xi}{(1+\xi)^2} \quad (59)$$

求导可得

$$R'(d) = 4 \frac{r_c}{d_c} \frac{1-\xi}{(1+\xi)^3} \quad (60)$$

代入式(58), 并令 $\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial d} = 0$, 经简化整理得到

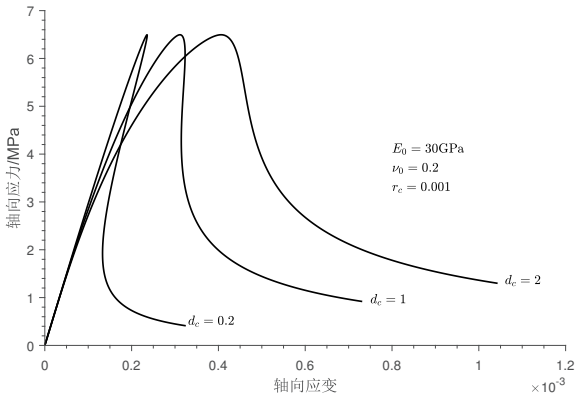
$$\frac{\sqrt{6}-\eta}{6} \xi^2 + \left(\frac{\sqrt{6}-\eta}{2} - \frac{3\chi}{2(\sqrt{6}-\eta)E_0d_c} \right) \xi + \frac{3\chi}{2(\sqrt{6}-\eta)E_0d_c} = 0 \quad (61)$$

式(61)是关于变量 ξ 的一元二次方程, 其判别式为

$$\Delta_\xi = \left(\frac{3\chi}{2(\sqrt{6}-\eta)E_0d_c} - \frac{\sqrt{6}-\eta}{2} \right)^2 - \frac{\chi}{E_0d_c} \quad (62)$$

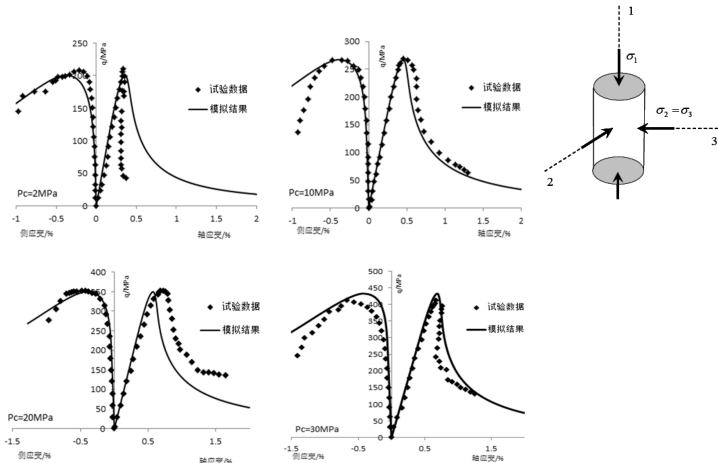
简单分析可知, 总是存在足够小的临界损伤值 d_c , 满足方程存在实根的条件 $\Delta_\xi \geq 0$.

示例



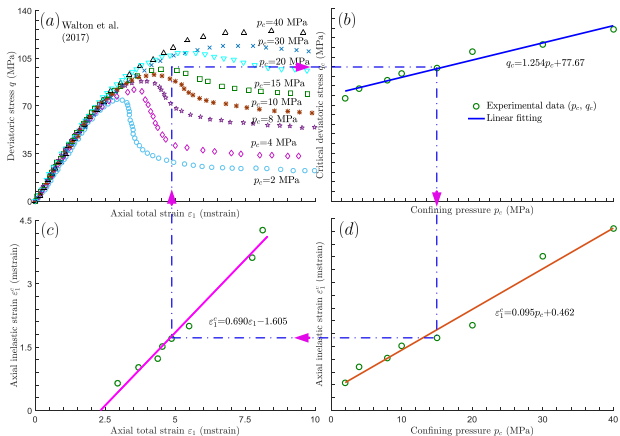
应用1：甘肃北山花岗岩三轴力学行为的模拟

(数据来源：陈亮等，2013)

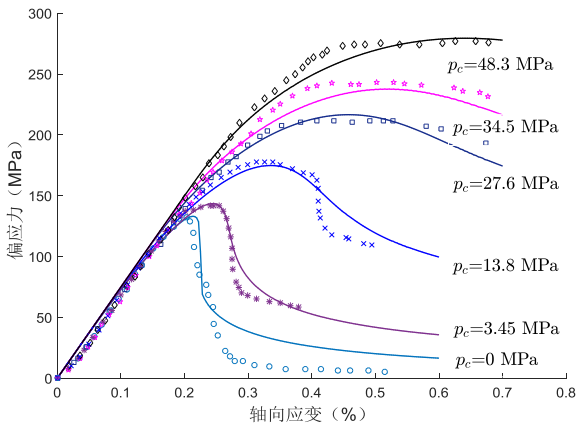


模型参数: $E^0 = 70 \text{ GPa}$, $\nu^0 = 0.15$, $c_f = 1.0$, $d_c = 7.0$, $\mathcal{R}(d_c) = 9.3e - 3$

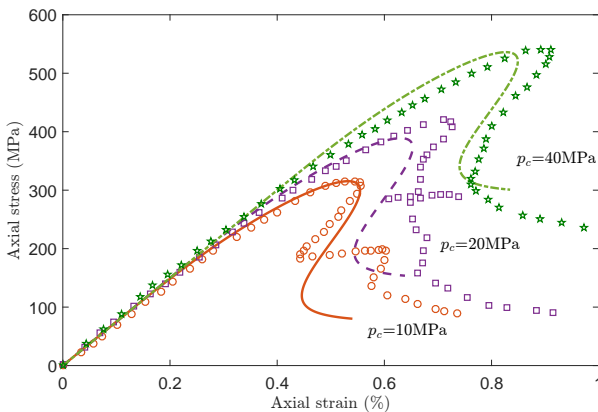
应用2：脆延转变行为：Indiana灰岩实验结果与分析



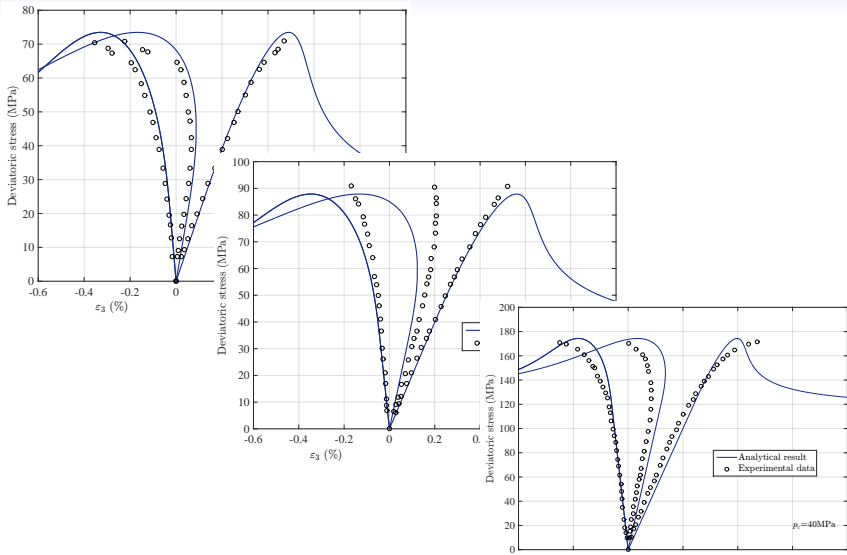
数值模拟



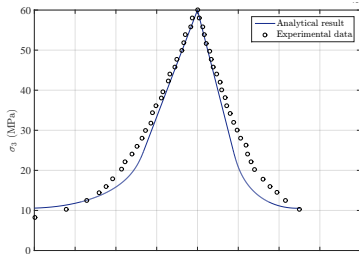
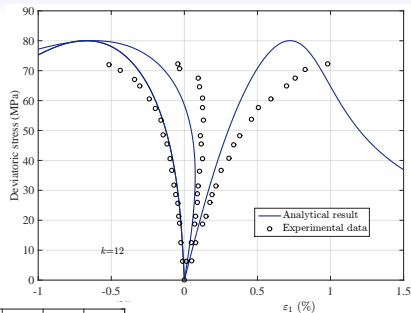
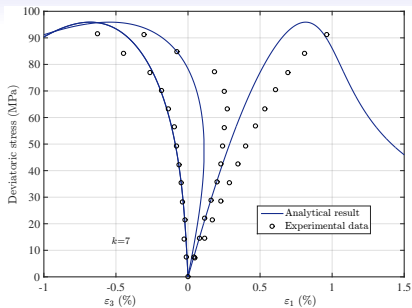
Lac du Bonnet 花岗岩模拟：II类曲线问题



应用3: Vosges砂岩三轴力学行为的模拟



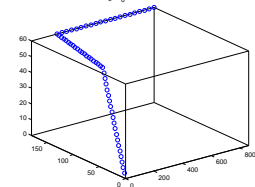
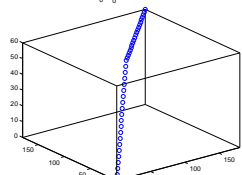
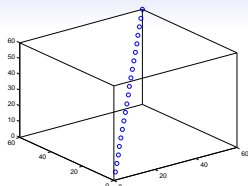
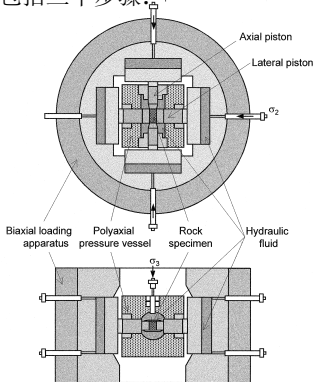
应用3: Vosges砂岩三轴力学行为的模拟



应用3: Westerly花岗岩真三轴力学行为的模拟

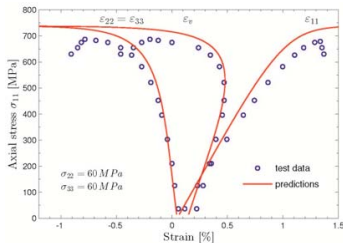
● 真三轴试验加载路径

岩石真三轴力学试验一般在立方体试样进行，假设三个主应力的顺序为 $\sigma_{11} > \sigma_{22} > \sigma_{33}$ ，压应力加载包括三个步骤： σ_1

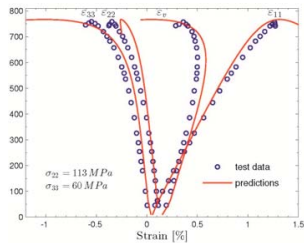


应力应变曲线模拟结果

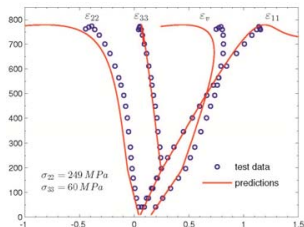
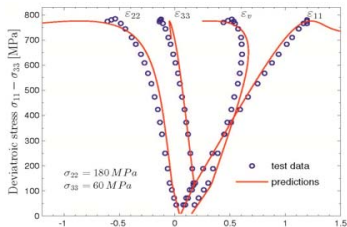
(数据来源: Haimson and Chang, 2000)



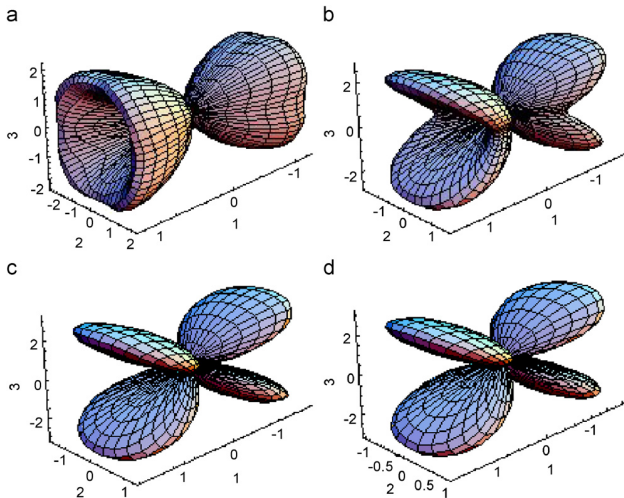
a)



b)



损伤分布玫瑰图



汇报提纲

- 1 研究背景
- 2 一维弹簧元件模型
- 3 裂隙固体均匀化理论
- 4 闭合裂隙损伤-摩擦耦合分析
- 5 水力耦合本构关系
- 6 各向同性损伤摩擦耦合分析
- 7 结论与展望**

结论

基于细观力学分析得到的岩石强度准则具有如下的特点/优点：

- 基于强度和变形耦合分析的强度准则，是本构关系的自然结果；
- 反映了两种裂纹状态、三种破坏模式和两类能量耗散模式；
- 从理论上证明了破坏函数的连续性和光滑性；
- 体现了跨尺度不变性，便于实现参数跨尺度联系；
- 进行了初步的实验验证。

已经完成的工作和实现的功能

- 全过程应力应变曲线
- 围压效应
- I类和II类应力应变曲线
- 衍生各向异性(2009,2015)
- 单边接触效应(2008,2015)
- 破坏强度准则(2015,2016,2016)
- 本构方程解析解和数值算法(jmps,2016;各向异性部分，尚未发表)
- 统一强化/软化函数(2008,2011,2015,2016)
- 局部化分析(2015,2018)
- 水力耦合效应(ijss,2012;2016，各向异性尚未发表)
- 时效损伤与变形(ijrmms,2016)
- 验证与模拟：持续进行中

尚未完成的工作

- 真三轴强度准则
- 热力耦合行为和热水力三场耦合行为
- 面向有限元的并行化和数组化程序研发

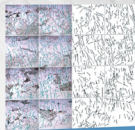
岩土多场多尺度力学丛书

多尺度岩石损伤力学

多尺度岩石损伤力学

Multiscale Rock Damage Mechanics

朱其志 著



科学出版社

科学出版社

谢谢批评指正!



【放飞梦想】

Let your dreams fly

A dream place to start with you

When tired and think about you. You is my dream
Whenever the confused and think about you. You will drive me forward
When can not insist on thinking of you. You is my life
Baby. You are my all. I love you

LangXinZhiJi

