

地应力对裂隙岩体渗透特性的影响^{*}

周创兵 熊文林

(中国武汉 430072 武汉水利电力大学)

摘要 提出了地应力场中岩体不连续面变形的本构关系, 讨论了渗流与应力耦合条件下裂隙岩体渗透张量的计算方法, 阐述了地应力对裂隙岩体渗透特性的影响。研究表明, 地应力对岩体渗透特性的影响主要是通过改变不连续面的开度和不连续面网络的水力传导路径而产生的; 裂隙岩体渗透性随岩体埋深的增加呈负指数减小, 随侧压系数的增大呈双曲线减小。渗流场与应力场的耦合理论可望应用于水库诱发地震的研究中。

主题词 渗透特性 耦合 裂隙岩体 地应力

引言

岩体是经地质作用改造过、由岩块和各种不连续面(节理、裂隙、断层等)所组成, 具有一定结构特征, 赋存于一定地质环境中的地质体(孙广忠, 1988)。地应力场和地下水渗流场是岩体物理地质力学环境中的两个重要组成部分, 二者相互联系、相互影响。研究岩体应力场与渗流场之间的耦合作用具有重要的理论意义和实用价值。水库诱发地震是岩体渗流场与应力场耦合作用的典型事例, 因此, 耦合分析将深化水库诱发地震的机制、分布及强度的研究。在石油和天然气开采中, 它将为设计合理的开采方案, 也为研究因抽水、采油、回灌等引起的岩体位移及其诱发的地质灾害提供科学依据。

岩体具有复杂的渗透特性, 通常表现为不均匀性、各向异性以及非饱和性等, 并明显地受地应力作用的影响。例如, 河谷岩体的渗流从岸坡向坡内常出现分带性。这与河谷岩体的应力分带特征有关。应力松弛带内的岩体风化程度高, 卸荷裂隙比较发育, 其渗透性一般都强于应力集中带内的岩体渗透性。Louis(1974)的研究表明, 岩体的渗透系数随深度的增加而减小, 二者呈负指数关系。对此有两种解释: 其一认为这是渗流场与应力场耦合作用的结果; 其二则认为是由于深部岩体的裂隙开度、规模远比浅部岩体的小而造成的。事实上, 从岩体的埋藏条件看, 这两种解释都与地应力的作用有关。目前, 关于地应力对岩体渗透特性影响的研究, 尚局限于对某些现象的统计分析上, 对渗流与应力的耦合机理的研究还较少。

本文提出了地应力场中岩体不连续面变形的本构关系, 讨论了各向异性裂隙岩体的渗透张量。本文模型不仅能考虑正应力而且能考虑剪应力对不连续面渗流的影响。最后探讨

* 国家“八五”重点攻关项目资助。

1995-11-28 收到初稿, 1996-08-03 收到修改稿并决定采用。

了耦合理论在水库诱发地震研究中的应用.

2 地应力场中岩体不连续面的变形

2.1 坐标系统与基本假定

取整体坐标系 x 轴向东、 y 轴向北、 z 轴垂直向上. 局部坐标系 x' 、 y' 和 z' 分别为不连续面的最大倾斜方向、走向和外法线方向, 并固系于不连续面上, 如图 1 所示.

在下面的理论推导中将采用如下基本假定:

(1) 岩体的代表性单元体积 REV 存在, 其内有 N 组不连续面发育, 每组不连续面的产状用其平均倾角和平均倾向方位角表示.

(2) 将每组不连续面抽象成在 REV 内连通的界面层. 它既不像岩块那样完整密实, 又不是纯粹的空隙, 它具有复杂的物质成分和结构特征(取决于充填物、凸起体及接触面积等). 设界面层的弹性常数为 E (杨氏模量)、 G (剪切模量)或 λ (拉梅常数)和 G .

(3) 视岩体为等效连续介质, 在 REV 内, 地应力在整体坐标系中的应力分量为 $\{\boldsymbol{\sigma}\} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xz}, \tau_{zy}, \tau_{xy}\}^T$; 地应力在第 i 组不连续面内的应力分量为 $\{\boldsymbol{\sigma}_i\} = \{\sigma_x, \tau_{z'x'}, \tau_{z'y'}\}^T$. 应力标记采用压应力为正, 拉应力为负.

(4) 在分析不连续面变形时, 既考虑法向应力作用下不连续面的法向变形, 又考虑剪应力引起的法向膨胀(简称剪胀)或法向收缩(简称剪缩). 变形标记采用压缩为正.

2.2 应力转换矩阵

当界面层的厚度远小于其延伸长度时, 第 i 组界面层内的应力分量 $\{\boldsymbol{\sigma}_i\}$ 与整体坐标系下的应力分量 $\{\boldsymbol{\sigma}\}$ 的关系可表示为

$$\{\boldsymbol{\sigma}_i\} = [\mathbf{S}]_i \cdot \{\boldsymbol{\sigma}\} \quad (1)$$

式中, $[\mathbf{S}]_i$ 为第 i 组界面层的应力转换矩阵, 经推导, $[\mathbf{S}]_i$ 可表示为

$$[\mathbf{S}]_i = \begin{bmatrix} \sin\alpha_i \sin^2\beta_i & \sin^2\alpha_i \cos^2\beta_i & \cos^2\alpha_i & \sin 2\alpha_i \cos\beta_i & \sin 2\alpha_i \sin\beta_i & \sin^2\alpha_i \sin^2\beta_i \\ \frac{1}{2} \sin\alpha_i \sin 2\beta_i & -\frac{1}{2} \sin\alpha_i \sin 2\beta_i & 0 & \sin\alpha_i \cos 2\beta_i & -\cos\alpha_i \sin\beta_i & \cos\alpha_i \sin\beta_i \\ -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_i \sin^2\beta_i & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_i \cos^2\beta_i & \frac{1}{2} \sin 2\alpha_i & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_i \sin 2\beta_i & -\cos 2\alpha_i \cos\beta_i & -\cos 2\alpha_i \sin\beta_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, α_i 为第 i 组不连续面的平均倾角, β_i 为第 i 组不连续面的平均倾向方位角.

界面层的应力还可以由一应力矢量来描述, 该应力矢量的法向分量为 σ_n , 剪应力分量为 τ , 并有

$$\begin{cases} \sigma_n = \sigma_{x'} \\ \tau = (\tau_{z'x'}^2 + \tau_{z'y'}^2)^{1/2} \end{cases} \quad (3)$$

2.3 界面层的变形

界面层在法向应力 σ_n 和剪应力 τ 作用下, 其增量形式的弹性本构关系可写为

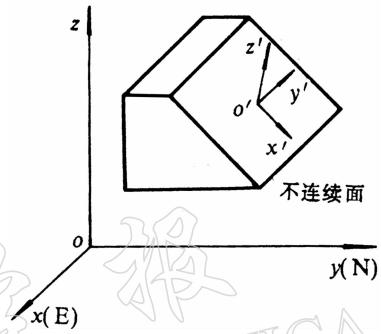


图 1 坐标系统

$$\begin{Bmatrix} d\sigma_n \\ d\tau \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda + 2G & 0 \\ 0 & G \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} d\epsilon_n \\ d\gamma \end{Bmatrix} \quad (4)$$

设由 σ_n 产生的法向相对位移为 u_1 , 由 τ 产生的切向相对位移为 δ , 由剪胀或剪缩效应引起的法向相对位移为 u_2 . 于是, 总的法向相对位移 u 为

$$u = \begin{cases} u_1 - u_2 & \text{剪胀} \\ u_1 + u_2 & \text{剪缩} \end{cases} \quad (5)$$

各应变增量可由相对位移增量表示为

$$\begin{cases} d\epsilon_n = \frac{du_1}{b_m - u} \\ d\gamma = \frac{d\delta}{b_m - u} \end{cases} \quad (6)$$

式中, b_m 为界面层的厚度, 即不连续面的初始张开度.

将式(6)代入式(4)得

$$\begin{Bmatrix} d\sigma_n \\ d\tau \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} K_n & 0 \\ 0 & K_s \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} du_1 \\ d\delta \end{Bmatrix} \quad (7)$$

式中

$$K_n = \frac{\lambda + 2G}{b_m - u} \quad K_s = \frac{G}{b_m - u}$$

先考虑剪胀情况, 由式(7)得

$$d\sigma_n = (\lambda + 2G) \frac{du_1}{b_m - u_1 + u_2} \quad (8)$$

积分式(8)得

$$u_1 = (b_m + u_2) \left(1 - e^{-\frac{\sigma_n}{\lambda + 2G}}\right) \quad (9)$$

对于剪应力增量 $d\tau$, 由式(7)得

$$d\tau = G \frac{d\delta}{b_m - u_1 + u_2} \quad (10)$$

由剪切位移增量引起的法向位移增量可表示为

$$du_2 = \operatorname{tg} d_m \cdot d\delta \quad (11)$$

根据 Barton(1976)抗剪强度公式

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg}(2d_m + \Phi_b) \quad (12)$$

式中, d_m 为剪胀角; Φ_b 为不连续面的基本摩擦角. 考虑到剪胀角 d_m 一般较小, 故可设 $\operatorname{tg} d_m \approx d_m$, 则

$$\operatorname{tg} d_m = \frac{1}{2} [\operatorname{arctg}(\frac{\tau}{\sigma_n}) - \Phi_b] \quad (13)$$

于是, 式(10)可改写为

$$\frac{du_2}{b_m - u_1 + u_2} = \frac{1}{2G} [\operatorname{arctg}(\frac{\tau}{\sigma_n}) - \Phi_b] \cdot d\tau \quad (14)$$

积分上式得

$$u_2 = (b_m - u_1) \left\{ e^{\frac{1}{2G} [\operatorname{arctg}(\frac{\tau}{\sigma_n}) - \Phi_b] \cdot |\tau| - \frac{\sigma_n^2}{2} \ln(1 + \frac{\tau^2}{\sigma_n^2})} - 1 \right\} \quad (15)$$

由式(9)和式(15)可得

$$\begin{cases} u_1 = (b_m + u_2)A \\ u_2 = (b_m - u_1)B \end{cases} \quad (16)$$

式中

$$A = 1 - e^{-\frac{\sigma_n}{\lambda+2G}}$$

$$B = e^{\frac{1}{2G}[\arctg(\frac{|\tau|}{\sigma_n} - \Phi_b) |\tau| - \frac{\sigma_n}{2} \ln(1 + \frac{\tau^2}{\sigma_n^2})]} - 1$$

从而得到

$$\begin{cases} u_1 = \frac{A(1+B)}{1+A \cdot B} \cdot b_m \\ u_2 = \frac{B(1-A)}{1+A \cdot B} \cdot b_m \end{cases} \quad (17)$$

由此得到剪胀情况下界面层的法向相对位移(即变形量) u 为

$$u = u_1 - u_2 = \frac{A - B + 2A \cdot B}{1 + A \cdot B} \cdot b_m \quad (18)$$

此时, 界面层的实际厚度(即不连续面的实际开度)为 b_m^*

$$b_m^* = b_m - u = \frac{(1-A)(1+B)}{1+A \cdot B} \cdot b_m \quad (19)$$

对于产生剪缩的情况, 同样可以推导得

$$b_m^* = \frac{(1-A')(1-B')}{1-A' \cdot B'} \cdot b_m \quad (20)$$

式中

$$A' = 1 - e^{-\frac{\sigma_n}{\lambda+2G}}$$

$$B' = 1 - e^{\frac{1}{2G}[\arctg(\frac{|\tau|}{\sigma_n} - \Phi_b) |\tau| - \frac{\sigma_n}{2} \ln(1 + \frac{\tau^2}{\sigma_n^2})]} \quad (21)$$

在特殊情况下, 当不考虑剪胀或剪缩效应时, b_m^* 为

$$b_m^* = b_m e^{-\frac{\sigma_n}{\lambda+2G}} \quad (21)$$

3 裂隙岩体的渗透张量

3.1 单一不连续面的渗透系数

裂隙岩体的渗流在本质上是不连续面及其网络的渗流。因此, 不连续面渗透特性的研究对于认识岩体水力学性质具有重要意义。早期在不连续面渗流研究时, 将不连续面视为无限长的平行板, 粘性不可压缩流体在水头差作用下作定常运动。根据流体运动的 Navier-Stokes 方程(Zimmerman et al., 1991), 可得不连续面的单宽流量 q 为

$$q = \frac{gb^3}{12\mu} J \quad (22)$$

式中, g 为重力加速度, μ 为流体运动粘滞系数, b 为不连续面的开度, J 为水力梯度。

研究表明(Cook, 1992; Tsang, Witherspoon, 1981; Raven, Gale, 1985), 式(22)仅近似地描述两侧壁光滑平直, 且无物质充填的不连续面的渗流规律。为了考虑粗糙度、张开度变化等因素对渗流的影响, 一些学者引用等效水力传导开度的概念, 对式(22)进行修正。设修正系数为 C , 则式(22)可改写为

$$q = \frac{g}{12\mu} \left(\frac{b}{\sqrt[3]{C}} \right)^3 \cdot J \quad (23)$$

式中的 $b/C^{\frac{1}{3}}$ 即为等效水力传导开度(b_e), 其物理意义为: 在流量和水力梯度关系上与所研究的不连续面等价的光滑平直无充填不连续面的开度, 如表 1 所列.

表 1 不连续面等效水力传导开度

作 者	表 达 式	备 注
Lomize (1951)	$b_e = \frac{b}{[1.0 + 6.0(e/b)^{1.5}]^{\frac{1}{3}}}$	b 为机械开度, e 为绝对凹凸高度
Louis (1969)	$b_e = \frac{b}{[1.0 + 8.8(e_m/D_H)^{1.5}]^{\frac{1}{3}}}$	b 为机械开度, e_m 为平均凹凸高度, D_H 为水力半径(取 $2b$)
Barton 等 (1985)	$b_e = \frac{b^2}{(JRC)^{2.5}}$	b 为机械开度, JRC 为节理粗糙度系数
Patir, Cheng (1978)	$b_e = b(1 - 0.90 e^{-0.56/C_v})^{\frac{1}{3}}$	b 为机械开度, C_v 为开度的变异系数

表 1 中的作者均只是考虑了不连续面起伏和粗糙度对渗流的影响, 未给出等效水力传导开度与应力的关系. 事实上, 不连续面在变形过程中可能产生结构构造特征的变化, 如凸起体的压碎、啃断等, 在高剪切应力作用下, 碎屑颗粒易产生碾磨、岩粉化.

将式(19)或(20)的 b_m^* 代替表 1 中的机械开度 b , 就可得到考虑地应力作用的岩体不连续面的等效水力传导开度, 进而可求得不连续面的渗透系数 K_f .

3.2 理论与试验结果的比较

Tsang 和 Witherspoon(1981)以及 Raven 和 Gale(1985)等曾采用含裂隙的空心圆柱体试件进行不连续面渗流与应力耦合试验. 采用极坐标系统, 在法向应力 σ 作用下, 根据本文提出的不连续面的变形表达式, 可推导出通过不连续面的流量 Q 与水头差 ΔH 的比值

$$\frac{Q}{\Delta H} = - \frac{2\pi b_m(\lambda + 2G)C_f}{3\gamma_w \Delta H \ln(\frac{R}{R_0})} e^{-\frac{3\sigma}{\lambda+2G}} (e^{\frac{3\gamma_w \Delta H}{\lambda+2G}} - 1) \quad (24)$$

式中, $C_f = (g/12\mu)b_e^2$, b_e 如表 1 所列; γ_w 为水的容重; R , R_0 分别为空心圆柱体的外半径和内半径.

图 2 为花岗岩试件的试验结果(Raven, Gale, 1985)与理论计算结果的比较, 图中还给出了理论计算曲线的方程. 由图可见: 本文提出的理论模型对变形试验结果的拟合精度较高. 当法向应力超过 $10\sim15$ MPa 后法向变形不再发展, 说明不连续面已被压密. 在此应力范围内, 本文模型能对渗流量作出较好的预测. 当应力很大时, 不连续面已完全闭合, 此时的渗流量并不取决于开度, 而与岩性、结构以及所处的物理状态有关, 称为渐近渗流量(Cook, 1992). 因此, 我们采用分段拟合给出渗流量的拟合曲线.

3.3 裂隙岩体的渗透张量

当渗流出现各向异性时, 常用渗透张量表征岩体的渗透性. Snow(1965, 1969)、Oda(1985)等分别提出过发育 N 组不连续面岩体的渗透张量的表达式. Snow 的表达式为

$$K_{ij} = \frac{g}{12\mu} \sum_{k=1}^N \frac{b_e^3(k)}{d(k)} [\delta_{ij} - n_i(k) \cdot n_j(k)] \quad (25)$$

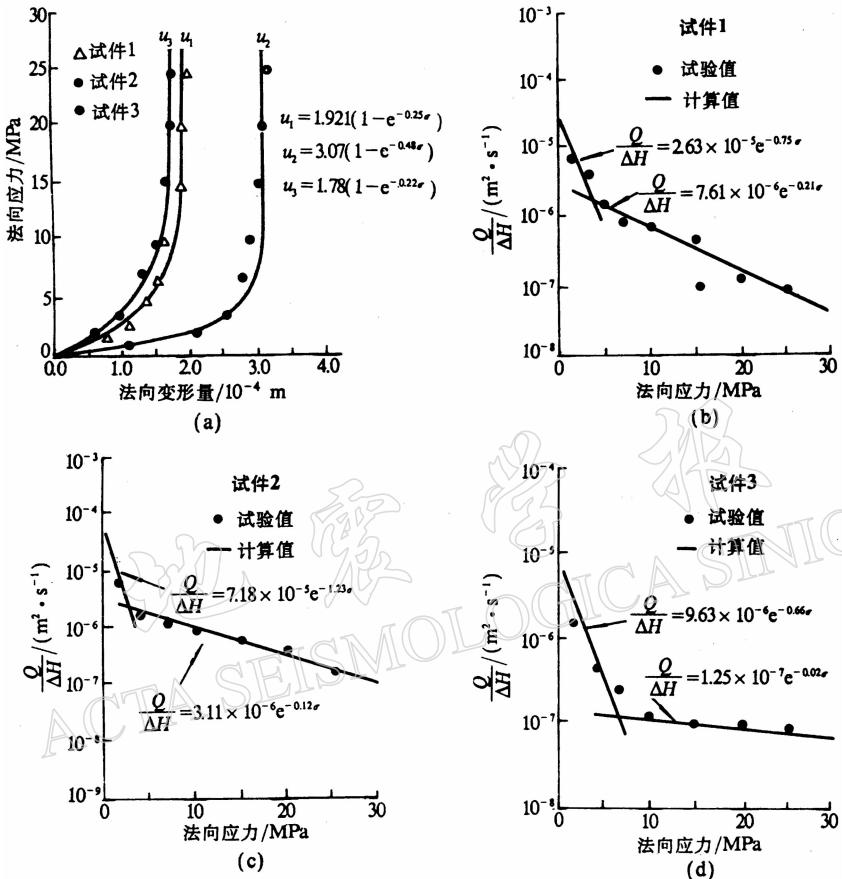


图 2 (a) 不连续面变形的理论与试验结果的比较;
(b)、(c)、(d)流量的理论与试验结果比较

式中, $b_e(k)$ 为第 k 组不连续面的等效水力传导开度; $d(k)$ 为第 k 组不连续面的平均间距; $n_i(k)$ 为第 k 组不连续面的法矢量方向余弦; δ_{ij} 为 Kronecker δ.

按照本文关于不连续面变形及等效水力传导开度的讨论, 式(25)可写成如下矩阵形式:

$$[\mathbf{K}] = \frac{g}{12\mu} \sum_{k=1}^N \frac{b_e^3(k)}{d(k)} f_1(k) \cdot f_2(k) [M]_k \quad (26)$$

式中, $f_1(k)$ 是与第 k 组不连续面的产状、弹性常数以及地应力有关的函数

$$f_1(k) = \begin{cases} \left[\frac{(1-A)(1+B)}{1+A \cdot B} \right]^3 & \text{剪胀} \\ \left[\frac{(1-A')(1-B')}{1-A' \cdot B'} \right]^3 & \text{剪缩} \end{cases} \quad (27)$$

式中的 A , B , A' 和 B' 的意义同式(19)和(20).

$f_2(k)$ 是与第 k 组不连续面开度的统计特征有关的函数. 例如, 根据 Patir 和 Cheng

(1978)的公式, $f_2(k)$ 可表示为

$$f_2(k) = 1 - 0.90e^{-0.56/C_v} \quad (28)$$

矩阵 $[\mathbf{M}]_k$ 可表达为

$$[\mathbf{M}]_k = \begin{bmatrix} 1 - \sin^2 \alpha_k \sin^2 \beta_k & -\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_k \sin 2\beta_k & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_k \sin \beta_k \\ \text{对} & 1 - \sin^2 \alpha_k \cos^2 \beta_k & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_k \cos \beta_k \\ \text{称} & & 1 - \cos^2 \alpha_k \end{bmatrix} \quad (29)$$

式中, α_k 和 β_k 分别为第 k 组不连续面的平均倾角和平均倾向方位角.

对矩阵 $[\mathbf{K}]$ 进行坐标变换, 可以求出不同地应力场中岩体的 3 个渗透主值及渗透主方向. 由于对称矩阵 $[\mathbf{K}]$ 的主对角线元素之和为不变量, 故定义 K_m 为岩体的平均渗透系数, 即

$$K_m = \frac{1}{3}(K_x + K_y + K_z) \quad (30)$$

4 裂隙岩体渗流场与应力场的耦合

4.1 地应力对裂隙岩体渗透特性的影响

为讨论方便起见, 假定地应力的主方向与整体坐标轴一致(若二者不一致需进行应力分解, 分析方法相同), 3 个主应力分别为

$$\begin{cases} \sigma_1 = \sigma_x = \sigma_{x0} + \zeta_x \cdot \gamma \cdot h \\ \sigma_2 = \sigma_y = \sigma_{y0} + \zeta_y \cdot \gamma \cdot h \\ \sigma_3 = \sigma_z = \sigma_{z0} + \gamma \cdot h \end{cases} \quad (31)$$

式中, γ 为岩体的平均容重; h 为地面至计算点处的深度; 参数 ζ_x , ζ_y 以及 σ_{x0} , σ_{y0} , σ_{z0} 用于表征地应力的基本特征, 与岩体的岩性、成因及构造运动的历史等因素有关.

现考虑岩体中发育 3 组不连续面的情况, 表 2 列出了不连续面的统计特征.

表 2 不连续面的统计特征

组数	倾向 /(°)	倾角 /(°)	间距 /m	张开度 /mm	张开度 变异系数	杨氏模量 /MPa	剪切模量 /MPa
1	300	30	3.0	0.1	2.0	15	5.8
2	60	45	4.0	0.2	1.5	10	4
3	180	80	5.0	0.3	1.0	8	3.2

表 3 不考虑地应力作用时岩体的渗透特性

渗透张量 $[\mathbf{K}]$	主值/cm · s ⁻¹	主 轴 方 向	
		指向/(°)	倾角/(°)
$\begin{bmatrix} 1.56 \times 10^{-4} & -6.81 \times 10^{-6} & -1.29 \times 10^{-5} \\ \text{对} & 3.74 \times 10^{-5} & 1.31 \times 10^{-5} \\ \text{称} & & 1.45 \times 10^{-4} \end{bmatrix}$	1.66×10^{-4} 1.37×10^{-4} 3.56×10^{-5}	94.3~274.3 79.9~259.9 2.4~182.4	36.2 53.2 7.8

经计算, 不考虑地应力作用时岩体的渗透特性如表 3 所示。通过敏感性分析, 可以获得地应力对裂隙岩体渗透特性影响的许多信息。

(1) 裂隙岩体的平均渗透系数 K_m 与岩体埋深 h 的关系如图 3 所示。可见, K_m 随 h 的增加呈负指数减小, 这与 Louis(1974)的统计资料是一致的。据此, 二者关系可表示为

$$K_m = K_s e^{-ah} \quad (32)$$

式中, K_s 为地表裂隙岩体的渗透系数; a 为与岩体的地质特征、物理力学性质有关的参数。图 3 中, $K_s = 9.44 \times 10^{-5}$ cm/s, $a = 3.95 \times 10^{-3}$ 。

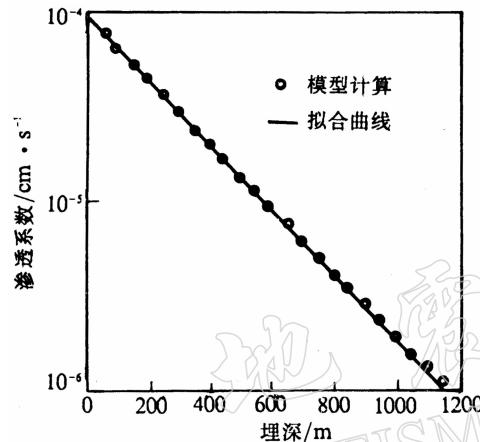


图 3 岩体平均渗透系数与埋深关系

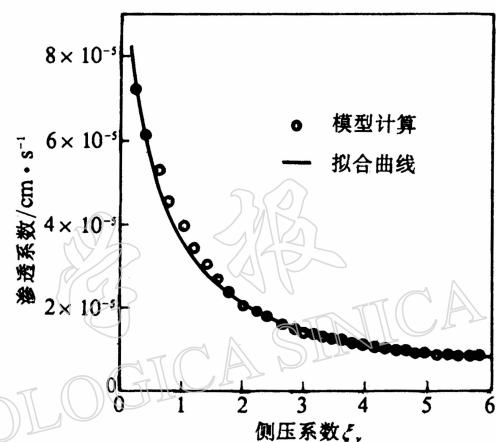


图 4 岩体平均渗透系数与侧压系数关系

(2) 裂隙岩体的平均渗透系数 K_m 与地应力的侧压系数 ξ_y 的关系如图 4 所示。经回归分析, K_m 与 ξ_y 之间有如下关系:

$$K_m = \frac{1}{a\xi_y + b} \quad (33)$$

式中的 a, b 为回归参数, 本算例中分别为 20 433.8 和 8 257.1。

(3) 地应力对岩体渗透性的影响不仅表现为渗透系数的改变, 而且还体现在对渗透各向异性性质的影响。图 5 为其它量不变时裂隙岩体渗透第一主轴的指向与 σ_{y0} 的关系。这表明岩体不连续面网络的水力传导性能与地应力状态有关。

以上讨论表明, 当岩体的地质特征和物理力学参数确定后, 岩体的渗透特性与地应力密切相关。对于地表裂隙岩体, 可以不考虑地应力作用, 此时式(26)中的 $f_1(k)$ 等于 1.0, 由此可得地表裂隙岩体的渗透张量 $[K_s]$ 。深部裂隙岩体的渗透张量 $[K]$ 可由式(26)计算, 则 $[K]$ 与 $[K_s]$ 之间的差值在地质条件基本相同时可以认为是由渗流场与应力场耦合作用产生的。

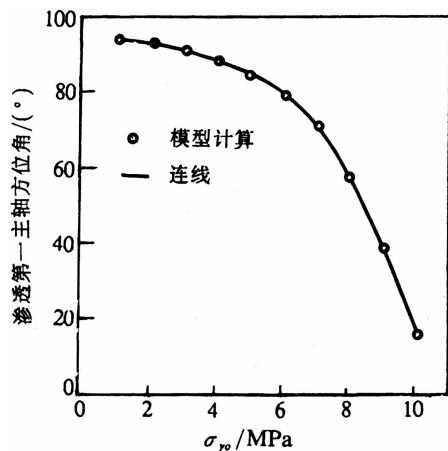


图 5 渗透主方向与地应力参数

σ_{y0} 关系

Hsieh 等(1985)提出交叉孔试验方法, 通过交叉孔分段压水及分段观测直接推求岩体的渗透张量。因此, 当 $[K]$ 、 $[K_s]$ 求出后, 可由式(26)通过数值方法反演出试验段岩体的地应力张量。

4.2 耦合理论在水库诱发地震研究中的应用

水库诱发地震有这样几个特点(陶振宇, 潘别桐, 1991): 在时间分布上, 与水库蓄水有密切的关系, 库水位与地震发生的频度和时间也有较好的相关性; 在空间分布上, 水库诱发地震的密集带通常沿库区原有构造带分布。震中大多分布在水库边缘或库底, 开始时具有较大的分散性, 但随着库水位的上升, 逐渐集中于库区内某些集中的地带(如构造交汇带)。由此可见, 在特定的地质构造背景下, 水是水库诱发地震的触发因素。因此, 研究水在裂隙岩体中的运动、水对岩体的物理力学作用, 对于认识水库诱发地震机制具有重要意义。

4.2.1 研究水库诱发地震的有限元方法

根据库区地质条件确定计算区域的范围和相应的边界条件, 并按岩性和构造特征划分有限元网络(耦合分析需采用固定网络)。根据变分原理和单元渗透水头和位移模式, 耦合分析的有限元支配方程为

$$\begin{cases} [K(U)]\{H\} = \{Q\} \\ [G]\{U\} = \{R(H)\} \end{cases} \quad (34)$$

式中, $[K(U)]$ 为与结点位移有关的总体渗透矩阵; $\{H\}$ 为结点水头列阵; $\{Q\}$ 为等效结点流量列阵; $[G]$ 为总体刚度矩阵; $\{U\}$ 为结点位移列阵; $\{R(H)\}$ 为与水头有关的等效结点荷载列阵。式(34)必须采用迭代方法求解, 大致过程如下: ① 计算岩体初始位移场 $U_i^{(0)}$ 和应力场 $\sigma_{ij}^{(0)}$; ② 根据岩体渗透特性与应力的关系, 由 $\sigma_{ij}^{(0)}$ 确定岩体的渗透张量, 并由此计算出总体渗透矩阵; ③ 考虑渗流边界条件, 计算结点水头和渗透压力的分布, 进而求得等效结点渗透荷载列阵 $\{R_w\}$; ④ 将 $\{R_w\}$ 叠加上其它荷载形成等效结点荷载 $\{R(H)\}$ 进行弹塑性有限元分析, 可求得新的位移场和应力场; ⑤ 重复 ② 及以下步骤, 直至结点水头和应力收敛, 迭代过程结束。

显然, 裂隙岩体渗透特性与应力的关系是求解耦合方程式(34)的关键, 这也是本文讨论的重点。

4.2.2 水库诱发地震的震中、震级及发震时间预测

在岩体渗流场与应力场耦合过程中, 根据单元破裂的空间分布, 可确定出水库诱发地震的震中, 即在某一时段内, 破裂单元的集中地带为该时段内发生地震的震中。如果认为水库诱发地震是岩体单元发生破裂并释放弹性变形能的结果, 则可通过计算破裂单元释放出的能量, 近似地估算地震的震级。岩体单元的破裂与渗透前锋面的位置密切相关。因此, 可通过非稳定渗流计算, 确定某一时刻渗透前锋面的位置。如果此时有较多的岩体单元破裂, 则破裂集中出现的时间就是发震时间。

5 结论

地应力场与渗流场是岩体重要的赋存环境。岩体的渗透性明显受地应力的影响, 岩体渗透特性的改变将导致渗透力的变化, 而渗透力又将引起岩体应力场的改变。因此, 岩体

的渗流场和应力场是相互耦合的。本文研究的主要内容和结论如下:

(1) 地应力对岩体渗透特性的影响主要是通过改变不连续面的开度和不连续面网络的水力传导路径而产生的。基于界面层模型推导了考虑剪胀、剪缩效应的不连续面的法向变形公式。该模型为研究渗流与应力的耦合奠定了基础。

(2) 渗流与应力的耦合不仅表现在水力传导能力上(指对渗透系数的影响),而且还表现在渗流的各向异性性质上。根据岩体内发育的不连续面特征,可以建立不同地应力场中裂隙岩体各向异性的渗透张量,并可应用于渗流场与应力场的耦合计算。

(3) 裂隙岩体的渗透系数随地应力的变化规律为:随埋深的增加呈负指数减小,随侧压系数的增大呈双曲线减小,其变化关系可由本文提出的模型进行确定。

(4) 岩体渗流场与应力场的耦合为定量分析水库诱发地震机制以及震中、震级和发震时间预测提供了理论依据。

参 考 文 献

- 孙广忠, 1988. 岩体结构力学. 北京: 科学出版社. 1~2
- 陶振宇, 潘别桐, 1991. 岩石力学原理与方法. 武汉: 中国地质大学出版社. 183~184
- Barton N, 1976. The shear strength of rock and rock joints. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, **13**(4): 255~279
- Barton N, Bandis S, Bakhtiar K, 1985. Strength, deformation and conductivity coupling of rock joints. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, **22**(3): 121~140
- Cook N G W, 1992. Natural joints in rock: Mechanical hydraulic and seismic behaviour and properties under normal stress. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, **29**(3): 198~223
- Hsieh P A, Neuman S P, Stiles G K, et al, 1985. Field determination of the three-dimensional hydraulic conductivity tensor of anisotropic media, 2, Methodology and application to fractured rock. *Wat Resour Res*, **21**(11): 1 667~1 676
- Lomize G M, 1951. *Water Flow in Fractured Rocks* (in Russian). Gosenergoizdat, Moscow. 127
- Lous C, 1969. A study of groundwater flow in jointed rock and its influence on the stability of rock masses. *Rock Mech Res Rept*, **10**, Imp Coll, London. 99
- Louis C 1974. Rock hydraulics . Rept 74 SGN 035 AME. Bur. Geol. Ming Res. (BRGM), Orleans, France. 14~41
- Oda M, 1985. Permeability tensor for discontinuous rock masses. *Geotechnique*, **35**(4): 483~495
- Patir N, Cheng H S, 1978. An average flow model for determining effects of three-dimensional roughness on hydrodynamic lubrication. *ASME J Lubr Technol*, **100**(1): 12~17
- Raven K G, Gale J E, 1985. Water flow in a natural rock fracture as a function of stress and sample size. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, **22**(4): 251~261
- Snow D T, 1965. *A Parallel Plate Model of Fractured Permeable Media*. Ph D Theis, University of California, Berkeley
- Snow D T, 1969. Anisotropic permeability of fractured media. *Wat Resour Res*, **5**(6): 1 273~1 289
- Tsang Y W, Witherspoon P A, 1981. Hydromechanical behaviour of a deformable rock fracture subject to normal stress. *J Geophys Res*, **86**(B10): 9 289~9 892
- Zimmerman R W, Kumar S, Bodvarsson G S, 1991. Lubrication theory analysis of the permeability of rough — walled fractures. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, **28**(4): 325~331