

# 基于MBM随机隙宽单裂隙浆液渗透规律的模拟研究

罗平平<sup>1, 2</sup>, 王兰甫<sup>2</sup>, 范波<sup>2</sup>, 张芳<sup>1</sup>

(1. 河南理工大学土木工程学院, 河南 焦作 454003; 2. 义马煤业集团股份有限公司, 河南 义马 472300)

**摘要:** 为了研究单裂隙面隙宽分布对浆液渗透的影响, 基于多重分数布朗运动(MBM)分形理论构建出4种不同规则维数下的随机隙宽单裂隙几何模型, 从而较真实的反应了天然裂隙面隙宽分布的局部渐进自相似性。通过注浆数值模拟研究发现, 压力等值线随时间延续呈现曲折扩散形式, 反映了其非均匀渗透特征。裂隙面闭合区分布形态随规则维数降低由点状散布趋向面状集中, 其空间位置对浆液后期渗透压力和全程注浆时间影响很大; 并且随着浆液入渗发展, 节点压力由前期的较快单调增长到后期逐步趋于稳定, 越靠近入渗边界的节点达到稳定压力所用时间越短。节点压力与注浆时间成幂函数关系, 通过曲线拟合给出了不同参数下的经验方程。

**关键词:** 多重分数布朗运动; 随机隙宽; 注浆; 渗透; 单裂隙

**中图分类号:** P641.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1000-4548(2012)02-0309-08

**作者简介:** 罗平平(1976-), 男, 江西上高人, 博士后, 主要从事裂隙岩体注浆理论及数值分析研究。E-mail: luopuiping@hpu.edu.cn。

## Numerical simulation of infiltration laws of grouts in random aperture based on multi-fractional Brownian motion

LUO Ping-ping<sup>1, 2</sup>, WANG Lan-fu<sup>2</sup>, FAN Bo<sup>2</sup>, ZHANG Fang<sup>1</sup>

(1. College of Civil Engineering, Henan Polytechnical University, Jiaozuo 454003, China; 2. Yima Coal Industry Group Co., Ltd., Yima 472300, China)

**Abstract:** In order to study the influence of aperture distribution on the infiltration in a single fracture, based on the fractal theory of multi-fractional Brownian motion(MBM), four groups of fracture surfaces at different regularization dimensions are constructed, all of which more realistically reflect the asymptotic self-similarity of aperture distribution of natural fracture surface. From the numerical simulation of grouting in a single random aperture fracture, it is indicated that pressure contours show twists and turns spreading over time, which reflects the distinct non-uniform characteristics. The distribution of closed area has a tendency that is from dot-like scatter to focused plane with the regularization dimensions tending to reduce, and its spatial location has obvious influence on the pressure and grouting time. As the development of percolation, there appears a tendency that the node pressure is from monotonically rapid increase to stepwise stability, and the more the node approaching the percolation border, the shorter the grouting time used in the case of reaching the steady pressure. Moreover, there is a power relationship between the node pressure and the grouting time. In view of this rule, empirical equations with different parameters are also obtained by fitting curves.

**Key words:** multi-fractional Brownian motion; random aperture; grouting; seepage; single fracture

## 0 引言

在地下工程岩土体加固和防渗堵漏应用方面, 目前仍较多采用水泥类浆材充填裂隙, 而岩体裂隙的渗透特性直接影响到充填效果。对于单裂隙面渗流, 从“立方定律”易知, 渗透系数关于隙宽呈三次幂函数关系。已有的注浆渗透模型普遍采用类似单裂隙平行板间的水流模型<sup>[1-3]</sup>, 但实际工程中地质条件复杂, 天然深部岩体往往受张拉、压扭或剪切应力作用发生局部的破裂扩张, 形成粗糙裂隙面, 进而造成隙宽分布

的随机变化。为此, Greenwood等<sup>[4]</sup>在物体表面形貌模拟方面做出了开拓工作。之后, 各种各样的统计方法都被用来描述物体的表面形貌。从传统角度上讲, 这些统计参数包括凸凹高度的标准差、坡度、曲率半径等。然而, 相关的研究<sup>[5-6]</sup>表明, 物体表面所展现出来的粗糙程度依赖于不同的长度尺度。正是表面形貌

**基金项目:** 河南省教育厅自然科学基金项目(2008A440003); 河南理工大学博士基金项目(648184)

**收稿日期:** 2011-01-10

的这种多尺度效应(或者称为尺度相关性),使得统计参数在不同的测量仪器和取样长度下会得到不同的结果,由此造成了同一个表面形貌的不同模拟模型的出现,也即证明了传统的统计参数描述表面形貌的方法缺乏唯一性。

由于实际物体表面所具有的自仿射属性,使得利用分数维表征方法来研究表面粗糙度的多尺度效应成为可能。近些年来,这方面的研究<sup>[7-11]</sup>取得了丰硕的成果,其中所用方法或多或少都与分形和分数布朗运动有关。而在分形以及变隙宽裂隙面渗流模拟方面,G Wagner等<sup>[12]</sup>利用分数布朗运动(Fractional Brownian Motion, 以下简称为 FBM)构建随机隙宽单裂隙模型研究了两相流的入侵逾渗;Richard等<sup>[13]</sup>应用空隙喉道网格模拟变隙宽单裂隙多相流;Liu等<sup>[14]</sup>利用各向同性高斯自协方差函数模拟变隙宽裂隙中的水流运动和溶质运移,然后又通过各向同性延迟幂律功率谱构造分形变隙宽裂隙对比分析了溶质运移的水力特性;而Zheng等<sup>[15]</sup>又利用快速 Fourier 变换构造单裂隙变隙宽模型,与光滑平行板模型作数值试验对比研究,分析了胶体和分子尺度溶质运移的速度场分布规律。相比之下,国内学者对于单裂隙变隙宽模型的研究相对滞后,柴军瑞等<sup>[16]</sup>根据渗流量等效原理只推导出变隙宽光滑平直单裂隙的等效隙宽公式;王锦国等<sup>[17]</sup>利用随机化的 Weierstrass-Mandelbrot 函数模拟分形表面,研究了裂隙岩体中地下水溶质运移情况。

本文应用多重分数布朗运动(Multi-fractional Brownian Motion, 以下简称为 MBM)分形理论,通过将 FBM 中的常数 Hölder 函数值替换为自定义的变量函数值来模拟裂隙面,并引出规则维数定义,分析了随机隙宽单裂隙面分形维数变化对浆液渗透规律的影响。

## 1 随机隙宽单裂隙面构造

### 1.1 分形 Hölder 函数值计算

一个集合称之为“分形”必须具备如下的 5 个特征<sup>[18]</sup>:①精细的结构,即具有任意小尺度;②能够以传统的几何语言从全局和局部描绘图像的无规则性;③具有某些形式的自相似性;④以某种意义定义的分形维数大于其拓扑维数;⑤在多数情况下可以以迭代的形式定义。在多重分形(Multifractal)中最基本的参数表示就是 Hölder 函数。它捕捉了局部重分形的特征信息,而全局的重分形通过 Hölder 函数的几何和随机分布来描述。Hölder 函数是一个局部特征,由每一点的函数计算出来。一个函数的无规则点由较小的 Hölder 函数值来描述,而函数的光滑部分相应地将呈现出大的 Hölder 函数值。这种函数由于局部分形性的

变化而在不同点处可能有不同的 Hölder 函数值的情形称之为多重分形<sup>[19]</sup>。

然而,目前仅有有限函数图像形式的 Hölder 函数值(又称规则指数)可以用解析方法求得,因此大多数情况下要通过数值方法近似求得其函数值,其中最直接的方法是信号振荡法。

对于定点  $t$  的函数  $f(t)$  的 Hölder 指数为  $\sup(\alpha_f) \in [0, 1]$ , 且对  $t$  的邻域  $t'$  都存在一个常数  $c$  使得

$$|f(t) - f(t')| \leq c|t - t'|^{\alpha_f} \quad (1)$$

根据信号振荡理论,如果对于  $t, c$  使得  $\text{OSC}_\tau \leq c\tau^{\alpha_f}$ , 并有

$$\text{OSC}_\tau(t) = \sup_{t', t'' \in [t-\tau, t+\tau]} |f(t') - f(t'')| \quad (2)$$

那么  $f(t)$  就是指数为  $\alpha_f \in [0, 1]$  的 Hölder 函数。现在假设  $t = x_0$ ,  $t' = x_0 + h$ , 则 Hölder 函数指数值又可写为

$$\alpha_f(x_0) = \liminf_{h \rightarrow 0} \frac{\log |f(x_0 + h) - f(x_0)|}{\log |h|} \quad (3)$$

至此,问题就变成了寻找一个满足式(1)、(2)的  $\alpha_f$ , 为了简化这一过程,令  $\tau = \beta^r$ , 则  $\text{OSC}_\tau \approx c\tau^{\alpha_f} = \beta^{(\alpha_f r + b)}$ , 进一步写成对数形式有  $\log_b(\text{OSC}_\tau) \approx \alpha_f r + b$ 。因而,对于每一点 Hölder 函数值的估计可以通过计算振荡  $\text{OSC}_\tau$  的对数和振荡  $\tau$  的邻域维数对数的回归线之切线斜率得到。

### 1.2 多重分数布朗曲面模拟

早年 Kolmogorov<sup>[20]</sup>提出的 FBM 数学模型由于其具有自相似性和增量平稳性而被广泛应用于一些无规则信号和自然地貌的模拟。但其定义表达式<sup>[21]</sup>中 Hölder 函数值是一个不依赖于时间的常数,使得在整个路径上 FBM 的逐点无规则性都相同,这种性质限制了人工合成模拟表面形貌图像的奇异性,导致图像轮廓信息很不理想,不符合实际情况。采用弱化平稳性条件,即引入时间  $t$  区间  $(0, 1)$  上任意一时刻  $t_0$  的 Hölder 函数值  $H(t_0)$  替代常数指数  $H$  来控制局部点的无规则性表现,则多重分数布朗运动具有了  $H(t_0)$  阶局部渐进自相似性,即存在一个指数为  $H(t)$  的 FBM 与 MBM 相切,换句话说,MBM 的整体路径可以看作是无数个具有一定指数  $H$  的 FBM 部分的组合。

设  $H(t): [0, \infty] \rightarrow [a, b] \subset (0, 1)$  为指数  $\beta > 0$  的 Hölder 函数,对于任意的  $t \geq 0$ , 有以函数参数  $H(t)$  为指数的 MBM 定义表达式为<sup>[22]</sup>

$$M(t) = \frac{1}{\Gamma(H(t) + 1/2)} \left\{ \int_{-\infty}^0 [(t-s)^{H(t)-1/2} - (-s)^{H(t)-1/2}] W(ds) + \int_0^t (t-s)^{H(t)-1/2} W(ds) \right\}, \quad (4)$$

其中

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt \quad (\text{Re } z > 0) \quad (5)$$

式中,  $W(ds)$ 表示区间 $(-\infty, \infty)$ 上的维纳测度。由于定义表达式的被积函数是平方可积的, 因而对于所有的  $t \in (0,1)$ 都存在均值为 0 的  $M(t)$ 。

根据上述定义表达式, 仅考虑  $t=1$  时 Hölder 函数  $f$  随坐标位置不同的变化情况。这里, 笔者采用周期函数自定义  $f$  的表达式为

$$f(x,y)=A+0.05\cdot\sin(2\pi x)\cos(\frac{3}{2}\pi y),\quad(6)$$

式中,  $A$  为表征 MBM 曲面变化形态(也即信号振荡情况)的参数, 分别取 0.3, 0.5, 0.7, 0.9。继而利用最小二乘法计算双对数回归线斜率, 得到 4 组 Hölder 函数值和相应的不同形态 MBM 随机曲面。

1.3 随机隙宽单裂隙面模拟

首先选用前述计算机模拟合成的 4 组不同形态的 MBM 曲面(分别命名为 A03, A05, A07, A09, 对应 Hölder 函数  $f$  中参数  $A$  的值为 0.3, 0.5, 0.7 和 0.9)作为分形样本曲面, 再将 10 m×10 m 的正方形浆液渗流区域按 0.05 m 间距依照 201×201 格点分布划分为 40000 个网格, 使得与之对应的每组裂隙面格点坐标  $Z(x_i, y_j)$ 取绝对值即作为该处的随机隙宽  $b(x_i, y_j)(i,j=0,1,\cdots,200)$ , 而忽略了实际情况当中由于地应力作用或流体运动造成的上下裂隙面的剪切位移影响, 做这样的划分变换既简化了下一步的浆液模拟渗流计算又充分体现了实际裂隙面客观存在的分形特征。

分形特征的量化描述主要体现在分形维数的变化上。通常采用豪斯道夫维数或计盒维数, 而 Roueff 等<sup>[23]</sup>提出了一种新的维数定义, 称之为规则维数。这种定义的最大优点是可以利用规则理论的整体性工具来建立与小波分析和多重分形分析之间的内部联系, 从而最终获得强估计值的统计特征。并且具有明确完全的解析表达式, 这样有利于计算获取, 在程序化计算方面比豪斯道夫维数和计盒维数更具明显优势。

通过建立隙宽函数与高度函数之间的绝对值变换得到了 4 组不同规则维数下的随机隙宽单裂隙面几何模型(图 1)。

从表 1 的统计分析可以发现, 随着分形规则维数的减小, 隙宽的标准差也呈现递减的趋势, 这说明隙宽分布逐渐趋于平缓稳定。

表 1 单裂隙面起伏变化和随机裂隙宽分布统计表

Table 1 Distribution statistics of random aperture in a single fracture

裂隙面号	隙宽/mm				规则维数
	最大值	最小值	平均值	标准差	
A03	2.2313	$2.64\times10^{-5}$	0.5781	0.4231	2.76
A05	2.6310	$3.40\times10^{-5}$	0.7164	0.4150	2.47
A07	2.0645	$2.75\times10^{-5}$	1.0767	0.3990	2.35
A09	0.7227	$3.32\times10^{-6}$	0.2612	0.1925	2.21

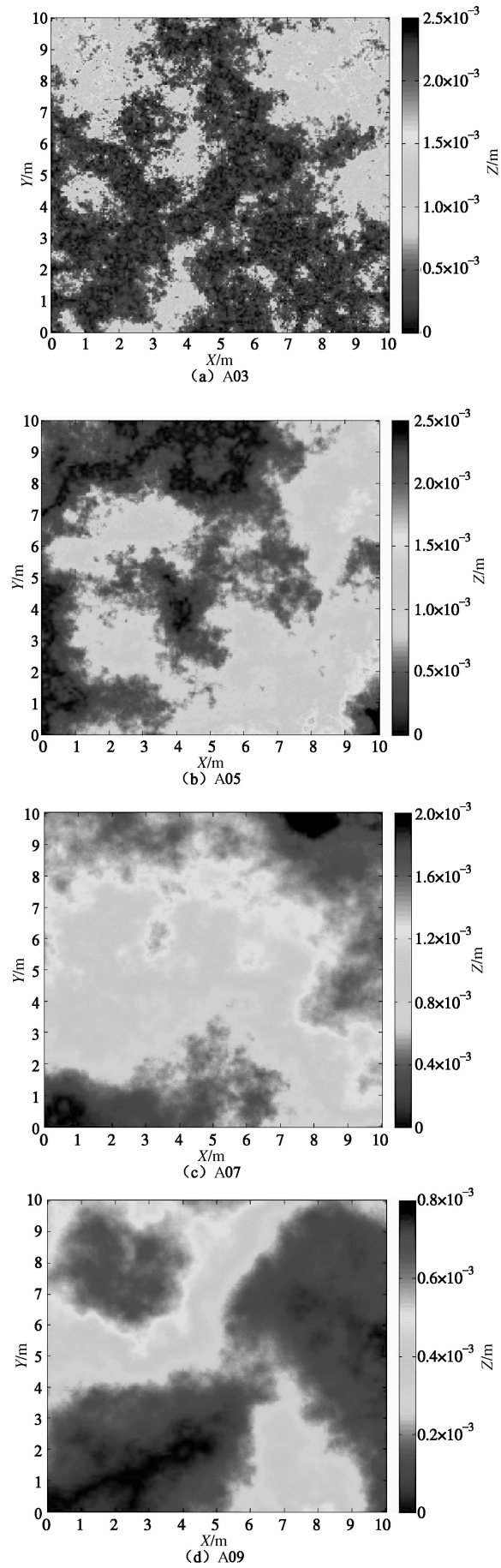


图 1 单裂隙面随机隙宽分布图

Fig. 1 Distribution images of random aperture in a single fracture

## 2 单裂隙浆液渗透模拟

### 2.1 浆液渗透模型

考虑到随机隙宽单裂隙面的复杂几何形态, 其隙宽  $Z$  方向与裂隙面的长宽  $X, Y$  方向至少相差 3 个数量级, 如若直接建立三维几何模型会给下一步的数值网格剖分带来极大困难, 甚至是不可能完成的。因而这里笔者仅建立  $X, Y$  方向的平面几何模型, 对  $Z$  方向的隙宽变化通过将其中的常数  $b$  替换为随机变量  $b(x_i, y_j) (i, j=0, 1, \dots, N; N$  为随机隙宽构建格点) 来体现。这样做一方面大大降低了数值模拟的计算量, 另一方面也能充分反映由于隙宽变化导致浆液裂隙渗透的各向异性特点。同时做如下假定: ①岩块裂隙上下表面不透浆; ②裂隙内无充填; ③浆液在裂隙内呈现不可压缩层流状态; ④不考虑浆液压力对裂隙面的扩张作用, 则对浆液平面裂隙瞬态渗透而言, 其满足的数学物理方程为

$$\left. \begin{aligned} \nabla(T \cdot \nabla H) + \omega &= s \frac{\partial H}{\partial t} \quad ((x, y) \in \Omega, t \geq 0), \\ H(x, y, 0) &= H_0(x, y) \quad ((x, y) \in \Omega), \\ H(x, y, t) &= H_b(x, y) \quad ((x, y) \in \Gamma_1, t \geq 0), \\ T \frac{\partial H}{\partial n} &= q_0 \quad ((x, y) \in \Gamma_2, t \geq 0), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中,  $\Omega$  为渗流区域,  $\Gamma_1, \Gamma_2$  分别为第一类和第二类边界, 且有总边界  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ ,  $H_0$  为已知初始浆液水头,  $H_b$  为第一类边界水头,  $q_0$  为第二类边界流量,  $n$  为边界面外法线矢量,  $\omega$  为源汇项,  $s$  为储水系数,  $T$  为广义导水系数张量。

对于非牛顿宾汉型浆液有<sup>[24]</sup>

$$\left. \begin{aligned} T_x &= \frac{gb(x, y)^3}{12\nu} - \frac{b(x, y)^2 \tau_0^B}{4\nu\rho J_x} + \frac{(\tau_0^B)^3}{3\nu\rho\gamma^2 \mu_B J_x^3}, \\ J_x &= -\frac{\partial H}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

而对于牛顿型浆液, 由于初始屈服应力  $\tau_0^B = 0$  上式 (6) 变化为

$$T_x = \frac{gb(x, y)^3}{12\nu}, \quad (9)$$

式中,  $g$  为重力加速度,  $\nu$  为浆液的运动黏度,  $\gamma$  为浆液的重度,  $\rho$  为浆液密度,  $\tau_0^B$  为初始屈服剪应力,  $\mu_B$  为极限黏度,  $J_x$  为沿  $X$  方向的浆液头梯度。

### 2.2 数值模拟及结果分析

现假定岩体中存在一  $10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$  的垂直裂隙面, 为了最大程度充填裂隙, 根据国内外注浆经验, 对于该裂隙介质, 在可灌比 (Groutability ratio), 即裂隙宽度与浆材最大粒径之比  $\geq 3$  时才能保证颗粒型浆材注入成功<sup>[25]</sup>。为此, 对普通硅酸盐水泥使用长江科学

院研制的 GSM 高效湿磨机研磨 15 min, 使出料平均粒径达到  $6 \mu\text{m}$  左右, 最大粒径不超过  $12 \mu\text{m}$ , 达到超细水泥标准, 则对于隙宽大于等于  $0.036 \text{ mm}$  的裂隙空间均能保证注入<sup>[26]</sup>; 对于无法注入的裂隙空间从几何模型上可看作是上下壁面闭合的区域, 这样也符合天然条件下裂隙面闭合率一般大于零的客观规律。

因此对表 1 由分形理论构建的四组随机隙宽数据做出修正, 即令所有小于  $0.036 \text{ mm}$  的格点数据统一化为 0, 此时 4 组裂隙面就出现局部闭合, 而其闭合率分别为 3.88% (A03)、2.39% (A05)、0.47% (A07) 和 5.19% (A09)。下面考虑灰灰比  $W/C$  为 1.5:1 超细水泥浆液从裂隙面顶部以  $1 \text{ MPa}$  的初始压力入渗, 左右边界不透浆, 底部出渗压力为  $0 \text{ MPa}$ , 浆液密度  $1370 \text{ kg/m}^3$ ; 黏度  $0.017 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ , 储水系数 0.3, 计算模型如图 2 所示。

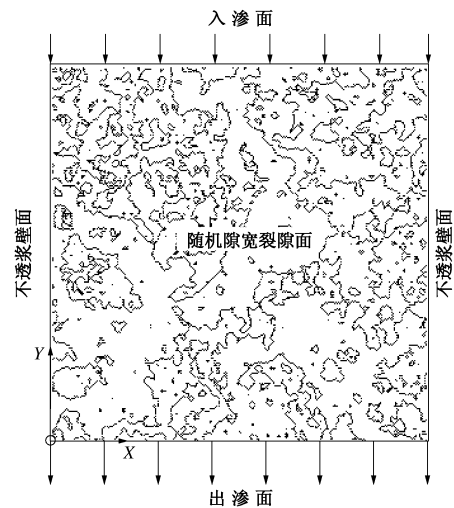
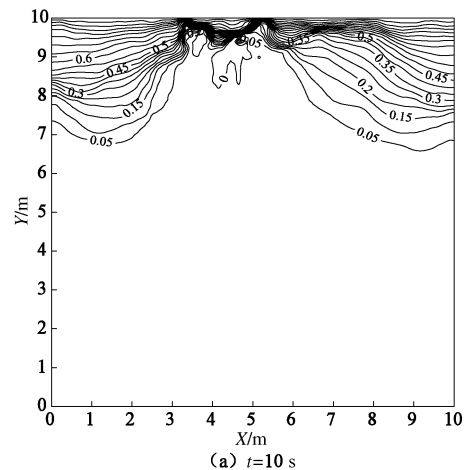


图 2 浆液平面渗透计算模型示意图

Fig. 2 Sketch map of calculation model for percolation

#### (1) 浆液平面渗透压力等值线分析

根据单裂隙面浆液渗透数学物理模型表达式 (5), 考虑到该灰灰比的超细水泥浆液为牛顿流体<sup>[27]</sup>, 满足式 (7) 要求, 采用有限元方法对上述算例计算模拟得到随机隙宽单裂隙面内的浆液渗透压力等值线图 (见图 3)。



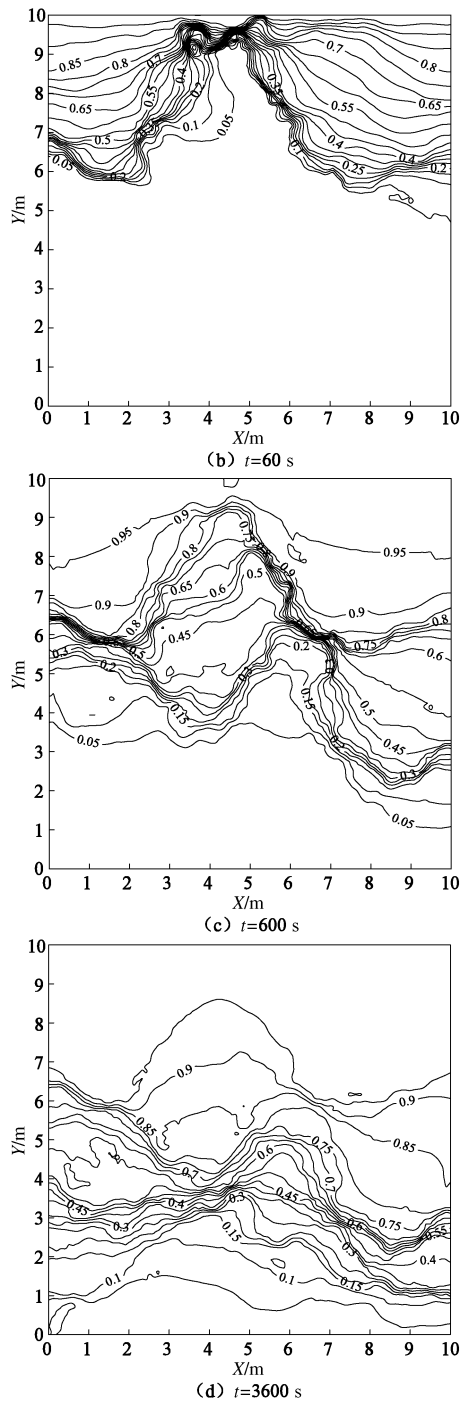


图3 浆液平面渗透计算模型示意图

Fig. 3 Sketch map of calculation model for percolation

从上述A03单裂隙面浆液渗透压力-时间等值线图可以很直观地看到压力等值线随时间延续呈现出差异性很大的曲折扩散变化,这与等宽裂隙面浆液渗透的平行压力等值线形态有着根本区别。具体分析,10 s之后的压力线表现为沿 $X$ 区间(0, 3)和(6, 10)两个范围下移,区间(3, 6)等值线空白,说明此时未有浆液流入,或很少渗入。到达60 s,两帮等值线出现向中间靠拢的趋势;600 s后该中间区域已分布有滞后等值线,即靠近左右边界的压力等值线大于中部等值线数值。

结合随机隙宽分布图(图1(a))分析解释知道,在靠近上边界入渗口的两侧各有一个隙宽在1 mm以上,最大隙宽达2.2 mm的区域,相比中间0.7 mm以下隙宽的小范围分布区,可谓入渗空间巨大。浆液在1 MPa压力作用下会首先选择这种隙宽大、阻力小、曲折缓、流路畅的优势路径渗透,压力锋面率先通过该区域,随时间延续向下快速入渗,而所流经范围内的压力逐渐趋于稳定。同时小隙宽范围内的等值线较为密集,说明浆液渗透在此遭遇巨大阻力,能量消耗多,压力迅速衰减。

另外,小隙宽或闭合区对浆液的渗透影响可以认为是一种“挡板”效应。具体来说,一方面闭合区的分布形态和分形维数有关,即随着分形维数(这里用到的是规则维数)的降低,隙宽数值振荡减缓,离散度降低,从而在舍去0.036 mm以下隙宽时,图1就展示出闭合区由小范围点状散布到大范围面状集中的变化规律。进一步说,点状分布的闭合区周径较小,浆液渗透绕过此处时的沿程阻力或能量损耗较少,压力衰减慢;相比之下,集中出现的闭合区由于折曲大、周径长、阻力也大,所以浆液绕流困难,致使临近的环形或钩形区浆液渗透不足,存在充填空隙的可能。

## (2) 节点压力与平面位置关系曲线分析

节点平面位置的不同决定了隙宽分布的差异性,从而影响到浆液渗透压力的变化,笔者通过对4个裂隙面沿不同 $Y$ 方向做切面线来探寻其中的客观规律。

如图4可以看出,横坐标 $Y$ 上对应的节点压力随时间延长而逐渐增大,可以形象地看成是压力锋面从右至左,也就是从入渗边界到出渗边界逐渐推进的动态过程,但表现形态各不相同。图4(a)中0~600 s时间区间内 $Y$ 方向6~10 m范围节点压力以大致0.4 MPa的步阶迅速上升,其后的600~3600 s压力递增减缓,最后趋于稳定接近1 MPa,原因在于此范围恰处在A03裂隙面右侧的一个较大隙宽(1.1 mm以上)区域;而0~6 m范围的隙宽普遍在0.6 mm以下,几乎相差一半,所以压力递增压阶也大约只有0.2 MPa。值得注意的是,5~6 m范围出现了一个下凸拐点。压力锋面在此呈现出几乎垂直的状态,拐点右侧压力从峰顶大约0.85 MPa迅速降至谷底0.2 MPa左右,之后才缓慢回升到0.3 MPa。原因是浆液流经这里时刚巧碰到一个闭合区,被阻挡绕流,导致闭合区迎锋面压力梯度猛增。好在该闭合区范围很小,3600 s注浆终止时,该闭合区两侧压力已提升至0.7 MPa以上,整个3~10 m范围压力也稳定在0.6 MPa之上。但0~3 m范围压力明显偏低,基本处在0.3 MPa以下,而且又出现了局部小曲折拐点,同样是浆液渗透遭遇小闭合区所致。

相似的下凸拐点现象也出现在图 4 (b)、4 (c)、4 (d) 中。图 4 (b) 中拐点在  $Y=8\text{ m}$  位置, 图 4 (c) 中拐点在  $Y=0.5\text{ m}$  位置, 而图 4(d) 中拐点出现在  $Y=6.5\text{ m}$  位置。拐点位置的不同意味着闭合区位置各异, 越靠近入渗边界 ( $Y=10\text{ m}$ ) 下游浆液渗透低压区范围越大。图 4 (b)  $0\sim 8\text{ m}$  范围压力均在  $0.25\text{ MPa}$  以下, 图 4 (d)  $0\sim 6\text{ m}$  范围压力则在  $0.3\text{ MPa}$  以下; 相比之下, 图 4 (c) 中压力  $0.3\text{ MPa}$  以下的区域仅在  $0\sim 0.5\text{ m}$  的很小范围, 其余范围均处在  $0.8\text{ MPa}$  以上高压控制区, 说明此段隙宽普遍较大, 过流量大, 有利于充填裂隙。而低压区的存在意味着浆液流动放缓, 逐渐沉积固结, 过早形成的结石体会堵塞浆液流动路径, 使得裂隙面后段较大范围充填不足, 难以密实。

至此, 根据对上述曲线的分析可知, 若小隙宽或闭合区靠近入渗边界会导致浆液早期动能损耗过度、压力衰减迅速、流速降低、“挡板”背后较大空间范围

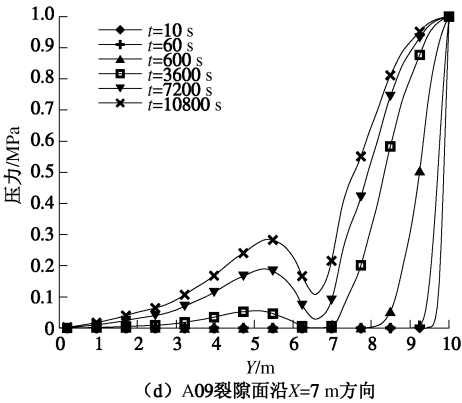


图 4 随机隙宽单裂隙面不同时间节点压力 - 坐标曲线图

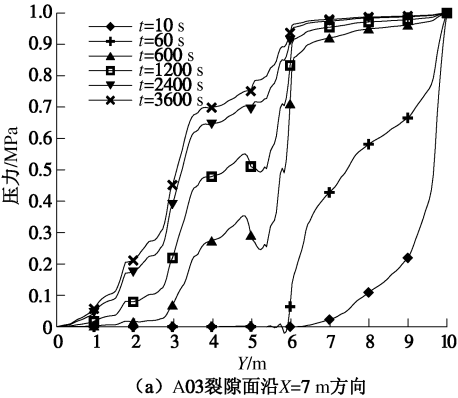
Fig. 4 Curves of node pressure at different time versus coordinate for random aperture fracture surfaces

内断面过流量减少; 若其位于出渗边界附近, 后期注浆锋面压力的减小给绕流该区域造成困难, 直接导致全裂隙面空间注浆时间的延长。因而, 工程实际中需要重点考虑浆液入渗位置的选择。

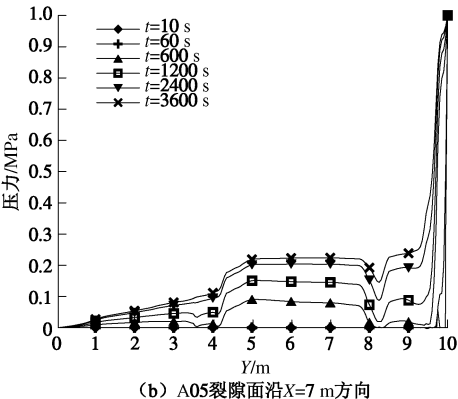
(3) 节点压力与注浆时间关系曲线分析

上一节虽提到横坐标  $Y$  上对应的节点压力随时间延长而逐渐增大, 但其增长规律并不十分清楚。为此, 笔者在 4 个裂隙面中选择对角线  $Y=X$  上的 5 个相同节点 (其位置坐标分别为 (1, 1)、(3, 3)、(5, 5)、(7, 7)、(9, 9)) 作为研究对象, 得到 4 组节点压力 - 时间变化曲线图 (图 5)。

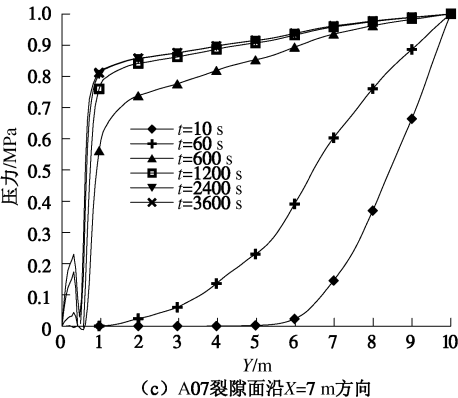
从上图可以看到节点压力随时间延续都有一段明显的单调递增区间, 之后图 5 (a)、5 (b)、5 (c) 中压力曲线表现出渐近平行的趋势, 说明某时刻后压力



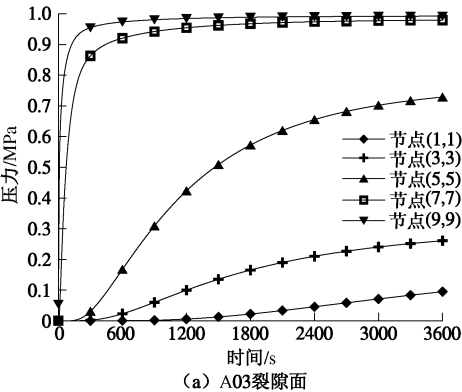
(a) A03裂隙面沿X=7 m方向



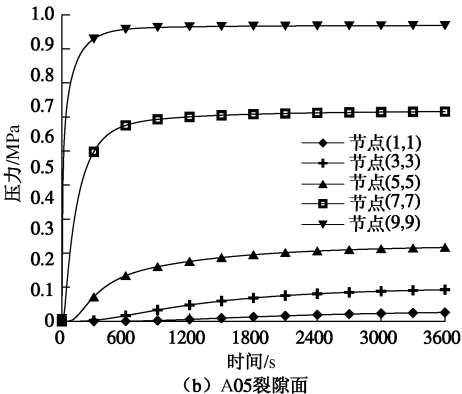
(b) A05裂隙面沿X=7 m方向



(c) A07裂隙面沿X=7 m方向



(a) A03裂隙面



(b) A05裂隙面

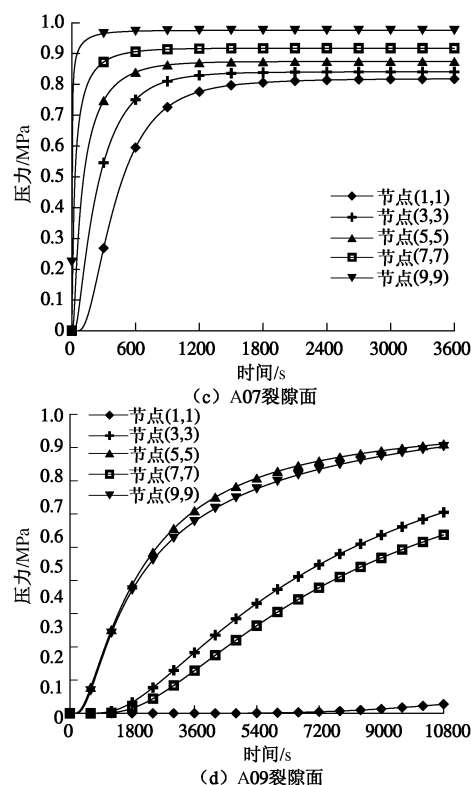


图 5 随机隙宽单裂隙面不同节点压力 - 时间曲线图

Fig. 5 Curves of pressure at different nodes versus time for random aperture fracture surfaces

表 2 节点压力 - 时间经验方程拟合参数统计表

Table 2 Fitting parameters for empirical equation of node pressure versus time

裂隙面号	节点坐标	拟合参数		
		$P_0$	$a$	$b$
A03	(1,1)	$2.53 \times 10^{-14}$	$2.47 \times 10^{-9}$	2.14
	(3,3)	$2.22 \times 10^{-14}$	$1.08 \times 10^{-4}$	$9.64 \times 10^{-1}$
	(5,5)	$2.22 \times 10^{-14}$	$3.18 \times 10^{-3}$	$6.78 \times 10^{-1}$
	(7,7)	$2.22 \times 10^{-14}$	$7.54 \times 10^{-1}$	$3.27 \times 10^{-2}$
	(9,9)	$6.34 \times 10^{-9}$	$9.16 \times 10^{-1}$	$1.01 \times 10^{-1}$
A05	(1,1)	$2.22 \times 10^{-14}$	$6.81 \times 10^{-7}$	1.30
	(3,3)	$2.22 \times 10^{-14}$	$2.09 \times 10^{-4}$	$7.58 \times 10^{-1}$
	(5,5)	$2.22 \times 10^{-14}$	$3.37 \times 10^{-2}$	$2.31 \times 10^{-1}$
	(7,7)	$2.22 \times 10^{-14}$	$4.95 \times 10^{-1}$	$2.71 \times 10^{-2}$
	(9,9)	$3.80 \times 10^{-7}$	$8.38 \times 10^{-1}$	$4.37 \times 10^{-3}$
A07	(1,1)	$2.37 \times 10^{-10}$	$7.36 \times 10^{-2}$	$3.09 \times 10^{-1}$
	(3,3)	$5.31 \times 10^{-10}$	$1.86 \times 10^{-1}$	$1.96 \times 10^{-1}$
	(5,5)	$4.52 \times 10^{-9}$	$3.61 \times 10^{-1}$	$1.16 \times 10^{-1}$
	(7,7)	$1.28 \times 10^{-10}$	$5.93 \times 10^{-1}$	$5.78 \times 10^{-2}$
	(9,9)	$9.47 \times 10^{-10}$	$8.11 \times 10^{-1}$	$2.50 \times 10^{-2}$
A09	(1,1)	$2.34 \times 10^{-14}$	$2.07 \times 10^{-17}$	3.75
	(3,3)	$2.03 \times 10^{-4}$	$1.93 \times 10^{-5}$	1.12
	(5,5)	$1.15 \times 10^{-8}$	$1.31 \times 10^{-2}$	$4.55 \times 10^{-1}$
	(7,7)	$7.88 \times 10^{-10}$	$4.31 \times 10^{-6}$	1.27
	(9,9)	$6.65 \times 10^{-11}$	$1.08 \times 10^{-2}$	$4.73 \times 10^{-1}$

已趋于稳定,单位时间流量也无显著变化,并且发现越靠近入渗边界的节点达到稳定压力所需时间越短。但这一现象在 5 (c) 图中尚未发现,尽管注浆时间已经达到 10800 s,远高于前三者的 3600 s 终止时间。

这说明浆液还要继续渗透,需要进一步加大注浆压力以确保浆液稳定到达裂隙面各处。

针对上述现象,分析原因,正是由于隙宽的随机变化导致各裂隙面内渗透路径迂回曲折,复杂多变,浆液到达相同节点的流量各不相同,因而压力相差各异。最后,根据图 5 所反映的节点压力与时间成幂函数关系,利用曲线拟合(拟合参数见表 2)归纳得到经验方程为

$$P = ax^b + P_0 \quad , \tag{10}$$

式中,  $P_0$  为初始压力,取值范围 0~1,  $a$ ,  $b$  均为常数,且都大于 0。

3 结 论

(1) 基于多重分数布朗运动分形理论构建了 4 种不同规则维数下的裂隙面几何模型,继而对高度函数变换得到四组随机隙宽数据,较真实的反应了天然裂隙面隙宽分布的局部渐进自相似性。

(2) 浆液渗透压力等值线随时间延长呈现出不同形态的曲折扩散过程,表现出明显的非均匀性特征,这与等宽裂隙面中浆液压力线的平行渗透规律截然不同。

(3) 闭合区的分布形态与规则维数有关,即随规则维数的降低,隙宽数值振荡减缓,离散度降低,从而在舍去一定尺度以下的隙宽时,闭合区展现出由小范围点状散布到大范围面状集中的变化规律;而其空间位置的不同导致浆液压力切面线出现迥然各异的下凸拐点,且拐点两侧压差显著。

(4) 小隙宽或闭合区若靠近入渗边界会导致浆液早期压力衰减过度,流速降低,“挡板”背后较大空间范围内断面过流量减少;若其位于出渗边界附近,由于沿程阻力影响,后期浆液渗透锋面压力的减小给该区域绕流造成困难,直接导致全裂隙面注浆时间的延长。

(5) 节点压力随时间延续由单调递增到渐近平行稳定,但达到稳定压力所需时间各不相同,越靠近入渗边界的节点所用时间越短。另外,各裂隙面受随机隙宽影响,渗透路径曲折复杂,相同节点同一时刻过流量不同导致压力差异明显。最后根据节点压力与时间的幂函数关系通过曲线拟合给出了其各自满足的经验方程。

(6) 文中没有考虑浆液压力对裂隙面的扩张剪切作用,而对非牛顿流体浆液的随机隙宽渗透规律还有待下一步研究研讨。

参考文献:

[1] 罗平平, 朱岳明, 黄金桂, 等. 二维随机裂隙岩体灌浆数值模拟[J]. 河海大学学报(自然科学版), 2006, 34(3): 295 - 298. (LUO Ping-ping, ZHU Yue-ming, HUANG Jin-gui, et al.

- Two-dimensional numerical simulation of grouting in random fractured rock mass[J]. Journal of Hohai University (Natural Sciences), 2006, **34**(3): 295 – 298. (in Chinese))
- [2] 罗平平, 陈 蕾, 邹正盛. 空间岩体裂隙网络灌浆数值模拟研究[J]. 岩土工程学报, 2007, **29**(12): 1844 – 1848. (LUO Ping-ping, CHEN Lei, ZOU Zheng-sheng. Numerical simulation of grouting in space fracture network of rock mass [J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2007, **29**(12): 1844 – 1848. (in Chinese))
- [3] 张忠苗, 邹 健. 桩底劈裂注浆扩散半径和注浆压力研究[J]. 岩土工程学报, 2008, **30**(2): 181 – 184. (ZHANG Zhong-miao, ZOU Jian. Penetration radius and grouting pressure in fracture grouting[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2008, **30**(2): 181 – 184. (in Chinese))
- [4] GREENWOOD J A, WILLIAMSON J B P. Contact of nominally flat surfaces[C]// Proc R Soc London Ser. A, 1966: 300 – 319.
- [5] MAJUMDAR A, BHUSHAN B. Role of fractal geometry in roughness characterization and contact mechanics of surfaces[J]. ASME J Tribol, 1990, **112**: 205 – 216.
- [6] MAJUMDAR A, BHUSHAN B. Fractal model elastic-plastic contact between rough surfaces[J]. ASME J Tribol, 1991, **113**: 1 – 11.
- [7] MOURZENKO V V, THOVERT J F, ADLER P M. Percolation and conductivity of self-affine fractures[J]. Phys Rev E, 1999, **54**: 4265 – 4284.
- [8] TAO Q, LEE H P, LIM S P. Contact mechanics of surfaces with various models of roughness descriptions[J]. Wear, 2001, **249**: 539 – 545.
- [9] PATRIKAR R M. Modeling and simulation of surface roughness[J]. Appl Surf Sci, 2004, **228**: 213 – 220.
- [10] CAI Z J, CHEN D Q, LU S. Reconstruction of a fractal rough surface[J]. Physica D, 2006, **213**: 25 – 30.
- [11] ZOU Ming-qing, YU Bo-ming, FENG Yong-jin, et al. A monte carlo method for simulating fractal surfaces[J]. Physica A, 2007, **386**: 176 – 186.
- [12] WAGNER G, MEAKIN P, FEDER J, et al. Invasion percolation in fractal fractures[J]. Physica A, 1999, **264**: 321 – 337.
- [13] RICHARD G Hughes, MARTIN J Blunt. Network modeling of multiphase flow in fractures[J]. Advances in Water Resources, 2001, **24**: 409 – 421.
- [14] LIU L, NERETNIEKS I. Analysis of fluid flow and solute transport in a fracture intersecting a canister with variable aperture fractures and arbitrary intersection angles[J]. Nuclear Technology, 2005, **150**: 132 – 144.
- [15] ZHENG Q, DICKSON S E, GUO Y. Differential transport and dispersion of colloids relative to solutes in single fractures[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2009, **339**: 140 – 151.
- [16] 柴军瑞, 仵彦卿. 变隙宽裂隙的渗流分析[J]. 勘察科学技术, 2000(3): 39 – 41. (CAI Jun-rui, WU Yan-qing. Analysis of seepage through fracture network with variable apertures[J]. Site Investigation Science and Technology, 2000(3): 39 – 41. (in Chinese))
- [17] 王锦国, 周志芳. 基于分形理论的裂隙岩体地下水溶质运移模拟[J]. 岩石力学与工程学报, 2004, **23**(8): 1358 – 1362. (WANG Jin-guo, ZHOU Zhi-fang. Simulation on solute transport in fractured rocks based on fractal theory[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2004, **23**(8): 1358 – 1362. (in Chinese))
- [18] FALCONER K. Fractal geometry: mathematical foundations and applications[M]. Wiley: Chichester, 2003.
- [19] SEURET S, VÉHEL J L. The local Hölder function of a continuous function[J]. Applied and Computational Harmonic Analysis, 2002, **13**: 263 – 276.
- [20] KOLMOGOROV A N. Wiener'sche spiralen und einige andere interessante kurven im hilbertschen raume[J]. Doklady, 1940, **26**: 115 – 118.
- [21] MANDELBROT B, VAN-NESS J W. Fractional brownian motion, fractional noises and applications[J]. Siam Review, 1968: 422 – 437.
- [22] PELTIER R F, VÉHEL J L. Multifractional brownian motion: definition and preliminary results[R]. Paris: z'INRIA, 1995.
- [23] ROUEFF F, VÉHEL J L. A regularization approach to fractional dimension estimation[C]// Proceedings of Fractals 98. Malta, 1998.
- [24] 罗平平. 裂隙岩体可灌性及注浆数值模拟研究[D]. 南京: 河海大学, 2006. (LUO Ping-ping. Study on groutability and numerical simulation of grouting in fractured rock mass[D]. Nanjing: Hohai University, 2006. (in Chinese))
- [25] MITCHELL J K. In-place treatment of foundation soils[J]. Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, 1970, **1**: 73 – 109.
- [26] 郝 哲, 王来贵, 刘 斌. 岩体注浆理论与应用[M]. 北京: 地质出版社, 2006. (HAO Zhe, WANG Lai-gui, LIU Bin. Theory and application of rock mass grouting[M]. Beijing: Geology Press, 2006. (in Chinese))
- [27] SHI Cai-jun, DAY Robert L. Acceleration of the reactivity of fly ash by chemical activation[J]. Cement and Concrete Research, 1995, **25**: 15 – 21.