第10卷 第1期　　西北地震学报　　Vol.10, No.1
1988年3月　NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL March, 1988

孔隙压力扩散与水库诱发地震活动性的初步研究

龚钢延
（国家地震局兰州地震研究所）

摘　要

水库诱发地震活动与水的渗透有密切关系，本文认为水库诱发地震中，前震活动主要是由于水的渗透引起孔隙压力扩散，岩石强度弱化所致。由于水库区地下岩石渗透性质的复杂性，将库区岩石介质分为均匀、非均匀渗透的两种情况，利用两相（固、液）多孔介质中孔隙压力扩散理论，分别对水库蓄水所引起的孔隙压力场进行了数值模拟计算，计算结果表明，非均匀渗透模型中水渗透所形成的孔隙压力分布与水库地震发生的空间位置对应得较好，孔隙压力峰值扩散到水库诱发地震的前震震源处的时间（1.8天～45天）与水库蓄水后引起前震活动的滞后时间大体一致。

一、前　言

在我国，水库诱发地震活动水平相对较高，先后有几十座水库出现了不同震级的地震活动，其中新丰江水库于1962年3月19日发生的$M_s=6.1$级地震，是世界上水库诱发的六级以上地震中的第一个，该地震的发生引起了地学工作者的重视，从此开展了一系列关于水库地震的研究工作。

关于水库地震的成因，目前占主导地位的是地下水的渗漏与孔隙压力的增大。根据水库地震发生的深度及岩石破裂实验研究结果，本文认为在地表下面1～5公里深度范围内的水库地震活动均属于一种脆性破裂[1)]，水载荷引起了双重的作用，一方面水库蓄水能使得库区应力场得以调整；另一方面又使得水向地下渗透，使得库区断层、节理、裂隙面上的强度弱化及孔隙压力的提高，形成水库地震的前震活动和造成主震断层面上的应力集中。由于水库区地下岩石的渗透特性极其复杂，为研究方便起见分别研究均匀渗透模型及含一条垂直断层的非均匀渗透模型。显而易见，研究非均匀渗透岩石中水的渗漏及孔隙压力的扩散无疑对研究水库诱发地震的活动性具有重要意义。本文采用了Bell[1]等人的方法，计算了库区蓄水后孔隙压力的时空分布，以此来讨论水库地震在时空方面的分布特征。

1）秦保燕，水库弱化区和水库地震成因，1986.

二、孔隙压力扩散的数值模拟计算

岩石是一种多孔介质，在岩石的孔隙中往往存在有各种形式的地下水。地下水存在的深度可达20公里，深者甚至可达40公里[2]。水库地震的震源深度通常在5～11公里，因此可以认为水库地震发生在一种固、液两相的多孔介质中。

Biot,M.A.于1941年最早在土力学中建立起两相多孔介质中的线性本构关系[3]，后来Rice，J.R.于1976年发展了Biot的理论[4]，给出了在新的物理参数下的介质本构关系。1978年Bell，M.L.在Rice的工作基础上，进一步推导出孔隙压力的扩散方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(k\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)-\frac{9(\nu_u-\nu)(1-\nu_u)\mu}{2GB^2(1-\nu)(1+\nu_u)^2}\frac{\partial p}{\partial t}=0 \tag{1}$$

其中p是孔隙压力，x_i（$i=1,2,3$）是坐标轴，t是时间，k是岩石的渗透率，G、ν、ν_u、B分别是岩石的剪切模量、泊松比、不排水条件下的泊松比及Skempton的B系数[5]。方程（1）适合于非均匀渗透介质中孔隙压力的扩散过程，当k＝const.时，方程（1）可写成

$$\frac{\partial p}{\partial t}=c\nabla^2 p \tag{2}$$

其中c称为扩散率，

$$c=\frac{2kGB^2(1-\nu)(1-\nu_u)^2}{9(\nu_u-\nu)(1-\nu_u)\mu} \tag{3}$$

下面根据具体的边界条件和初值条件，用数值方法求解方程（1）。

假设库区介质为力学性质均匀的、各向同性的饱和多孔弹性介质，且在库区蓄水部分受到均匀分布的面力p_0作用，计算在p_0作用下的扩散过程。

1.一维模型　水库在均匀面载荷p_0作用下，沿地下深度z方向的扩散的边值问题是：

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial p}{\partial z}\right)=\frac{9(\nu_u-\nu)(1-\nu_u)}{2GB^2(1-\nu)(1+\nu_u)^2}\frac{\partial p}{\partial t}$$

$$p(z,t)|_{t=0}=0$$

$$p(z,t)|_{z=0}=p_0$$

如果介质的渗透率k是均匀的，k＝const.，扩散方程（4）简化成

$$\frac{\partial p}{\partial t}=c\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \tag{5}$$

c用（3）式计算，方程（5）的解为[6]

$$p/p_0=\mathrm{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{t\cdot c}}\right) \tag{9}$$

其中erfc(x)是余误差函数，当给出了c的值后，可以得到不同时间、不同深度上p（z，t）的值。对于k（z）随深度变化的情形，可用有限差分法来求解[7]。

2.二维模型　沿着库区某一剖面计算孔隙流体压力扩散问题时，可采用二维模型（图1a）。设水载荷是均匀的且载荷大小等于p_0，沿载荷作用的宽度为2a，由于水载荷的作用而引起介质中的应力增量σ_{xx}、σ_{zz}、τ_{xz}。由于我们所考虑的弹性力学问题属于平面应变问

题，$\sigma_{yy}=\nu_u(\sigma_{xx}+\sigma_{zz})$，因而初始条件为[4]

$$p(x,\ z,\ t)|_{t=0}=-\frac{B(1+\nu_u)}{3}(\sigma_{xx}+\sigma_{zz}) \qquad (7)$$

其中

$$\sigma_{xx}+\sigma_{zz}=-\frac{2p_0}{\pi}(\theta_2-\theta_1)^{[8]} \qquad (8)$$

θ_2、θ_1如图1所示，边界问题的提法为

$$p(x,\ z,\ t)|_{z=0}=\begin{cases}p_0 & |x|\leqslant a\\ 0 & |x|>a\end{cases} \qquad (9)$$

扩散问题的自然边界条件

$$p(\infty,\ z,\ t)=p(x,\ \infty,\ t)=p(\infty,\ \infty,\ t)=0 \qquad (10)$$

由（7）、（8）、（9）、（10）及扩散方程（1）就可求解二维扩散问题。

我们采用有限差分法中的交替方向隐式法（也称为ADI法）来求解偏微分方程（1）。在进行数值计算之前，应将所有物理量化为无量纲的数值。设无量纲的量$x_n=x/l$，$z_n=z/l$，$k_n=k/k_0$，$p_n=p/p_0$，$t_n=t\cdot c/l^2$，将$x=x_n\cdot l$等五个量代入到方程（1）中有

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k_n\frac{\partial p_n}{\partial x_n}\right)+\frac{\partial}{\partial z_n}\left(k_n\frac{\partial p_n}{\partial z_n}\right)=\frac{\partial p_n}{\partial t_n}$$

该方程中所有量都变成无量纲后，可还原成习惯的形式：

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial p}{\partial z}\right)=\frac{\partial p}{\partial t} \qquad (11)$$

相应地把边界条件和初始条件改写成

$$p(x,\ z,\ t)|_{z=0}=\begin{cases}1 & |x|\leqslant a/l\\ 0 & |x|>a/l\end{cases}$$

$$p(x,\ z,\ t)|_{t=0}=\frac{2B(1+\nu_u)}{3\pi}(\theta_2-\theta_1)$$

将$p(x,\ z,\ t)$的值用$p_{i,j,n}$表示，$i=0,\ 1,\ 2\cdots I$，$j=0,\ 1,\ 2\cdots J$，$n=1,\ 2,\ \cdots N$。计算的网格如图1b所示。计算的时间步长为Δt，$t=n\cdot\Delta t$，空间步长分别为Δx、Δz，$x=i\cdot\Delta x$，$z=j\cdot\Delta z$。用$p_{i,j,n}$表示t时刻已知的p值，$p^*_{i,j}$表示$t+\frac{\Delta t}{2}$时刻的过渡解

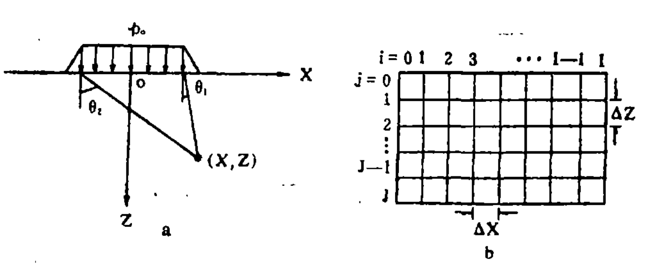

图1 二维模型及计算网格

a.模型，b.计算网格

Fig.1 Two dimensional model and the nets for calculation

a.model b.the net for caloulation

解，然后求出$t+\Delta t$时刻各节点的孔隙压力为$p_{i,j,n+1}$时的解，需要分别求解下面差分方程组：

$$\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2}p^*_{i-1,j}-\left[\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2}+\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}+\frac{2}{\Delta t}\right]p^*_{i,j}$$

$$+\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}p^*_{i+1,j}=-\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta x)^2}p_{i,j-1,n}+\left[\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta z)^2}\right.$$

$$\left.+\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta z)^2}-\frac{2}{\Delta t}\right]p_{i,j,n}-\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta z)^2}p_{i,j+1,n} \qquad (12)$$

$$\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta z)^2}p_{i,j-1,n+1}-\left[\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta z)^2}+\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta Z)^2}+\frac{2}{\Delta t}\right]p_{i,j,n+1}$$

$$+\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta z)^2}p_{i,j+1,n+1}=-\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2}p^*_{i-1,j}+\left[\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta z)^2}\right.$$

$$\left.+\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}-\frac{2}{\Delta t}\right]p^*_{i,j}-\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}p^*_{i+1,j} \qquad (13)$$

其中 $k_{i+1/2,j}=(k_{i,j}+k_{i+1,j})/2$，如果把（12）、（13）中的系数用下面的符号表示，就容易看出上面两方程组的系数矩阵为三对角线矩阵，对（12）式有

$$a_{ij}=\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2}$$

$$b_{ij}=-\left[\frac{k_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2}+\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}+\frac{2}{\Delta t}\right]$$

$$c_{ij}=\frac{k_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2}$$

$$d_{ij}=-\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta z)^2}p_{i,j-1,n}+\left[\frac{k_{i,j-1/2}}{(\Delta z)^2}+\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta z)^2}\right.$$

$$\left.-\frac{2}{\Delta t}\right]p_{i,j,n}-\frac{k_{i,j+1/2}}{(\Delta z)^2}p_{i,j+1,n}$$

其中边界条件只包含在d_{ij}的表达式中。对于每一个固定的j，构成下面的三对角线方程组：

$$b_{1j}p^*_{1,j}+c_{1j}p^*_{2,j}=d_{1j}$$

$$a_{ij}p^*_{i-1,j}+b_{ij}p^*_{i,j}+c_{ij}p^*_{i+1,j}=d_{ij} \qquad i=2,\ 3,\ \cdots I-1$$

$$a_{Ij}p^*_{I-1,j}+b_{Ij}p^*_{I,j}=d_{Ij}$$

其中 $$d_{1j}=-\frac{k_{1,j-1/2}}{(\Delta z)^2}p_{1,j-1,n}+\left[\frac{k_{1,j-1/2}}{(\Delta z)^2}+\frac{k_{1,j+1/2}}{(\Delta z)^2}\right.$$

$$\left.-\frac{2}{\Delta t}\right]p_{1,j,n}-\frac{k_{1,j+1/2}}{(\Delta z)^2}p_{0,j+1,n}-\frac{k_{1-1/2,j}}{(\Delta x)^2}p^*_{0,j}$$

式中的$p_{0,j+1,n}$和$p^*_{0,j}$都是$i=0$时的边界条件。由上述可见，对x方向隐式，z方向显式要求解I个J阶三对角方程组。类似地在求解$t+\frac{\Delta t}{2}\rightarrow t+\Delta t$过程中，对z方向隐式，x方向显式同样可以列出类似上面的方程，从而求解出$p(x,z,t)$的值。

三、计算结果及诱发地震活动的某些问题的讨论

水在水库诱发地震中的作用问题一般都与库区岩石介质的渗透率有关。地表浅层的水渗透与致密岩石中的渗透情况有相当大的差异。在实际的水库岩体中，由于各种裂隙发育，同时並存有大量不同规模的断裂及不连续结构面，它们的存在无疑能剧烈地加快地下水的渗透。

一维均匀渗透模型的计算结果如图2所示。岩石的扩散率$c=10^5$厘米^2/秒，图2a给出了1至20公里深度上分别在时间$t=1，2，3，4，5$年的变化曲线。从图中可以看出，在同一深度$z=z_0$处，随着时间的推移，孔隙压力是不断的增大的。在同一时刻$t=t_0$，随着深度的增大而孔隙压力是逐渐减小的。另外从图2a与图2b的比较中可以得出，扩散率c的增大的作用同时间相同。

本文对二维模型中由渗透引起的孔隙压力扩散场的四种情况分别给予计算。对于所有的计算模型，均采用$\Delta x=\Delta z=1$等距离空间步长，网格数为41×20，其时间步长$T=1$月，荷载宽度为11公里。对于均匀扩散模型，渗透率$k=k_0$，为一常数，对于非均匀扩散模型，设断层面上的渗透率k是周围介质渗透率的100倍[9]，即$k=100k_0$。为了突出水沿地下深度z方向的渗透，本文仅研究了垂直分布的断层作用，断层的深度为5公里，模型如图3a、图4a所示。对于所有的计算时间均计算到2年，部分结果分别如图3b、图4b所示。我们从中可以得到如下一些结果：

（1）对于均匀扩散模型，在水荷载区域内，孔隙压力没有明显增大，载荷中心1公里深处的孔隙压力在两年内仅增加了$0.02p_0$。而在荷载边缘处的改变量为$0.092p_0$。由此推断，在水的渗透呈均匀扩散的情形中，由孔隙压力增大而引起地震活动的可能性较小，即使发生

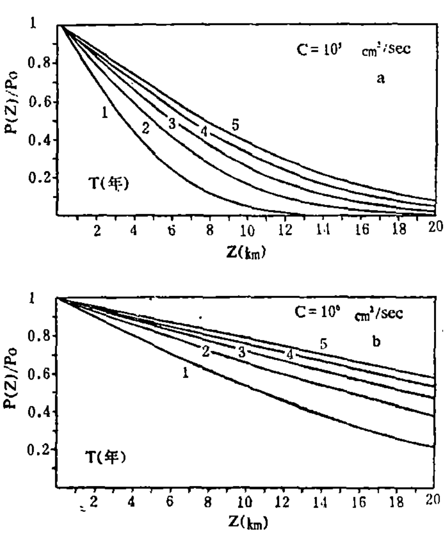

图2 孔隙压力随深度变化曲线

Fig.2 The curves of change of pore-pressure with depth

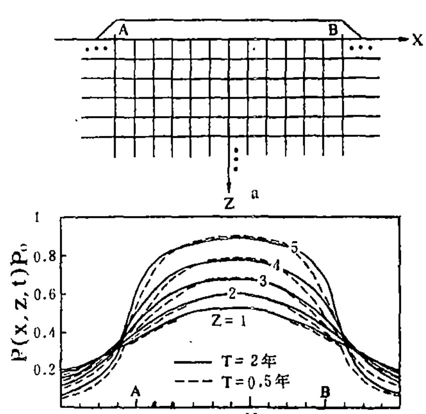

图3 均匀扩散模型及孔隙压力分布

a.模型b.孔隙压力分布

Fig.3 The homogeneous diffusion model and the distribution of pore pressure in it

a.model b.the distribution of pore pressure in it

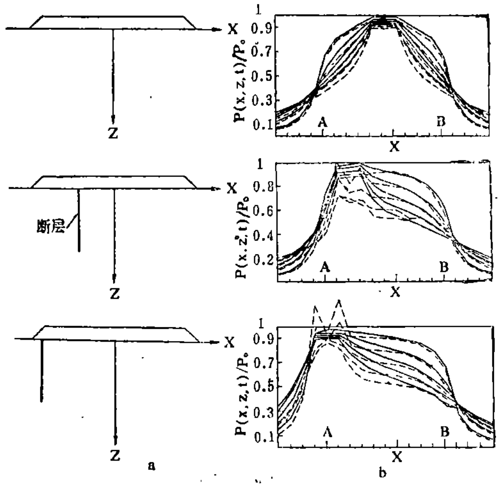

图4　非均匀扩散模型及孔隙压力分布
a.模型　b.孔隙压力分布

Fig 4　The inhomogeneous diffusion models of the distribution of pore pressure in it
a.models　b.the distributions of pore pressure in them

地震，其可能的空间部位在0～2公里深的水库边缘地带。

（2）对于非均匀扩散模型，从图4中可以看出，断层在荷载区内的分布一方面改变了孔隙压力峰值的空间分布位置，另一方面还改变了峰值的高度，其特征是当断层偏移中心荷载处越远时，孔隙压力的峰值变化就越大，这时的孔隙压力可为均匀扩散情形中的压力的2～3倍。尤其是当断层分布于荷载边缘处时，孔隙压力峰值的变化异常大。可以推测，随着时间的推移，深部孔隙压力不断增大，导致深处断层的应力释放，从而触发地震。

根据本文的计算结果，孔隙压力扩散沿库区两侧的变化量大于库区内部孔隙压力的变化量，前者是后者的4倍左右。对于非均匀扩散模型，库区边缘处孔隙压力的变化异常地增大，加上库区下方底部浅层处于压应力状态，库区边缘浅层处于拉应力状态，水渗透更容易在库区边缘发生，因而主震前的小震活动会先沿库区边缘发生。如1973年11月29日湖北丹江口水库区发生的5.1级地震前，小震活动主要分布在库区南面的史家庄和北面的宋湾地区，地震活动明显地发生在库区边缘2公里左右范围2)。在其它水库地震中也观测到了同样的现象。

水库地震活动在时间上明显地存在着滞后于水位急剧变化的现象。在1961年广东新丰江水库，在观察到水位的突然上升或下降后，不久就会出现地震活动加强的现象[10]。丹江口水库也有类似现象，当水库水位急剧变化5米左右时，时间滞后半个月左右就可发现地震活动增强。作者认为这种时间滞后现象主要是由于孔隙压力的扩散也存在时间滞后现象所造成的。

在物理学中，研究扩散过程的时间延迟满足关系式

$$\tau = \frac{l^2}{c}$$

其中c是岩石的扩散率，l是空间上的特征长度，取$c = 5.8\times10^4 cm^2/sec$[11]，当$l = 1$公里时，$\tau\approx1.8$天，当$l = 5$公里时，$\tau\approx45$天。因此当水位急剧变化以后，在时间延迟$\tau = 2\sim45$天以后才产生相应的孔隙压力变化，从而引起库区的前震活动。

2）国家地震局武汉地震大队，汉江丹江口水库地震活动性与地震地质报告，1974.

四、小　　结

本文用二维两相多孔介质中流体渗透的新理论，计算了水库蓄水在库区内及附近地区岩石中产生的孔隙压力扩散，解释了水库区前震活动沿库区边缘发生及水位变化与地震活动之间的时间滞后关系。

水库地震研究是一门多学科的综合项目，由于目前人们对库区岩石渗透情况研究得不深，库区局部断层、节理、裂隙发育情况了解不详，加上库区多有温泉、岩溶等特殊水文地质条件，还有可能存在着不透水的隔层等复杂现象，因此更进一步的工作需要研究库区岩石的渗透率、库区的水文地质环境、地下水分布情况、库区的构造应力场等，只有获得上述详细资料后，才能更进一步研究水库蓄水的地震危险性问题。

本文曾得到秦保燕老师的指教，张诚老师对本文提出了宝贵的修改意见，在此表示衷心的感谢。

本项研究得到国家地震局地震科学基金资助。

（本文1987年3月5日收到）

参 考 文 献

〔1〕Bell, M.L. et al., Strength changes due to reservoir-induced pore pressure and stresses and application Lake Oroville, J.G.R., Vol.83, No.B9, 1978.

〔2〕国家地震局地下水影响因素研究组，地震地下水动态及其影响因素分析，地震出版社，1985.

〔3〕Biot, M.A., General theory of three-dimensional consnlidation J.Appl. Phys., Vol.12, pp155~164, 1941.

〔4〕Rice, J.R., Some basic stress diffusion solution for fluid-saturated elastic porous media with compressible constitutes, J.G.R., Vol.14, No.12, 1976.

〔5〕Skempton, A.W., The pore-pressure coefficients A and B, Geotechnique, Vol..4, p.143—147, 1954.

〔6〕梁昆森，数学物理方法，人民教育出版社，1979.

〔7〕南京大学数学系，偏微分方程的数值解法，科学出版社，1979.

〔8〕徐芝纶，弹性力学，人民教育出版社，1979.

〔9〕Kranz, R.L. et al., The permeability of whole and jointed Barre granite, Int. J.Rock Mech. Min.Sci., Vol..16, pp225—234, 1979.

〔10〕沈崇刚等，新丰江水库地震及其对大坝的影响，中国科学，No.2，1974.

〔11〕Scholz, C.H.et al.,Earthquake prediction: A physical basis, Science, Vol.181, No.4102, 1973.

PRIMARY RESEARCH ON PORE PRESSURE DIFFUSION WITH RESERVOIR-INDUCED SEISMICITY

Gong Gangyan

(*Seismological Institute of Lanzhou, State Seismological Bureau*)

Abstract

Reservoir induced seismicity is closely related with water permeating. The paper considers that the pre-earthquake activities in reservoir induced seismicity are mainly due to pore pressure diffusion produced by water permeating and the weakness of rock strength. As result of complexity of permeating property in underground rock beneath reservoir region, it is divided into two cases which are respectively homogeneous and inhomogeneous permeating in reservoir rock medium. Then, this paper has used the theory on pore pressure diffusion in porous media of solid-liquid two phases so as to calculate in numerical analog the pore pressure field produced by reservoir impounding. It is shown by calculated results that the distribution of pore pressure due to water permeating in inhomogeneous seeping models is corresponded well with the spacious position of reservoir seismicity. The time (1.8～45 days) of diffusion from peak of pore pressure to pre-earthquake focus of reservoir induced seismicity is about the same as the lag of the pre-earthquake activity produced by reservoir impounding.