第4卷 第1期　西北地震学报　Vol.4, No.1
1982年3月　NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL　Mar.1982

孕震介质中地震波振幅特性的某些理论与实际研究

李清河*　冯德益
（兰州地震研究所）

摘　　要

本文提出了孕震介质的理论模型，建立了两相介质中的力学关系和运动方程，论证了孕震介质中两类P波的性质，推导了多相层状介质中地震波传播的反射和折射系数，讨论了参数选取办法並计算了孕震介质中的位移场。具体分析了1975年2月4日海城地震前振幅比变化的时、空特性，尤其是临震异常特性。並从物理实质上对振幅比异常作了初步解释。

一、引　言

不少学者对多相介质中弹性性质及弹性波传播问题进行了各方面的研究[1、2、3、6、7]。我们在理论上进一步作的工作是：1、研究了孕震介质中各种参数的选取办法；2、进一步讨论了球面波的传播特性；3、推导了地震波在可能通过的途径上层状多相介质中的反射、折射系数。在实际资料中我们处理了海城地震前后振幅比的异常变化，並与实验结果进行对比，进一步用上面的理论对观测结果加以解释。

二、理论探讨

1.孕震介质的理论模型

据各方面的研究结果，地壳岩石中存在着微裂隙，而且也存在孔隙流体[4]。若应力大到一定程度，在岩石破裂前，其中的微裂隙会变大，孔隙流体状态也会发生变化[5]。我们把以岩石固相为主要结构，流体相（包括孔隙流体、气体或蒸汽）在孕震期间才起较大作用的介质称为孕震介质。

根据地震前的实际观测资料及实验和理论研究的结果[4、6、7]，我们可以把孕震介质

*现为兰州地震研究所地震波理论与应用研究生

分为以下三种理论模型：

孤立型　连续固体中包含各自孤立互不连通的孔隙，孔隙中充满流体、且不渗透（图1 a），地壳下部岩石属此型。

连通型　连续固体骨架中包含有互相连通的孔隙槽路，其中充有的流体可自由流动，或满足达西（Darcy）定律而发生渗流（图1 b），地壳上部或表土层属此模型。

混合型　兼有上两种模型的特点。其中连续骨架为属于连通型的液体饱和固体，孤立孔隙为气体(图1 c)，此即三相介质模型。

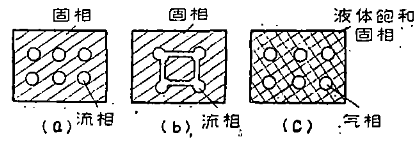


图1　孕震介质的理论模型

2.孕震介质的本构关系和运动方程

孤立型　流相与固相受同等应力。以$\sigma^{(1)}$、$\sigma^{(2)}$分别表示单位面积上固相、流相之总应力，f示孔隙度，p示压力。则有：

$$\frac{\sigma^{(2)}}{f}=\frac{\sigma^{(1)}}{1-f}=p \qquad (2.2.1)$$

单位体积的应变e_T等于两相体变之和。即：

$$e_T=e^{(1)}+e^{(2)} \qquad (2.2.2)$$

式中e_T、$e^{(1)}$、$e^{(2)}$分示两相、固相、流相之应变。

通常以具有某种等效弹性参数和密度的混成介质的办法处理此型。

连通型　总应力Σ_{ij}加在介质的单位面积上时，一部分由固相承受，另一部分由流相承受。单位体积中固相骨架体积的变化ΔV_S等于单位体积中流体体积含量的改变$\Delta\zeta$与流体自身体积压缩量ΔV_f之和。即

$$\Sigma_{ij}=\sigma^{(1)}+\sigma^{(2)}\delta_{ij} \qquad \delta_{ij}\text{—Kroneeker} \qquad (2.2.3)$$

$$\Delta V_S=-\Delta\zeta+\Delta V_f \qquad (2.2.4)$$

混合型　同时满足孤立型和连通型两种。即若以σ_g、σ_{ls}分别表示气体压力与流体饱和固体的应力，以e_t、e_{ls}、e_g分示三相、流体饱和固相、气体的体应变，则有下面关系：

$$\frac{\sigma_g}{f}=\frac{\sigma_{ls}}{1-f}=p \qquad (2.2.5)$$

$$\sigma_{ls}=\sigma^{(1)}+\sigma^{(2)}\delta_{ij} \qquad (2.2.6)$$

$$e_t=e_{ls}+e_g \qquad (2.2.7)$$

$$\Delta V_s=-\Delta\zeta+\Delta V_f \qquad (2.2.8)$$

本文重点研究连通型。

在两相介质中有如下应力—应变关系[1，2]：

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{ij}^{(1)}&=-\alpha_2\delta_{ij}+\lambda_1\delta_{ij}e^{(1)}+2\mu_1 e_{ij}^{(1)}+\lambda_3\delta_{ij}e^{(2)}\\ \sigma_{ij}^{(2)}&=\alpha_2\delta_{ij}+\lambda_2\delta_{ij}e^{(2)}+\lambda_4\delta_{ij}e^{(1)},\quad \alpha_2=\lambda_3-\lambda_4\end{aligned}\right\} \qquad (2.2.9)$$

式中λ_1、λ_2分为固、流相弹性模量，λ_3、λ_4分为固相作用于流相、流相作用于固相的弹性模量，μ_1为切变模量，上标(1)、(2)分示相应量属固、流相，且有：

$$\delta_{ij}=\begin{cases}1 & i=j\\ 0 & i\neq j\end{cases}\ (i、j=1.2.3) \qquad (2.2.10)$$

设ρ_1、ρ_2分别表示复合介质中固、流相密度，ρ为复合介质密度，ρ_{11}、ρ_{12}、ρ_{21}、ρ_{22}分为固、流相相对于应力$\sigma^{(1)}$、$\sigma^{(2)}$作用而产生运动的那一部分物质在密度ρ_1、ρ_2中所占分量，并有$\rho_1=\rho_{11}+\rho_{12}$，$\rho_2=\rho_{21}+\rho_{22}$，$\rho_{12}=\rho_{21}$，$\rho=\rho_1+\rho_2$，又设$k_0$为复合介质中孔隙度、$\rho_s$、$\rho_f$分为复合介质中固、流体的质量密度。则$\rho_1=(1-k_0)\rho_s$，$\rho_2=k_0\rho_f$

$$\rho=\rho_1+\rho_2=(1-k_0)\rho_s+k_0\rho_f \qquad (2.2.11)$$

以应力表示的运动方程可写为：

$$\sum_i\frac{\partial\sigma_{ij}^{(1)}}{\partial x_i}-N_j=\rho_{11}\frac{\partial^2u_j^{(1)}}{\partial t^2}+\rho_{12}\frac{\partial^2u_j^{(2)}}{\partial t^2},\quad \sum_i\frac{\partial\sigma_{ji}^{(2)}}{\partial x_i}$$

$$+N_j=\rho_{12}\frac{\partial^2u_j^{(1)}}{\partial t^2}+\rho_{22}\frac{\partial^2u_j^{2}}{\partial t^2} \qquad (2.2.13)$$

式中$N_j=\dfrac{\alpha_2}{\rho}\left[\rho_1\dfrac{\partial}{\partial x_j}\nabla\cdot\vec{u}^{(2)}+\rho_2\dfrac{\partial}{\partial x_j}\nabla\cdot\vec{u}^{(1)}\right]+\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}\left(u_j^{(1)}-u_j^{(2)}\right)$

$$(2.2.13)$$

γ为耗散系数，$\gamma=\dfrac{\eta k_0}{\varepsilon}$ η为粘滞系数，ε为渗透率。

以位移表示的运动方程为：

$$\begin{cases}\mu_1\nabla^2\vec{u}^{(1)}+\nabla\left[\left(\lambda_1+\mu_1-\dfrac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\right)e^{(1)}+\left(\lambda_3-\dfrac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\right)e^{(2)}\right] \\ \quad=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\rho_{11}\vec{u}^{(1)}+\rho_{12}\vec{u}^{(2)}\right)+\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\vec{u}^{(1)}-\vec{u}^{(2)}\right) \\ \nabla\left[\left(\lambda_4+\dfrac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\right)e^{(1)}+\left(\lambda_2+\dfrac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\right)e^{(2)}\right]=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\rho_{12}\vec{u}^{(1)}+\rho_{22}\vec{u}^{(2)}\right) \\ \quad-\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\vec{u}^{(1)}-\vec{u}^{(2)}\right)\end{cases} \qquad (2.2.14)$$

式中 $e^{(1)}=\nabla\cdot\vec{u}^{(1)}=\sum_{i=1}^{3}\dfrac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_i}$，$e^{(2)}=\nabla\cdot\vec{u}^{(2)}=\sum_{i=1}^{3}\dfrac{\partial u_i^{(2)}}{\partial x_i}$ (2.2.15)

引进$\nabla\times\vec{u}^{(1)}=\vec{\omega}$，$\nabla\times\vec{u}^{(2)}=\vec{\Omega}$，对(2.2.14)求散度可得：

$$\begin{cases}\nabla^2\left[\left(\lambda_1+2\mu_1-\dfrac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\right)e^{(1)}+\left(\lambda_3-\dfrac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\right)e^{(2)}\right]=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\rho_{11}e^{(1)}+\rho_{12}e^{(2)}\right) \\ \quad+\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}\left(e^{(1)}-e^{(2)}\right) \\ \nabla^2\left[\left(\lambda_4+\dfrac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\right)e^{(1)}+\dfrac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\right)e^{(2)}\right]=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\rho_{12}e^{(1)}+\rho_{22}e^{(2)}\right) \\ \quad-\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}\left(e^{(1)}-e^{(2)}\right)\end{cases} \qquad (2.2.16)$$

此即胀缩波方程。对(2.2.14)求旋度可得：

$$\begin{cases}\mu_1\nabla^2\vec{\omega}=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}\vec{\omega}+\rho_{12}\vec{\Omega})+\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega})\\ 0=\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}\vec{\omega}+\rho_{22}\vec{\Omega})-\gamma\dfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega})\end{cases}\tag{2.2.17}$$

此即存在耗散时的旋转波方程。

对于有耗散存在时的弹性波，我们已从理论上证明了存在两个纵波和一个横波。其中一个纵波类似于固相中的纵波，另一个则满足扩散方程，随距震源距离的增加而迅速衰减。由于证明繁复，本文不加表述。

下面重点研究无阻尼项的纯弹性波传播。

引入标量势Φ_j，矢量势$\vec{\Psi}_j(0,\psi_j^{(1)},\psi_j^{(2)})$，有：

$$\vec{u}^{(j)}=\nabla\Phi_j+\nabla\times\vec{\Psi}_j,\quad \nabla\cdot\vec{\Psi}_j=0\ (j=1、2)\tag{2.2.18}$$

代入（2.2.16）中（不计阻尼项），可求得

$$\left.\begin{aligned}A_1\nabla^2\Phi_1+B_1\nabla^2\Phi_2=\sum_{j=1}^{2}\rho_{1j}\frac{\partial^2\Phi_j}{\partial t^2}\\ B_2\nabla^2\Phi_1+A_2\nabla^2\Phi_2=\sum_{j=1}^{2}\rho_{j2}\frac{\partial^2\Phi_j}{\partial t^2}\end{aligned}\right\}\tag{2.2.19}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}A_1=\lambda_1+2\mu_1-\frac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\qquad B_1=\lambda_3-\frac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\\ B_2=\lambda_4+\frac{\alpha_2\rho_2}{\rho}\qquad A_2=\lambda_2+\frac{\alpha_2\rho_1}{\rho}\end{aligned}\right\}\tag{2.2.20}$$

$$\mu_1\nabla^2\Psi_i^{(1)}=\sum_{j=1}^{2}\rho_{1j}\frac{\partial^2\Psi_j^{(1)}}{\partial t^2},\quad 0=\sum_{j=1}^{2}\rho_{j2}\frac{\partial^2\Psi_j^{(1)}}{\partial t^2}\ (i,\ j=1、2)\tag{2.2.21}$$

再分离$\Phi_1=\phi_1+\phi_2$，$\Phi_2=\beta_1\phi_1+\beta_2\phi_2$，$\Psi_1^{(1)}=\psi_1^{(1)}+\psi_2^{(1)}$，$\Psi_2^{(1)}=\gamma_1\psi_1^{(1)}+\gamma_2\psi_2^{(1)}$，代入（2.2.19）和（2.2.21）可得：

$$\nabla^2\phi_j=\frac{1}{V_{pj}^2}\frac{\partial^2\phi_j}{\partial t^2},\quad \nabla^2\psi_j^{(1)}=\frac{1}{V_{sj}^2}\frac{\partial^2\psi_j^{(1)}}{\partial t^2}\ (j=1、2)\tag{2.2.22}$$

$$V_{pj}^2=\frac{A_1+\beta_jB_1}{\rho_{11}+\beta_j\rho_{12}}=\frac{B_2+\beta_jA_2}{\rho_{12}+\beta_j\rho_{22}}\ (j^1=1、2)\tag{2.2.23}$$

式中β_j可由下方程求出：

$$(B_1\rho_{22}-A_2\rho_{12})\beta_j^2+(B_1\rho_{12}+A_1\rho_{22}-A_2\rho_{11}-B_2\rho_{12})\beta_j+(A_1\rho_{12}-B_2\rho_{11})=0\tag{2.2.24}$$

由于β_j有两个根，对应V_p有两个速度。毕奥特（Biot）[1]证明了这两个速度，一个为高速膨胀波，另一个为低速膨胀波，其波振幅反相。总位移场$\vec{u}^{(1)}$和$\vec{u}^{(2)}$是V_{p1}，V_{p2}这两种波对应的位移场按一定比例叠加的结果。

对于横波，其速度为$V_{sj}^2=\dfrac{\rho_{22}\mu_1}{\rho_{11}\rho_{22}-\rho_{12}^2}$，而$\gamma_j=-\dfrac{\rho_{12}}{\rho_{22}}$，可见，两相介质中仅能有一个横波传播，而横波位则为：

$$\Psi_1^{(i)}=\psi^{(i)},\ \Psi_2^{(i)}=-\frac{\rho_{12}}{\rho_{22}}\psi^{(i)} \qquad (2.2.25)$$

3 层状多相介质中地震波的传播

我们在研究溧阳6.3级地震与人工爆破的关系时，发现反射波的振幅变化很大[8]，若利用人工震源研究地震，也应主要研究反射波。

已有人[8]从理论上证明了有耗散存在时第二类P波在两相介质的界面上仍起很大作用。故在参数不同的两相介质的界面上，会发生两类P波和一种S波的反射与折射。原则上可以分成任意多层来研究，不过，我们只研究与浅源地震有关的地震波传播途径大体类似的几种情形。即：震源在上层，属两相介质，下面为单相半空间；震源在中层，属单相介质，上面为两相介质层，下面为单相半空间；震源在中层，属两相介质，上面为两相介质层，下面为单相半空间。

由于多相层状介质中地震波传播的反射、折射系数的计算步骤与结果十分繁复，限于篇幅，本文仅就计算过程与推演原则加以说明，不拟写出计算步骤与结果。

坐标系的建立　以地面为x轴，以向下为正的z轴表示深度，原点在地面上。对于球面波，建立柱对称的柱坐标。以水平自由面为r轴，以向下为正的z轴表示深度。

分别对单相、两相介质中写出应力、位移表达式。要注意在两相介质中出现的标量位与矢量位是各自分量的线性组合。即 $\Phi_1=\phi_1+\phi_2$，$\Phi_2=\beta_1\phi_1+\beta_2\phi_2$，$\Psi_1=\psi^{(i)}$，$\Psi_2=\left(-\frac{\rho_{12}}{\rho_{22}}\right)\psi^{(i)}$。

写出每层中的波位表达式要考虑到不同相介质中两个p波速度而引起的不同的波位，要计及震源所在层中的上行波与下行波，p波与SV波的互相转换。

建立边界条件要满足界面上下应力、位移分别连续的条件及自由面应力为零的条件。两相介质中的应力、位移分别是$\sigma^{(1)}$与$\sigma^{(2)}$之和、$u^{(1)}$与$u^{(2)}$之和。由于两相介质之间的耦合作用，波动方程本身也存在一些系数比例关系，这又构成了几个方程。

把波位表达式代入边界条件，可得出若干组对于反射，折射系数的线性方程组，再与波动方程自身关系的方程联立，便可用高斯消去法或哈斯克尔（Haskell）矩阵法求出相应的反射系数与折射系数来。

由震源发出的球面波在层中传播时，应展成平面波来处理。球面波公式中的波位系数，乃是相应于P、S波的反射、折射系数的函数，需经积分求得。

4.位移场的计算

为确定两相介质中的弹性参数，我们要求λ_i、μ_1、α_2等参量满足下面条件：在孔隙度$k_0\to 0$或$k_0\to 1$时，两相介质分别转化为纯固体及纯流体；在孔隙中无流体时应是含干孔隙介质的弹性模量表达式；若将流体相换为固体相，即令$\lambda_f=\lambda_s$，则有$\vec{u}^{(1)}=\vec{u}^{(2)}$，$P_0=0$，$(\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3+\lambda_4)$应等于$\lambda_s$，于是：

$$\left.\begin{array}{l}\lambda_1=(1-k_0)(1-\delta_2k_0)^2\lambda_s;\ \mu_1=(1-k_0)(1-\delta_1k_0)^2\mu_s;\\ \lambda_2=[(1-(1-k_0)(1-\delta_2k_0)^2]\lambda_f;\ \lambda_3=\sqrt{\lambda_1\lambda_2}-k_0P_0;\\ \lambda_4=\sqrt{\lambda_1\lambda_2},\alpha_2=\lambda_3-\lambda_4=-P_0k_0\end{array}\right\} \qquad (2.4.1)$$

其中$\delta_1\approx0.478$，$\delta_2\approx1.348$，λ_s、μ_s、λ_f分别为固体及流体单独存在时的弹性模量。若流

体的状态方程是$P=A\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n+B$，则有$\lambda_f=A\cdot n$。

在球面坐标系中，位移分量可表述为

$$u^{(1)}=u_r^{(1)}=\frac{\partial\phi_1}{\partial\gamma}+\frac{\partial\phi_2}{\partial\gamma};\quad u^{(2)}=\beta_1\frac{\partial\phi_1}{\partial\gamma}+\beta_2\frac{\partial\varphi_2}{\partial r} \tag{2.4.2}$$

在球对称下，ϕ_j满足：

$$\frac{\partial^2\phi_j}{\partial\gamma^2}+\frac{2}{\gamma}\frac{\partial\phi_j}{\partial\gamma}=\frac{1}{V_{pj}^2}\frac{\partial^2\phi_j}{\partial t^2}\qquad(j=1,2) \tag{2.4.3}$$

设震源半径为R，从$t=0$开始在震源表面作用着法应力$P=P_0f(t)$，相应的边界条件为：

$$\sigma_r^{(1)}\big|_{r=R}=-\alpha_2+P_0(1-k_0)f(t);\quad \sigma_r^{(2)}\big|_{r=R}=\alpha_2+P_0k_0f(t) \tag{2.4.4}$$

初始条件要求在波到达时刻：

$$u^{(1)}=u^{(2)}=0,\quad \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t}=\frac{\partial u^{(2)}}{\partial t}=0 \tag{2.4.5}$$

解可以取如下形式：$\phi_j=\dfrac{F_j\left(t-\frac{r-R}{V_{pj}}\right)}{\gamma}$，$(j=1,2)$。

若同时假定$\tau\leqslant0$时，$F_j(\tau)\equiv0$，$\dot{F}_j(\tau)\equiv0$，则初始条件自动满足。经运算，可求得：

$$\begin{aligned}u^{(1)}=&-\frac{1}{r^2}\left[b^3\int_{t-\frac{r}{Vp_2}}^{t-\frac{r}{Vp_1}}f(\tau)(t-\tau)d\tau-b_4f\left(t-\frac{r}{V_{P1}}\right)\right.\\&\left.+(b_{11}+b_4)f\left(t-\frac{r}{V_{P2}}\right)\right]+\frac{1}{r}\left[\frac{b_4}{V_{P1}}f'\left(t-\frac{r}{V_{P1}}\right)\right.\\&\left.-\left(\frac{b_{11}+b_4}{Vp_2}\right)f'\left(t-\frac{r}{Vp_2}\right)\right]\end{aligned} \tag{2.4.6—a}$$

$$\begin{aligned}u^{(2)}=&-\frac{1}{r^2}\left[\beta_1b_3\int_0^{t-\frac{r}{Vp_1}}f(\tau)(t-\tau)d\tau-\beta_1b_4f\left(t-\frac{r}{V_{P1}}\right)\right.\\&\left.+\beta_2(b_{11}+b_4)f\left(t-\frac{r}{V_{P2}}\right)-\beta_2b_3\int_0^{t-\frac{r}{Vp_2}}f(\tau)(t-\tau)d\tau\right]\\&+\frac{1}{r}\left[\frac{\beta_1b_b}{V_{P1}}f'\left(t-\frac{r}{V_{P1}}\right)-\frac{\beta_2(b_{11}+b_4)}{V_{P2}}f'\left(t-\frac{r}{V_{P2}}\right)\right]\end{aligned} \tag{2.4.6—b}$$

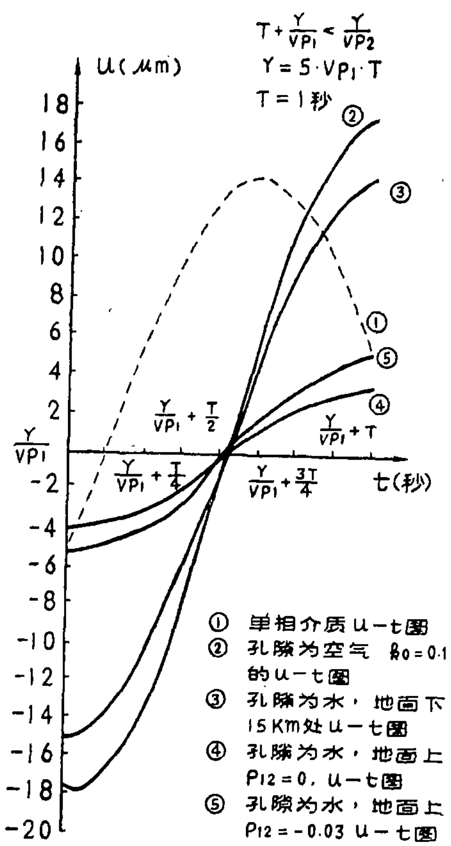
式中

$$\left.\begin{aligned}&b_3=P_0k_0R\Big/\left[\left(\frac{\lambda_4+\beta_2\lambda_2}{V_{p1}^2}\right)-\left(\frac{\lambda_4+\beta_2\lambda_2}{V_{p2}^2}\right)\right]\\&b_4=\frac{\left(\frac{\lambda_4+\beta_1\lambda_2}{V_{p2}^2}\right)\cdot\left(\frac{p_0(1-k_0)R^3}{4\mu_1}\right)}{\left(\frac{\lambda_4+\beta_1\lambda_2}{V_{p1}^2}\right)-\left(\frac{\lambda_4+\beta_2\lambda_2}{V_{p2}^2}\right)}\\&b_{11}=\frac{P_0R^3(1-k_{a0})}{V_{p1}^2}\end{aligned}\right\} \tag{2.4.7}$$

为比较，写出相同震源产生的地震波。在以μ_0为弹性参数、V_P为速度的单相弹性固体介质中的位移场为：

$$u=-\frac{P_0R^3}{4\mu_0}\left[\frac{1}{rV_P}f'\left(t-\frac{r}{V_P}\right)+\frac{1}{r^2}f\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right] \tag{2.4.8}$$

如果设$f(t)=\begin{cases}\sin\Pi\dfrac{t}{T} & 0<t<T\\ 0 & t>T,\ t\leqslant 0,\end{cases}$ 则可求出在单相介质情况下的位移场表达式。我们取$k_0=0.1$，按（2.4.1）算出各弹性参数，V_{P1}、V_{d2}，按（2.2.23）式算出，给出相应密度值便可绘图2、图3



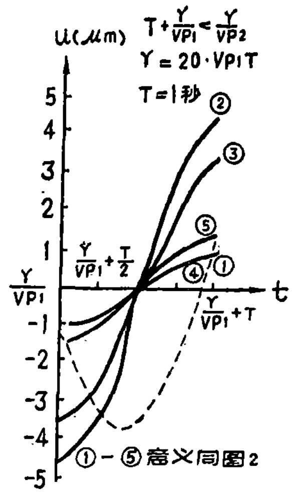


图2、图3 两相与单相介质中位移场

由图2和图3可见：两相介质中纵波波形和振幅与单相相比，均有明显差异；当孔隙内为空气时，其最大振幅比单相为大，当孔隙内为水时，地面附近的位移则比单相为小。

我们还导出了有耗散存在时球面波的位函数表达式。並进一步求出两相无限介质中位移场的表达式。推出了球腔爆炸源在两相半无限空间中的位移场表达式，限于篇幅，不予列出。

三、海城地震前地震波振幅比异常

较大地震发生前后，可以观测到近震地震波的振幅比发生变化[8、9]，这些变化可以作为一种前兆信息加以分析。

我们收集、分析、处理了1975年2月4日海城7.3级地震前后的直达波垂直向振幅资料。资料选取时间为1970年1月到1975年3月，范围为38.°5N～42,°5N，119°,0E～125°,0E，辽宁省地震台网20个地震台的资料，震级一般为1.0～3.5级，共495次地震。极少数地震震级较大。震中距一般在100—200公里，个别在300公里以上。除少数台较近外，其余各台均比较适宜于观测较大地震前的$\overline{S}$、$\overline{P}$振幅比变化，振幅量测误差小于0.2～0.3毫米。

1.振幅比异常的时间变化

我们采用了单台处理法与多台处理法，即单台振幅比法与多台振幅比日均值、月均值图法。为研究临震前的振幅比特性，又对几个台作了临震前和震后的单台振幅比图以及多台临震前与震后振幅比图。

由图4、5可见，1971年12月以前，各台平均振幅比为1.44，可称为低值阶段；从1972年1月至1975年2月4日，振幅比升高。其中72年1月至74年3.4月间，振幅比呈级梯式上升，平均为3.07，可称这一段为上升级段；从74年3、4月至75年2月4日海城7.3级主震前，振幅比值较高，为4.41，但比较稳定，称为临震前稳定阶段，震后平均振幅比为2.82，比临震前及上升阶级段均有下降，但比低值期高。这次主震前后振幅比变化的时间形态大体为：低值—上升—稳定高值—发震—下降。与冯锐等人所作的海城地震波速比变化[11]的时间形态相比，两者大体相仿。

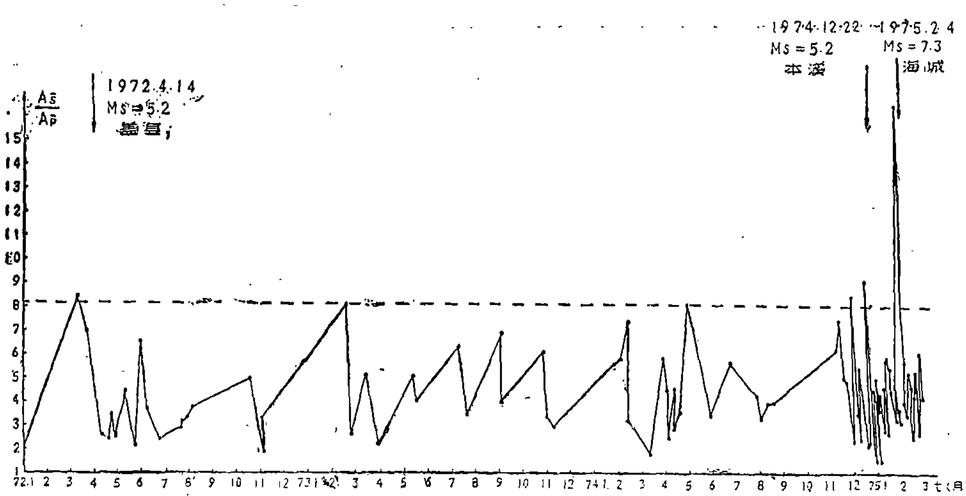


图4　多台振幅比日均值图

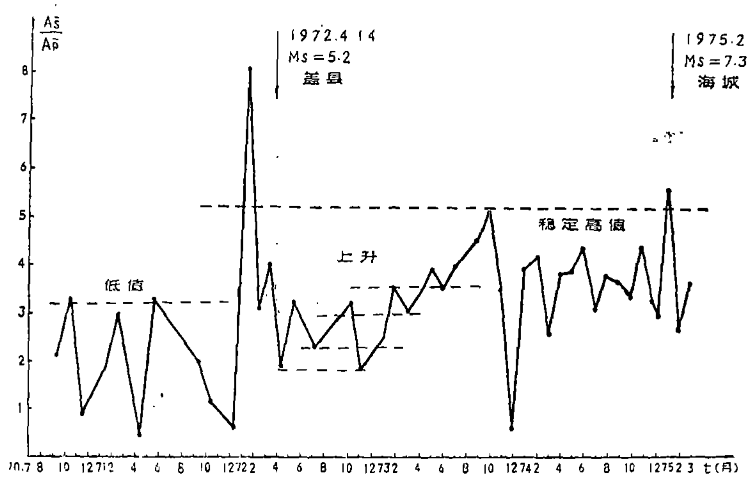


图5 多台振幅比月均值图

为捕捉临震前兆，我们从单台长趋势振幅比变化图中观察临震前的特殊变化，又对主震前几个月和震后一个月、主震前几天和震后几天、主震前24小时和震后几小时的振幅比变化作了对比。图（6、7、8）。

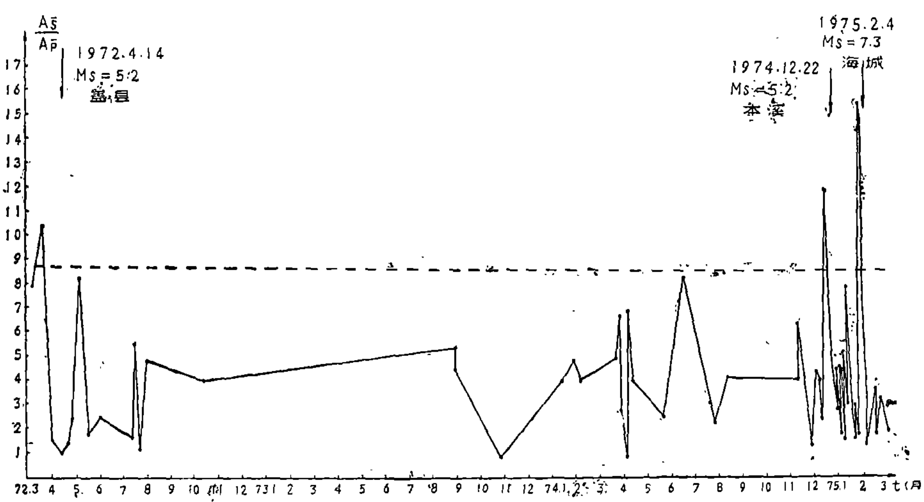


图6 营口台振幅比图

由上面3张图可以看到主震前振幅比都出现了剧增现象，主震在峰值后下降过程中发生，其他台也有类似图象。对比1972年4月4日盖县5.2级地震和1974年12月22日本溪参窝水库5.2级地震前振幅比也出现相同的变化，可以认为一般大震前振幅比要剧增，其振幅远超过一般振幅比。这与其他地震所反映的特征[8]基本一致。

海城大震前记录到的小震振幅比，各台先后都出现了剧增现象，但各台出现的峰值时间不一样。图9为用双对数坐标画出的Δ—Δt图。图中Δt为峰值出现时间与发震时间差，Δ为

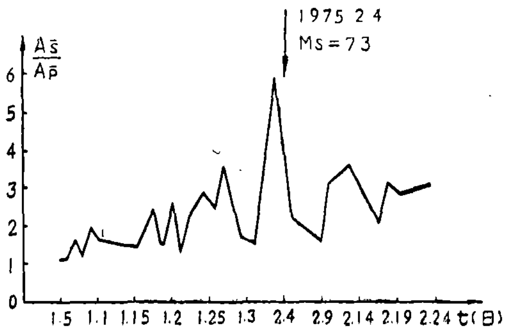


图 7　鸡冠山台临震前振幅比日均值图

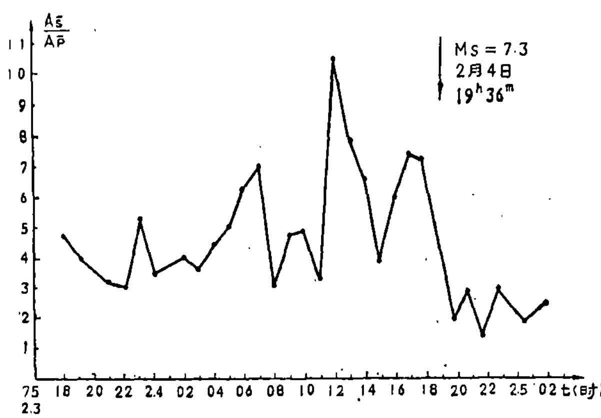


图 8　临震前多台振幅比时均值图

震中距，由于Δt、Δ、α是三维关系，即Δt不仅取决了Δ，也取决于α。由图 9 可见，峰值先在震中距大的地方出现，后在震中距小的地方出现，即先在外围出现，后在内部出现，在大致相同的震中距上，不同方位的台站记录到临震前振幅比峰值的时间又可能有区别，如锦州与沈阳二台的震中距大致相同，但锦州台出现振幅比峰值的时间却比沈阳台早。峰值先在某一个方位上出现。这方面的规律，需要进一步积累资料加以总结。

2.振幅比异常的空间变化

海城地震的的前震及大多数余震的震源机制和主震很相似[11]。这种类型的地震的振幅比不依赖于方位角[9]。为了尽可能消除其它因素的影响而主要反映介质的作用，我们按下面办法来研究振幅的空间分布：把被监视区按一定大小步长分为小块，分别求出某个方向的台站组合及所有台对该小块所发生的地震的振幅比，求出平均值，然后根据振幅比的时间变化特性，按时间段平均，即可求得各小块在不同时间段内的振幅比均值（图10）；

以震后各台振幅比均值$\left(\frac{A_{\bar{s}}}{A_{\bar{p}}}\right)_0=2.82$为参考值，$\left(\frac{A_{\bar{s}}}{A_{\bar{p}}}\right)_j=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{A_{\bar{s}i}}{A_{\bar{p}i}}\right)$为某次

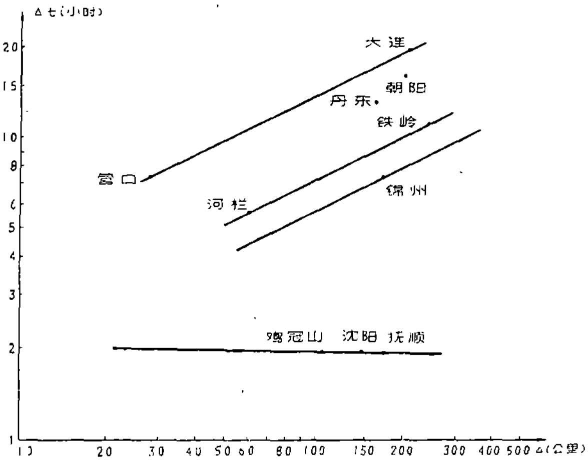


图9　Δ—Δt图

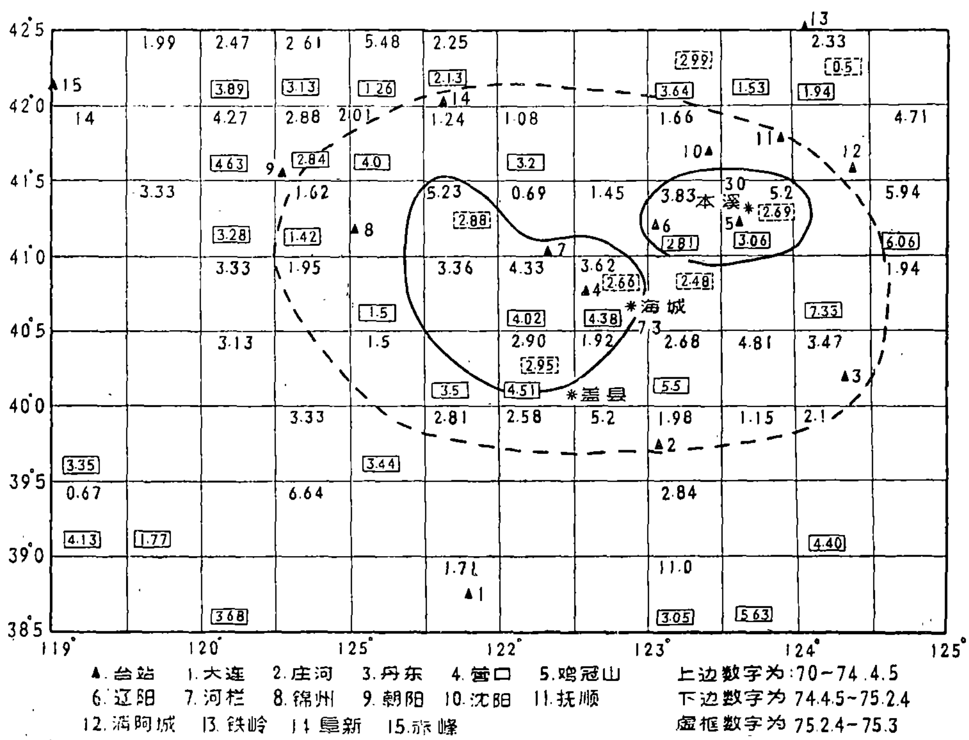


图10　多台振幅比平面分布图

地震多台振幅比均值，然后求$K=\dfrac{\left(\dfrac{A_{\bar{S}}}{A_{\bar{P}}}\right)_j-\left(\dfrac{A_{\bar{S}}}{A_{\bar{P}}}\right)_0}{\left(\dfrac{A_{\bar{S}}}{A_{\bar{P}}}\right)_0}$，这就是每次地震多台振幅比

与参考值之差的相对比。图11示出K值的平面分布图；对主震前的某次小震，以正常振幅比为基值作单位园，分别求出各台记录到的该次地震的振幅比与基值之差。在图上标点，然后

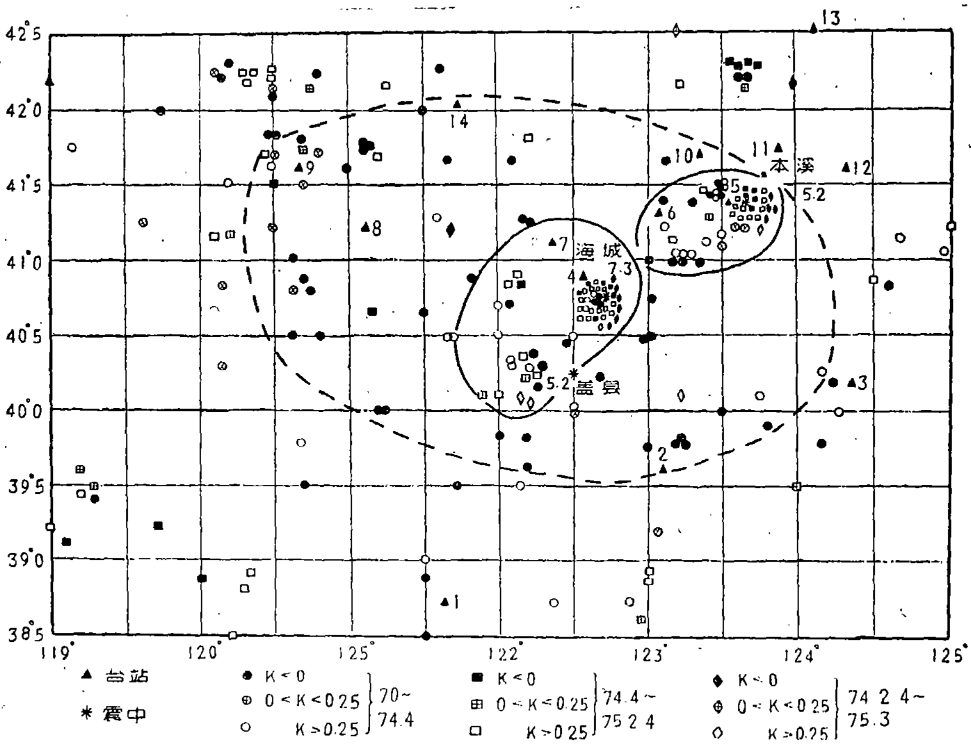


图11　K值平面分布图

分别对正差值与负差值联线，便可看出该次地震的振幅比方位。如此若干个进行交切，便可交出振幅比的正、负异常区。综合上述三种方法，可以看出：孕震前期，即1974年4月以前，可以把比值接近相等的区域勾画出低值区，在图11中K为同一范围的点勾画出轮廓，再对比交切图，可见此低值区呈椭园形，东西为长轴，约300公里，南北为短轴，约250公里。经阜新、锦州西、辽东湾、复县、庄河、丹东、宽甸、抚顺，沈阳北。该区域即振幅比异常区。区域内同时期振幅比一般比边缘高，这反映了振幅比异常先在外围出现。在异常区内有两个小区域的振幅比明显高出其它区域，这两个区域刚好是主震区和参窝震区，可以把这两个区视为主震危险区。整个异常区的平均振幅比为2.39，而主震危险区的平均振幅比一为3.89，一为3.42，比整个地区高出43％和63％，而异常区外围的平均振幅比为4.14，高于内部；临震前几个月，即1974年4月到75年2月4日，在异常区内各小区域的振幅比值一般比本区域或邻区前期的值高，总平均为3.77，比前期高58％。而外围各小区域的值则很离散，总平均为3.55，比前期4.14低，由此可进一步判定所划定的区域为异常区；震后各区域的值，无论是异常区内还是异常区外，均比临震前低；利用本方法判定发震地点，应综合考虑时间异常划定异常区，再圈出危险区，主震一般发生在危险区的边缘上。

3.海城地震振幅比异常的物理实质探讨

大地震的孕育过程，是应力不断集中的过程，因而也是孕震介质的形成过程。大震发生

之前震源外部一定范围内发生的小地震的地震波运动学、动力学特性的变化过程，则反映了这种介质的变化过程。振幅比的变化，应取决于$A_{\bar{S}}$、$A_{\bar{P}}$、$\frac{A_{\bar{S}}}{A_{\bar{P}}}$三者的变化，而$A_{\bar{P}}$的变化起主要作用。这可以从表1中看出。若振幅比变大，则$A_{\bar{P}}$变小的幅度比$A_{\bar{S}}$变大的幅度大；若振幅比变小，则$A_{\bar{P}}$变大的幅度比$A_{\bar{S}}$变小的幅度大，可见主要是$A_{\bar{P}}$起作用。海城地震孕震前期振幅比偏低是$A_{\bar{P}}$高的缘故，反映了孕震介质中的孔隙内为气体；临震前振幅比升高是孔隙内为水的结果，升高的过程，是在应力作用下，水不断渗进孔隙的过程。

$A_{\bar{P}}$、$A_{\bar{S}}$变　化　表

台	A样数	B样数	A均$\overline{P}$	B均$\overline{P}$	A均$\overline{S}$	B均$\overline{S}$	A/B$\overline{P}$	A/B$\overline{S}$	$\frac{A}{B}$实际振幅比	$\frac{A}{B}$ $\frac{\overline{A_{\bar{S}}}}{\overline{A_{\bar{P}}}}$
锦州	9	15	2.61	11.27	6.0	25.17	4.32	4.2	$\frac{2.55}{2.52}=1.01$	$\frac{2.30}{2.23}=1.03$
营口	17	36	13	8.78	26.21	19.65	1.48	1.33	$\frac{4.081}{3.43}=1.19$	$\frac{2.24}{2.02}=1.11$
台	B样数	C样数	B均$\overline{P}$	C均$\overline{P}$	B均$\overline{S}$	C均$\overline{S}$	$\frac{B}{C}\overline{P}$	$\frac{B}{C}\overline{S}$	$\frac{B}{C}$实际振幅比	$\frac{B}{C}$ $\frac{\overline{A_{\bar{S}}}}{\overline{A_{\bar{P}}}}$
抚顺	6	18	10.25	50.03	23.08	88.03	4.86	3.81	$\frac{2.61}{2.04}=1.28$	$\frac{2.25}{1.76}=1.28$
大连	7	7	5.35	13.07	14.63	35.14	2.44	1.79	$\frac{4.23}{3.19}=1.33$	$\frac{3.67}{2.69}=1.36$
鸡冠山	12	7	7.41	38.21	19.31	79.28	5.16	4.11	$\frac{4.31}{2.26}=1.91$	$\frac{2.61}{2.07}=1.26$
丹东	6	9	12.58	9.17	42.08	32.56	0.729	0.774	$\frac{4.36}{5.93}=0.74$	$\frac{3.34}{3.55}=0.94$
沈阳	10	4	8.09	48.88	31.81	97.25	6.24	3.06	$\frac{4.88}{2.51}=1.94$	$\frac{3.93}{1.99}=1.97$
锦州	4	9	8.05	44.33	39.13	92.39	5.51	2.36	$\frac{6.20}{2.26}=2.74$	$\frac{4.86}{2.08}=2.34$
营口	20	6	3.08	27.66	16.43	45.25	8.99	2.75	$\frac{8.41}{1.98}=4.26$	$\frac{3.34}{1.64}=3.26$

A：70～74.4期间
B：74.4～75.2.4期间
C：75.2.4～75.3期间

$\frac{\overline{A_{\bar{S}}}}{\overline{A_{\bar{P}}}}$为$\frac{A均\overline{S}}{A均\overline{P}} / \frac{B均\overline{S}}{B均\overline{P}}$

此外，观测资料中还出现了同一时期各台记录到的振幅比相差很大的现象。我们认为这可能是地震波传播途径上，地质构造不同，各个不同构造对地震波动力学特性的影响不同而致。比如，主震发生处地壳较薄，组成主要是变质深浅不同的片麻岩、片岩系。营口台及临近几个台处于这样的地质基础上。而震区西北部则为中、新生代的疏松沉积层，沉积厚度可大到10公里左右[12、13]。地震射线要斜向通过这样厚的沉积层才能到达锦州台、沈阳等台。孔隙度大，渗透率高、弹性参数、密度与震源区有很大不同的两相介质层对地震波传播的影响将与后者有很大差异。这些问题、尚待进一步研究。

四、初步结论

由上面理论分析与实际资料处理，可以得出如下初步结论：

1.一个大地震的孕育过程中，震源及其附近区域的介质是可以用孕震介质的理论模型来描述的，而地震波运动学与动力学特性的变化，也反映了这种介质性质的变化。

2.反映孕震介质变化的大震前后的振幅异常应该呈现规律性的时，空变化。本文总结的时、空、强变化特点与曾经分析过的西吉5.7级、溧阳6.3级，松潘7.2级地震的特点大致吻合[8、9]。

3.临震前出现了有别于平时的特殊变化。综观振幅比异常的时、空、强特点及临震异常，把振幅比异常作为一种前兆手段是大有希望的。

振幅比异常的一个主要问题是干扰因素多，如波的干涉和迭加可能会使最大振幅模糊不清，这有待于观测系统精度的提高，抗干扰能力的加强。其次，振幅比异常的基值不稳定，这主要反映了震源机制的差异，也与台站远近、方位有关。为此需要对某监视地区进行长时期的资料积累，研究该地区震源机制的基本规律，还是可以设法消除其影响的。

参　考　文　献

〔1〕Biot, M. A, Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid—Saturated Solid, J. Acout. Soc. Am, Vol.28, P162, 1956.

〔2〕И.Г.Филиппов.Б.М.Бахрамов, Волны в Упругих Однородных и Неоднородных Сревах, 《ФАН》.Ташкант, 1978.

〔3〕J. Geertsma and D. C. Smit., Some Aspects of Elastic Wave Propagation in Fluid—Saturated Porous Solids, Geophysics, Vol.26,№2,1961.

〔4〕郭增建、秦保燕，震源物理，地震出版社，1979.

〔5〕A. Nur. Dilatancy Pore Fluids amd Premonitory Variations of ts/tp Travel Times, B. S. S. A., Vol.62, №5, 1972.

〔6〕门福禄，波在饱和流体的孔隙介质中的传播问题，地球物理学报，Vol.24, №1, 1981.

〔7〕White. J. E., Computed Seismic Speeds and Atlenuatiou in Rocks With Partial Gas Saturation., Geophys, Vol.40, №2, 1975.

〔8〕冯德益、顾瑾平、李清河，含裂隙介质中地震波传播的振幅异常，地震学报，（待发表）.

〔9〕冯德益，近地震$\overline{S}$，$\overline{P}$波振幅比异常与地震预报，地球物理学报，Vol. 17, №3, 1974.

〔10〕冯锐、庞庆衍、付征祥、郑建中、孙次昌、李宝祥，海城地震前后地震波速比的变化，地球物理学报，Vol.19, №4, 1976.

〔11〕顾浩鼎、陈运泰、高祥林、赵毅，1975年2月4日辽宁省海城地震的震源机制，地球物理学报，Vol.19, №4, 1976.

〔12〕东北区域地层表编写组，东北地区区域地层表（辽宁分册），地质出版社，1978.

〔13〕王谦身、刘元龙，辽南地区地壳构造轮廓，地球物理学报，Vol.19, №3, 1976.

A THEORETICAL AND PRACTICAL STUDY ON THE AMPLITUDE CHARACTERISTICS OF SEISMIC WAVES IN THE DEVELOPING EARTHQUAKE MEDIA

Li Qing-he* Feng De-yi
(*The Seismological Institute of Lanzhou*)

Abstract

In this paper, proposes the theoretical model for the generating developing earthquake media ~~has been proposed~~ and establishes the mechanics relations and motion equation intwo- phase media ~~have been established~~ demonstrates. The properties of two-kind p-waves in the generating developing earthquake media ~~have been~~ demonstrated. The authors ~~have~~ studies also the reflective and refractive coefficients for propagation of seismic waves in the layered multi-phase media. discusses The methods for selecting parameteres ~~have been discussed~~ and calculates the displacement field in the generating developing earthquake media ~~calculated~~. ~~Specifically, for instance,~~ the authors ~~have~~ analyses the temporal and spatial characteristics of the amplitude ratio, including those of the imminent-shock anomaly before and after the Haicheng earthquake of February 4 .1975. Finally, the amplitude ratio anomaly is interpreted preliminarily from the point of view of physical implication.

Theoretical and practical results show that (1) The seismic velocities, amplitudes and waveforms may variate when they travel through the developing earthquake media, especially, the variations of the $\bar{p}$-amplitude are bigger. The variations of amplitude ratio depend mainly on the variations of p-amplitude. In the two-phase media with gas saturation the $\bar{p}$-amplitude is bigger than in the solid-phase, oppositely, in the two-phase media with liquid-saturation the $\bar{p}$-amplitude is less than in the solid-phase. (2) The forms of the temporal variation before and after the Haicheng earthquake appeared as follows: lower value and then revalue ---higher and stable value---occurence of shock-falling. The spatial variation was that the amplitude ratio in the periphery was lower, in the middle higher, the fringe on the high-value region was a dangerous region

※ Li Qing—he, a Postgraduate Student of the Seismological Institute of Lanzhou, Who Studies the theory and ap plications of seismic waves.

of major shcok. (3) The amplitude retio increased sharply before imminent shock and earthquak occured when the amplitude peak was falling. The time for appearing peak depended on the epicentral distance and azimuth Generally, it appeared in periphery and in some position at first and then in epicentral area. Based on the preceding coclusions the possibility that the amplitude ratio as a pre cursor may be applied to earthpuakes prediction has increased.