第8卷 第3期　　西北地震学报　　Vol.8, No.3
1986年9月 NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL Sept. 1986

地震波在不规则界面上的散射效应及其某些应用*

蒋维强
（国家地震局兰州地震研究所）

摘　　要

本文运用数值解法，求解了两类散射问题：（1）在声学近似下，平面P波在半无限介质空间表面上任意形状的三维空腔上的散射；（2）平面SH波在半无限弹性空间中埋藏着任意形状截面的无限长、且平行于地面的弹性柱体上的散射，得到了几种几何形状的物体所引起的散射数值结果。把某些特殊情况下的散射结果与已知的精确解作对比，两者能很好地吻合。

一、前　言

众所周知，强震发生后，往往在同一地区的某些地方出现烈度异常。当然这种现象是由多方面原因所致，但是其中地形及埋藏在地下的各种物体的散射效应是一个重要的因素。对这种现象的研究有助于地震烈度小区划，还可以利用散射效应能使某些地方的位移振幅减小的特点来设计减震保护措施，另外，根据地面上位移场异常分布的特点可以推测地下的物性异常结构，为进一步探测地壳深部构造提供信息。

近年来许多科学工作者致力于研究弹性波的散射效应问题。1973年Trifunac, M.D得到在半无限弹性介质空间中，平面SH波在无限长的半园柱峡谷的散射解，1978年Sanchez-sesma, F.J.发展了上面的结果，把半园形截面改为任意形状的截面，Dravinski, M.于1982年研究了在半无限弹性空间中，平面SH波在无限长的任意形状截面的沉积层柱体上的散射。

本文假设在半无限弹性空间中埋藏着任意形状截面的无限长柱体，用截面为扁椭园的柱体来模拟深大断裂、石油层及天然气层，研究平面SH波在柱体上的散射效应。

对于三维问题，1977年Singh, S.K.和Sabina, F.J.得到了在声学近似下，平面P波在地表面上半园球空腔及无限长半园柱空腔上的散射结果。本文研究在声学近似下，平面P波在不规则地形洼地上的散射效应。

---

*本文是作者1984年硕士研究生毕业论文缩写稿，作者现工作单位：广东省地震局.

二、在声学近似下平面P波在洼地上的散射

1.基本问题

假设在各向同性、均匀、完全弹性的半无限空间D中，在自由面上有一空腔，如图2a所示，c为一任意光滑曲面，所围的空腔为R，设半无限介质空间的密度为ρ，弹性常数为λ、μ。

当平面P波入射到曲面时，通常产生反射P波、反射转换S波及散射波。为了使问题简化，本文不考虑转换波，即在声学近似的条件下求解问题。

当平面P波$\phi^{(i)}$入射到完整半空间时，产生平面反射P波$\phi^{(r)}$。由于R区域的存在，产生散射波$\phi^{(s)}$，所以得到总波

$$\phi=\phi^{(i)}+\phi^{(r)}+\phi^{(s)} \tag{1}$$

如果所考虑的入射波是简谐函数，这样（1）式应满足Helmholtz方程。

将应力和位移的关系及位移与位移势函数的关系代入自由边界条件，得到本问题的边界条件

$$\phi=0 \quad （在自由面上） \tag{2}$$

由于$\phi^{(o)}=\phi^{(i)}+\phi^{(r)}$满足Helmholtz方程，所以$\phi^{(s)}$也应满足

$$\frac{\partial^2\phi^{(s)}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\phi^{(s)}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\phi^{(s)}}{\partial z}+K^2\phi^{(s)}=0 \tag{3}$$

问题归结于求解满足（2）和（3）的$\phi^{(s)}$，为了保证解的唯一性，$\phi^{(s)}$要满足Sommerfeld辐射条件。

2.声学近似

当平面P波入射到图1a所示的曲面c上任意一点Q时，一般来说都会产生反射P波和反射SV波。这种情况等效于平面P波入射到Q点的切平面上所产生的反射P波和转换SV波。Singh，S.K.和Sabina，F.J.计算了各种泊松比v的反射P波与入射P波的平均能流密度之比与入射角的关系，图1b为计算结果。

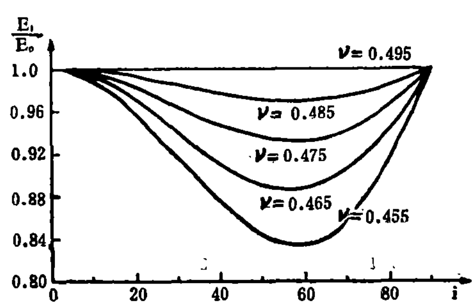

图1　各种泊松比的入射波与反射波的能流密度之比值与入射角的关系

Fig. 1　Ratio of reflected incident energy for P wave incident at free surface against angle of incidence for various values of Poission's ratio v

从图中可以看到，当ν>0.45时，反射P波基本上集中了反射波的能量，在地壳上部比较松驰的地层中，泊松比都较大，声学近似是有效的。另外，地震波基本垂直入射洼地的底部或侧面时，所产生的转换波能量也很少，即声学近似对此也是适用的。

3.积分方程

假设平面P波入射到半无限空间，入射面平行于YOZ平面

$$\phi^{(i)} = \exp iw\,(t + Y/C_y + Z/C_z) \qquad (4)$$

式中$C_y = \beta/\sin\gamma$，$C_z = \beta/\cos\gamma$，γ为入射角。因此

$$\phi^{(o)} = \phi^{(i)} + \phi^{(r)}$$
$$= 2i\sin\frac{Wz}{C_z}\exp iw\,(t + Y/C_y) \qquad (5)$$

由于本文所讨论的是Dirichlet问题，为此设$\phi^{(s)}$可以用定义在曲面C_1（图2）上的双层势来表示

$$\phi^{(s)}(p) = \int_{C_1}\sigma(Q)\frac{\partial}{\partial N_Q}G(G\cdot Q)\,dS_Q \qquad (6)$$

式中的$Q \in C_1$，$P \in DUC$，N_Q为在Q点的法向矢量（图2b）。

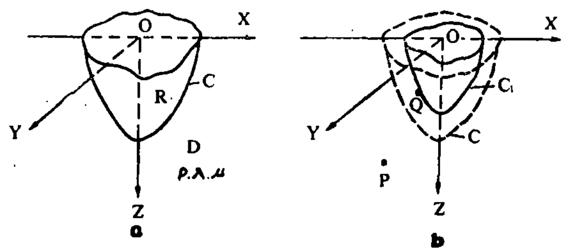

图2 定义点Q、P及曲线C_1

Fig. 2 Definition of points P and Q and curve C_1

$\sigma(Q)$为双层密度，是由边界条件确定的未知函数，$G(P\cdot Q)$为格林函数，P点为观察点，Q为源点。

格林函数满足下列方程

$$\begin{cases}\left(\dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2} + K\right)G(P\cdot Q) = -\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - z_0) \\ G(P\cdot Q)|_{z=0} = 0\end{cases}$$

求解这个数学物理方程得

$$G(P\cdot Q) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{1}{R_1}e^{-iKR_1} - \frac{1}{R_2}e^{-iKR_2}\right) \qquad (7)$$

式中 $R_1 = \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2\}^{1/2}$，

$R_2 = \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z + z_0)^2\}^{1/2}$。

$G(P\cdot Q)$满足Sommerfeld辐射条件

$$\lim_{r\to\infty} rG(P\cdot Q) = \lim_{r\to\infty}\left(\frac{r}{R_1}e^{-iKR_1} - \frac{r}{R_2}e^{-iKR_2}\right)\frac{1}{4\pi} < M$$

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial G}{\partial r}+iKG\right)=\lim_{r\to\infty}\left\{\frac{-r}{R_1^2}e^{-iKR_1}R_1'+\frac{r}{R_2^2}e^{-iKR_2}R_2'\right\}\frac{1}{4\pi}$$
$$+\lim_{r\to\infty}\left\{iKrG-\frac{iKr}{4\pi}\left(\frac{1}{R_1}e^{-iKR_1}-\frac{1}{R_2}e^{iKR_2}\right)\right\}=0$$

因为$\lim\limits_{r\to\infty}\frac{r}{R_j}=1$，$\lim\limits_{r\to\infty}\frac{\partial R_j}{\partial r}=\lim\limits_{r\to\infty}\cos\gamma_j=1$，$\gamma_j$为$R_j$和r的交角，$j=1.2$。

因此得到确定D区域及边界C上任意一点的位移势函数

$$\phi(p)=\phi^{(0)}(p)+\int_{C_1}\sigma(Q)\frac{\partial}{\partial N_Q}G(P\cdot Q)dS_Q \tag{8}$$

显然$\phi(p)$满足Helmholtz方程。由于$G(P\cdot Q)|_{z=0}=0$，所以$\phi(p)|_{z=0}=0$，即在$z=0$界面上的条件被满足。$\phi^{(s)}$满足Sommerfeld辐射条件

$$\lim_{r\to\infty} r\phi^{(s)}=\int_{C_1}\sigma(Q)\frac{\partial}{\partial N_Q}\left\{\lim_{r\to\infty} rG\right\}dS_Q<M$$

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial\phi^{(s)}}{\partial r}+iK\phi\right)=\int_{C_1}\sigma(Q)\frac{\partial}{\partial N_Q}\left\{\lim_{r\to\infty}\left[\frac{\partial}{\partial r}G(P\cdot Q)+iKG(P\cdot Q)\right]\right\}dS_Q=0$$

为了满足在边界C上的条件，将（8）代入（2）式得

$$\int_{C_1}\sigma(Q)\frac{\partial G(P\cdot Q)}{\partial N_Q}dS_Q=-\phi^{(0)}(p) \tag{9}$$

（9）式是一个第一类Fredholm积分方程，一般地求解这个方程是很困难的，通常采用数值解法。

4.数值解

将源点离散，设

$$\sigma(Q)=\sum_{n=1}^{N}b_n\sigma(|Q-Q_n|)\qquad Q、Q_n\in C_1 \tag{10}$$

N为源点的数目，把（10）代入（9）式得

$$\sum_{n=1}^{N}b_n\frac{\partial G(P\cdot Q_m)}{\partial N_{Qn}}=-\phi^{(0)}(p) \tag{11}$$

为了求得N个未知数b_n，利用方程（11）在洼地边界C上的M个点P_m

$$\sum_{n=1}^{N}b_n\frac{\partial G(P_m\cdot Q_n)}{\partial N_{Qn}}=-\phi^{(0)}(P_m)\qquad m=1、2\cdots\cdots M \tag{12}$$

取M>N，根据最小二乘原理，并写成矩阵形式，方程（12）化成

$$[A_{mn}^{*}]^T[A_{mn}]\{b_m\}=[A_{mn}^{*}]^T\{f_m\} \tag{13}$$

这里$[A_{mn}^{*}]^T$是矩阵$[A_{mn}]$的共轭转置矩阵。

取点数N增大时，可以提高计算结果的精度，$N\to\infty$时，计算结果等于精确解；当N一定时，M的增加也有利于提高数值解的精度。

5.分析

（1）为了检验这种方法的精度，设空腔R为半园球，其半径为a，平面入射P波为

$$\phi^{(i)}=\frac{1}{K}\exp iw\,(t+y/C_y+z/C_z)$$

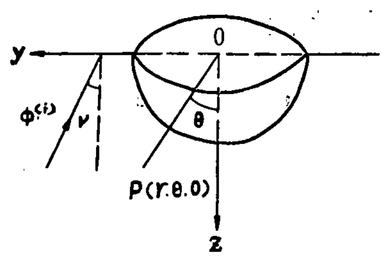

图　3

取C_1为半径等于0.3a的半园球面。

表1列出了三组计算结果与 Singh,K.S.等人的计算结果进行对比。结果表明，数值解能与精确解较好地吻合，并且N取值增大时，数值结果趋于精确解。

（2）设空腔R为旋转椭球的情况，边界曲面C的方程为

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{a^2}+\frac{z^2}{b^2}=1 \qquad z\geqslant 0$$

取C_1为

$$\frac{x^2}{(0.3a)^2}+\frac{y^2}{(0.3a)^2}+\frac{z^2}{(0.3b)^2}=1 \qquad z\geqslant 0$$

取M＝66、N＝41，计算在b＝0.8a，入射角γ为30°，Ka＝15，x＝0时，空腔及附近的位移振幅。图4为计算结果。从图中可以看到，空腔里的位移振幅被放大，有些地方放大数倍。

自由表面上的位移分量的计算结果　　　　**表1**

		N=31　M=66		N=41　M=66		N=49　M=66		精确解	
R	θ	u_r	u_θ	u_r	u_θ	u_r	u_θ	u_r	u_θ
1	0°	5.1953	0.0006	5.1955	0.0010	5.1954	0.0000	5.1962	0.0000
1	22.5°	4.8014	0.0005	4.7988	0.0001	4.8005	−0.0001	4.8006	0.0000
1	45°	3.6687	0.0018	3.6685	0.0002	3.6744	0.0000	3.6742	0.0000
1	67.5°	1.9827	−0.0011	1.9899	−0.0013	1.9878	0.0002	1.9885	0.0000
1	90°	0.0000	−0.0044	0.0000	0.0003	0.0000	−0.0007	0.0000	0.0000
1.2	90°	0.0000	−0.7310	0.0000	−0.7297	0.0000	−0.7299	0.0000	−0.7297
1.5	90°	0.0000	−1.2191	0.0000	−1.2188	0.0000	−1.2188	0.0000	−1.2188

入射角γ＝30°，Ka＝0.01，φ＝0

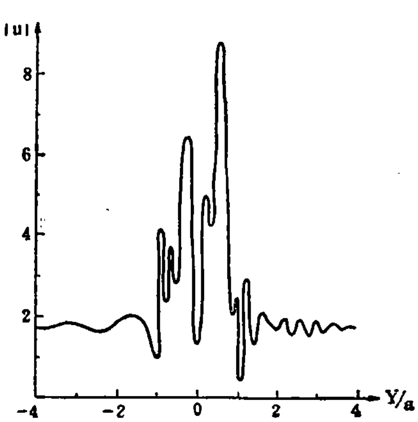

图4　在空腔为旋转椭球的情况下，自由面上的位移场分布

Fig. 4　Displacement amplitudes at the free surface with Scattering on a hollow rotation ellipsoid under incident plane P waves, Ka＝15，γ＝30°

三、平面SH波在半无限弹性空间内任意截面的弹性柱体上的散射

设在一个各向同性、均匀、完全弹性的半无限空间D中埋藏着一个密度为ρ_2、弹性常数为λ_2、μ_2的无限长柱体。它平行于自由面，图5a为模型的横截面，柱面的截线为C，设C所围的区域为R，其形状可以是任意的，设半无限弹性空间的密度为ρ_1、弹性常数为λ_1、μ_1。坐标系如图所示。

设平面SH波的偏振方向平行柱体，波入射于柱面时，没有转换波产生。

当平面SH波$W^{(i)}$入射到完全半无限空间时，产生平面反射SH波$W^{(r)}$，当柱体R存在时，产生的散射波为$W^{(s)}$，因此总的位移场为

$$W_1 = W^{(i)} + W^{(r)} + W^{(s)} \tag{14}$$

用W_2表示由于折射波在R所产生的位移。如果入射波是简谐函数，那末W_1和W_2要满足Helmholtz方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + K_j^2\right)W_j = 0 \qquad j = 1.2 \tag{15}$$

W_1满足自由边界条件

$$\frac{\partial W_1}{\partial y} = 0 \qquad \text{在} y = 0 \text{面上} \tag{16}$$

在界面C上满足位移和应力连续条件

$$\left.\begin{aligned} W_1 &= W_2 \\ \mu_1\frac{\partial W_1}{\partial n} &= \mu_2\frac{\partial W_2}{\partial n} \end{aligned}\right\} \qquad \text{在C上} \tag{17}$$

并且要求$W^{(s)}$满足Sommerfeld辐射条件

$$\lim_{r\to\infty} r^{1/2}W^{(s)} < M$$

$$\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\partial W^{(s)}}{\partial r} + iKW^{(s)}\right) = 0$$

这里M为一常数，$r = (x^2 + y^2)^{1/2}$。

考虑平面SH波在半无限空间传播

$$W^{(i)} = \exp iw\left(t - \frac{x}{C_x} + \frac{y}{C_y}\right)$$

式中$C_x = \beta_1/\sin\gamma$，$C_y = \beta_1/\cos\gamma$，γ为入射角。因此

$$W^{(o)} = W^{(i)} + W^{(r)} = 2\cos\left(\frac{wy}{C_y}\right)\exp iw\left(t - \frac{x}{C_x}\right) \tag{18}$$

由于讨论Neumann问题，设$W^{(s)}$和W_2可分别用定义在曲线C_1和C_2（图5）上的单

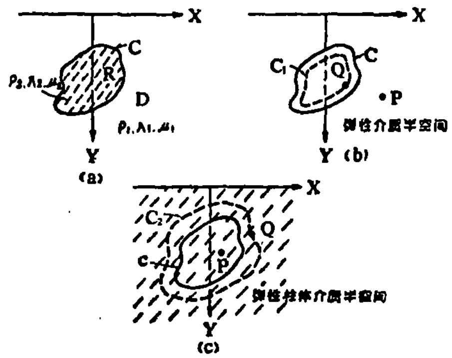

图5 定义曲线C_1和C_2

Fig. 5 Definition of points P and Q and curve C_1

层势表示

$$W^{(1)}(P)=\int_{C_1}\sigma_1(Q)G_1(P、Q)dS_Q \tag{19}$$

式中$Q\in C_1$，$P\in D\cup C$，

$$W_2(P)=\int_{C_1}\sigma_2(Q)G_2(P、Q)dS_Q \tag{20}$$

式中$Q\in C_2$，$P\in R\cup C$。

$\sigma_1(Q)$、$\sigma_2(Q)$是边界条件确定的未知函数，G_1和G_2为格林函数，它们满足方程

$$\begin{cases}\left(\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial y^2}+K_j^2\right)G_j(P、Q)=-\delta(|\vec{r}-\vec{r}_0|) \\ \left.\dfrac{\partial G_j}{\partial y}\right|_{y=0}=0\end{cases}\qquad j=1、2$$

$\vec{r}$和$\vec{r}_0$分别为P和Q点的位置矢量。求解这个方程组得

$$G_j=\frac{i}{4}[H_0^{(2)}(K_jr_1)+H_0^{(2)}(K_jr_2)]\qquad j=1、2 \tag{21}$$

式中的$H_0^{(2)}(\cdot)$是第二类零阶汉克耳函数，$r_1=[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]^{1/2}$，$r_2=[(x-x_0)+(y+y_0)]^{1/2}$。$G_j$还满足

$$\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}G_j(P、Q)=\lim_{r\to\infty}\frac{i}{4}r^{\frac{1}{2}}\left\{\sqrt{\frac{2}{\pi K_jr_1}}e^{-i(k_jr_1-\frac{\pi}{4})}+\sqrt{\frac{2}{\pi K_jr_2}}e^{-i(k_jr_2-\frac{\pi}{4})}\right\}<M$$

$$\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\partial G_j}{\partial r}+iK_jG_j\right)=\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}\frac{i}{4}K_j\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left\{\left[-e^{-i(k_jr_1-\frac{3\pi}{4})}\frac{\partial r_1}{\partial r}+ie^{-i(k_jr_1-\frac{\pi}{4})}\right]\cdot\frac{1}{\sqrt{K_jr_1}}+\left[-e^{-i(k_jr_2-\frac{3\pi}{4})}\frac{\partial r_2}{\partial r}+ie^{-i(k_jr_2-\frac{\pi}{4})}\right]\cdot\frac{1}{\sqrt{K_jr_2}}\right\}=0$$

把（18）和（19）代入（14）得

$$W_1(p)=W^{(0)}(p)+\int_{C_1}\sigma_1(Q)G_1(P,Q)dS_Q \tag{22}$$

显然W_1、W_2满足Helmholtz方程，由于$\left.\frac{\partial G_1}{\partial y}\right|_{y=0}=0$，保证了自由面的边界条件被满足。$W^{(s)}$满足Sommerfeld辐射条件

$$\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}W^{(s)}=\int_{C_1}\sigma_1(Q)\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}G_1(P,Q)dS_Q<M$$

$$\begin{aligned}&\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\partial W^{(s)}}{\partial r}+iK_1W^{(s)}\right)\\&=\int_{C_1}\sigma_1(Q)\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}}\left\{\frac{\partial}{\partial r}G_1(P,Q)+iK_1G_1(P,Q)\right\}dS_Q\\&=0\end{aligned}$$

把W_1和W_2代入（17）式得

$$\left.\begin{aligned}&W^{(0)}(P)+\int_{C_1}\sigma_1(Q)G_1(P,Q)dS_Q=\int_{C_2}\sigma_2(Q)G_2(P,Q)dS_Q\\&\frac{\partial W^{(0)}(P)}{\partial n_p}+\int_{C_1}\sigma_1(Q)\frac{\partial G_1(P,Q)}{\partial n_p}dS_Q=\alpha\int_{C_2}\sigma_2(Q)\frac{\partial G_2(P,Q)}{\partial n_p}dS_Q\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

式中$\alpha=\mu_2/\mu_1$，这是一个第一类Fredholm积分方程组，用数值解法来求解，设$\sigma_j(Q)$为

$$\sigma_1(Q)=\sum_{m=1}^{M}a_m\delta(|Q-Q_m|)\qquad Q_m\in C_1$$

$$\sigma_2(Q)=\sum_{n=1}^{N}b_n\delta(|Q-Q_n|)\qquad Q_n\in C_2$$

M和N为源点的数目。因此（22）和（20）可以化成

$$W_1(P)=W^{(0)}(P)+\sum_{m=1}^{M}a_mG_1(P,Q_m)\qquad P\in D \tag{24}$$

$$W_2(P)=\sum_{n=1}^{N}b_mG_2(P,Q_m)\qquad P\in R \tag{25}$$

同样可把方程（23）离散，设在边界C上有L个点，则

$$\left.\begin{aligned}&\sum_{m=1}^{M}a_mG_1(P_l,Q_m)-\sum_{n=1}^{N}b_nG_2(P_l,Q_n)=-W^{(0)}(P_l)\\&\sum_{m=1}^{M}a_m\frac{\partial G_1(P_l,Q_m)}{\partial n_{P_l}}-\alpha\sum_{n=1}^{N}b_n\frac{\partial G_2(P_l,Q_n)}{\partial n_{P_l}}=-\frac{\partial W^{(0)}(P_l)}{\partial n_{P_l}}\end{aligned}\right\} \tag{26}$$

$$l=1、2、\cdots\cdots L$$

取$2L>M+N$，根据最小二乘法原理，并将方程组写成矩阵形式，得

$$[A_{2l;m+n}^{*}]^T[A_{2l;m+n}]\{d_{m+n}\}=[A_{2l;m+n}^{*}]^T\{f_{2l}\}$$

一旦求得d_i（$i=1,2\cdots\cdots M+N$），可以利用（24）及（25）式计算区域D和R及边界C上的位移。

为了检验这种方法的精度，设地表面有一半园柱体，半径为a，介质的特性为$\beta_2/\beta_1=2$，$\mu_2/\mu_1=8/3$。取C_1、C_2为C的同心半园，其半径分别为0.3a、1.7a，在边界C的取点数L为30，而在C_1和C_2上取点数相等。

表2列出了地面上位移振幅的实部和虚部的计算结果。计算表明，数值结果与精确解能较好地符合，并且当N＋M的取值增大时，数值解能进一步接近于精确解。

自由表面上位移的实部和虚部的计算结果（$ka=\pi$，$Y=0$，$\gamma=60°$）　　表2

x/a	M+N=10		M+N=20		M+N=40		精确解	
-1.5	-1.3937	-0.9138	-1.1239	-0.5549	-1.0135	-0.5668	-1.0182	-0.5466
-0.5	1.2015	-1.8930	3.3179	-2.0233	3.47016	-1.6359	3.4200	-1.6195
0.0	-2.8605	0.6313	-3.4390	1.3014	-3.4227	1.3729	-3.4099	1.3718
0.5	1.5523	1.7851	1.0455	2.1914	0.8346	1.7599	0.8642	1.7401
1.5	-1.0025	0.3912	-1.1747	1.1148	-1.277	1.2645	-1.2645	1.2597

设R为椭园柱体，边界方程为

$$\frac{(x\cos\alpha-y\sin\alpha)^2}{a^2}+\frac{(x\sin\alpha+y\cos\alpha-h)^2}{b^2}=1$$

α为与b对应的椭园轴与y轴的夹角。

取$M=N=20$，$L=26$，$b=20a$，$ka=10$，$\beta_1/\beta_2=25/18$，$\mu_1/\mu_2=30/13$，$\alpha=45°$，$h=1.2b$。图6为自由面上位移振幅的计算结果。

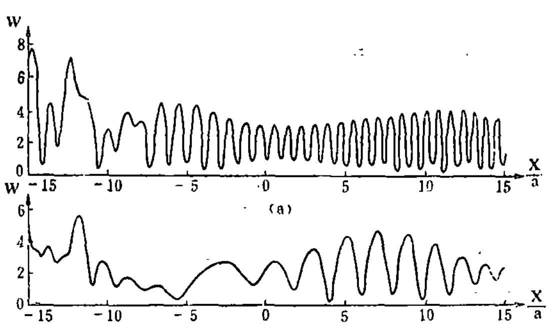

图6　由于椭园柱的散射效应，使得自由表面上的位移振幅发生异常分布

$ka=10$，a. $\gamma=0°$，b. $\gamma=30°$

Fig. 6　Displacement amplitudes at the free surface with scattering of plane SH waves by a cylindroid, $ka=10$, a. $\gamma=0°$, b. $\gamma=30°$

设R为一空腔椭园柱体，它的边界方程为

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{(y-h)^2}{b^2}=1 \qquad h=2b$$

取$M=20$，$L=48$，$a=6b$，入射角$\gamma=0°$，$ka=100$，图7为自由表面的位移振幅的计算结果。

从图6、图7可以看到，由于椭园柱体R的散射效应对地面的影响，使部分地方的位移

振幅增大，甚至可放大数倍，而另一些地方减小。另外，不同的椭园柱 体及柱体R的介质不同，其散射效应对地面的影响也不同。

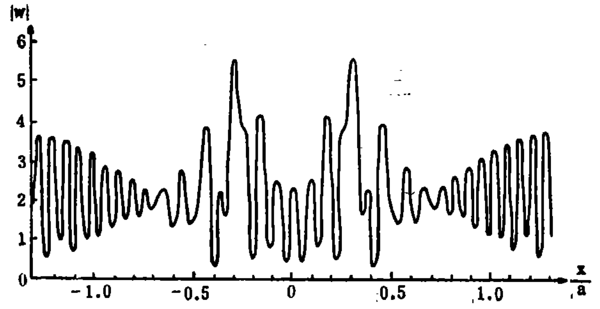

图7　由于空腔椭园柱体的散射效应，使自由表面上的位移场发生异常分布

ka = 100,　$\gamma = 0°$,　y = 0

Fig. 7　Displacement amplitudes at the free surface with scattering of plane SH waves by a hollow elliplical cylinder,

ka = 100,　$\gamma = 0°$,　y = 0

四、应　　用

1. 从第二部分的算例中可以看到，洼地上的散射效应使得地表面的 位 移 场 发生异常分布，特别是在洼地上，有的地方可放大数倍。显然，这对于地震烈度小区划是有益的。

2. 设地面上有一截面为等腰三角形的无限长柱体峡谷，当平面SH波的入射 面 垂直于这个柱体时（图8），当入射角为90°时，峡谷的减震效果最佳；当 a 一定时，峡谷对短波的减震效应较好；对于一定频率的波，增大 a 能更好地减震。根据这一特点，可以设计减震保护措施。

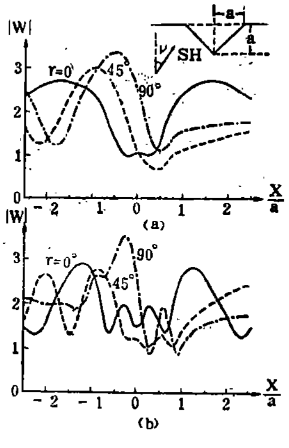

图8　平面SH波在三角形柱体峡谷的散射，使自由面的位移振幅发生异常分布

a. $ka = \frac{\pi}{2}$　　b. $ka = \pi$

Fig. 8　Displacement amplitudes at the free surface with scattering of plane SH waves by a triangular valley,

(a) $ka = \frac{\pi}{2}$,　(b) $ka = \pi$

3. 我们可以用埋藏在地下的各种情况下的无限长椭园柱体来模拟地下的各种成带状分布的矿场、孕震区、深大断裂等，研究它们对地震波的散射效应。在第三部分的例子中，所取的参数可分别模拟地下的深大断裂和天然气层。从计算结果可以看到，自由表面上的位移场发生异常分布，有些地方的位移振幅缩小，有些地方被放大，甚至可放大数倍。这些对于我

们进行地震烈度小区划和抗震设计都是很有意义的。

自由表面上地震波的位移场异常分布与地下异常物的许多因素有关，我们可以根据地表面上的位移场异常分布的不同特点来推测地下的异常结构，为进一步的探测提供信息。

五、结 论

1.本文应用数值计算的方法求出了两类散射问题所对应的散射结果，与已知精确解能较好地吻合。

2.平面P波在洼地上的散射效应，使得地表面的位移场发生异常分布，其位移振幅甚至可放大数倍。

3.平面SH波在埋藏的椭园柱体上的散射效应对地面位移场产生很大的影响，特别是有些地方的位移振幅被放大数倍。

4.定量计算出三角形柱体峡谷对地震波的减震效应。

本文所得到的结果表明，数值解法可能是研究散射问题的一种有效方法，它特别适应于处理在不规则界面上的散射问题，而且这种方法还可以用于处理其他类型的波以及在考虑转换波时，P波、SV波及瑞利波的散射问题。

当边界及积分线路上的取点数一定时，如何选择适当的积分线路C_1和C_2来提高数值解的精度，是值得进一步研究的问题。

本文是在冯德益老师指导下完成的，梅世蓉、林邦慧两位老师审阅了全文，并提出了宝贵的意见；本文的计算工作得到了本所的邵世勤老师及108机房全体工作人员的大力支持和帮助，在此表示衷心的感谢。

参 考 文 献

〔1〕冯德益，地震波理论与应用，待出版.

〔2〕犬井铁郎、宫岛龙兴、木原太郎，偏微分方程的应用，上海科学技术出版社，1965.

〔3〕Pao, Y. H. and C. C. Mow, The diffraction of elastic waves and dynamic stress concentration, Crane Russak and Company Inc., 1973.

〔4〕Ursell, F., On the exterior problems of acoustics, Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol.74, P117, 1973.

〔5〕S.K.Singh and F.J.Sobina, Ground-motion amplication by topographic depressions for incident P wave under acoustic appro ximation, Bull.Seism.Am., Vol.67, P345, 1977.

〔6〕F. J. Sanchez-Sesma and J. A. Esquivel, Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves, Bull.Seism.Soc.Am., Vol.69, P1107, 1979.

〔7〕F.J.Sanchez-sesma and Emclio Rosenblueth, Ground motion at canyons of arbitrary shape under incident SH waves, Earthquake ENg. Struct.Dyn., Vol.7, P441, 1979.

THE APPLICATION AND SCATTERING EFFECT OF SEISMIC WAVES ON SURFACES OF ARBITRARY SHAPE

Jiang Weiqiang
(*Seismological Bureau, Guandong*)

Abstract

An improved integral equation method is applied to solve two scattering problems.(1)Under acoustic approximation, plane P waves are scattered by three-demensions surfaces of arbitrary shape in a half-space.(2) Plane SH waves are scattered by infinite elastic cylinders having arbitrary cross section in an elastic half-space.Numerical results of scattering for different geometries are presented.Agreement with known analytical solution for some special geometries is excellent.