第8卷 第1期 西北地震学报 Vol.8,No.1
1986年3月 NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL March,1986

面波反演技术与青海地区上地壳结构*

姚政生 张 诚
（国家地震局兰州地震研究所）
冯 锐
（国家地震局地球物理研究所）

摘 要

利用地震面波频散反演，是探测地球内部结构的重要手段之一。本文详细地讨论了面波频散反演计算中的具体问题，并利用甘肃台网资料反演出青海地区上地壳模型。

一引 言

地震面波传播中的一个重要特点是存在着频散现象，不同周期的波有着不同的传播速度，这种频散关系由传播介质的层状结构所决定。一般而言，在地壳内瑞利波波长的$\frac{2}{5}$、勒夫波波长$\frac{1}{4}$的深度，横波速度β的变化将对频散产生较大的影响。因此，在实际观测中，如果能在足够宽的频带内记录到面波波动，就可能提取出地球内部不同深度的讯息，反演出横波速度的深度分布以及推断介质品质因子Q在地球内部的变化。应该指出，由于地壳和上地幔中的低速层主要是横波速度下降所致，故根据地震面波来研究低速层的性质较为有利。本文从计算地震学的角度出发，着重对反演方法中的几个问题进行讨论，利用甘肃台网记录到的穿过青海地区的瑞利面波，反演出该地区的上地壳模型结构。

二、面波反演计算

1.反演方程的建立

设对于同期T_i的面波相速度的理论值与观测值分别为C_i和O_i，则对于m个周期用向量可表为：

$$\mathbf{O}=(O_1,\ O_2\cdots O_i,\ O_m)^T \qquad (1)$$

$$\mathbf{C}=(C_1,\ C_2\cdots C_i,\ C_m)^T \qquad (2)$$

*本文是作者1984年研究生硕士学位论文

用向量**P**代表地壳模型参数，

$$\mathbf{P}=(P_1,\ P_2\cdots P_i\cdots P_n)^T$$

则

$$C_i=f_i(\mathbf{P})$$

利用地震面波频散反演地壳模型结构，就是通过一定的数学方法寻找一个合理的$\widehat{\mathbf{P}}$使由其正演出的理论值**C**与观测值**O**充分拟合，也就是使残差向量

$$\in=\mathbf{O}-\mathbf{C}$$

的范数为最小，即

$$\phi(\widehat{\mathbf{P}})=\|\in\|^2=\sum_{i=1}^{m}(O_i-C_i)^2=\min \tag{3}$$

方程（3）是一个非线性方程，直接求解在数学上比较困难。在实际计算中可选一个初始模型$\mathbf{P}^\circ$，将**C**在$\mathbf{P}^\circ$处作泰勒展开，取其一级近似：

$$\mathbf{C}=\mathbf{F}(\mathbf{P}^\circ+\Delta\mathbf{P})=\mathbf{F}(\mathbf{P}^\circ)+\mathbf{A}\Delta\mathbf{P} \tag{4}$$

式中**A**为m×n阶矩阵，即Jacobian矩阵：

$$A=\begin{pmatrix}\frac{\partial f_1}{\partial p_1} & \frac{\partial f_2}{\partial p_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial f_1}{\partial p_n}\\ \frac{\partial f_1}{\partial p_1} & \frac{\partial f_2}{\partial p_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial f_1}{\partial p_n}\\ \vdots & \vdots & & \\ \frac{\partial f_m}{\partial p_1} & \frac{\partial f_m}{\partial p_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial f_m}{\partial p_n}\end{pmatrix} \tag{5}$$

则

$$\mathbf{C}=\mathbf{O}-\mathbf{C}=\mathbf{b}-\mathbf{A}\Delta\mathbf{P}$$

$$\mathbf{b}=\mathbf{O}-\mathbf{F}(\mathbf{P}^\circ)$$

由$\|\mathbf{C}\|^2=\min$，不难得出下列方程：

$$\mathbf{A}^T\Delta\mathbf{P}=\mathbf{A}^T\mathbf{b} \tag{6}$$

$$\Delta\mathbf{P}=(\mathbf{A}^T\mathbf{A})^{-1}\mathbf{A}^T\mathbf{b} \tag{7}$$

这样可求出

$$\mathbf{P}=\mathbf{P}^\circ+\Delta\mathbf{P} \tag{8}$$

再以此作为新的初始模型，重复上述步骤，进行迭代，直至达到所预定的要求。

2.偏导数的计算

层状介质中在X方向传播的地震波可表示成：

$$\mathbf{S}_n(\gamma,\ \omega_n,\ k)=\mathbf{Y}_n(z,\ \omega_n)\exp[i(\omega_n t-\mathbf{K}\cdot\gamma)] \tag{9}$$

式中ω_n为频率，K为波数。理论表明，在体积V中的弹性动能与位能相等：

$$\frac{1}{2}\omega_n^2\int_V\rho S_{ni}\cdot S_{ni}^*dv=\frac{1}{2}\int_V\sigma_{nij}\varepsilon_{nij}^*dv$$

$$=\frac{1}{2}\int_V[\lambda\mathbf{L}(\varepsilon_{ij})+\mu\mathbf{U}(\varepsilon_{ij})]dv \tag{10}$$

即有

$$\omega_n^2 I_0=I_1 \tag{11}$$

$$I_0 = \int_V \rho S_{ni} \cdot S_{ni}^* dv \qquad I_1 = \int_V \sigma_{nij} \cdot \varepsilon_{nij}^* dv \tag{12}$$

I_0，I_0是能量积分，对模型参数而言，I_0仅是密度ρ的函数，I_1是拉梅常数λ、μ和波数K的函数，对（10）式进行变分运算：

$$\delta\omega_n = -\omega_n \frac{\int_V S_{ni} \cdot S_{ni}^* \delta\rho dv}{2I_0} + \frac{\int_V L\delta\lambda dv + \int_V U\delta\lambda dv}{2\omega_n I_0} \tag{13}$$

又由于

$$\delta\omega_n = \left(\frac{\partial\omega_n}{\partial\rho}\right)_{\lambda;\mu,k}\delta\rho + \left(\frac{\partial\omega_n}{\partial\lambda}\right)_{\rho;\mu,k}\delta\lambda + \left(\frac{\partial\omega_n}{\partial\mu}\right)_{\lambda;\rho;k}\delta\mu \tag{14}$$

$$(\delta C)_\omega = \frac{C^2}{\omega_n U}\delta\omega_n \tag{15}$$

对比（13）和（14），并利用（15）式，便可得到相速度C对于模型参数的偏导数。

对于勒夫波：

$$\left\{\begin{aligned} &\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{k;\mu} = -C\int_0^\infty v^2 dZ/2kI_L \\ &\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{k;\rho} = \int_0^\infty\left[k^2v^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right]dZ/2k^2CI_L \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

其中

$$I_L = \int_0^\infty \rho(z)v^2 dZ \tag{17}$$

对于瑞利波：

$$\left\{\begin{aligned} &\left(\frac{\partial c}{\partial\delta}\right)_{k,\mu,\lambda} = -C\int_0^\infty (U^2+W^2)dZ/2I_R \\ &\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{k,\rho,\lambda} = \int\infty\left[K^2(2U^2+W^2) - 2kW\frac{du}{dz} + \left(\frac{d\mu}{dz}\right)^2\right. \\ &\qquad \left. + 2\left(\frac{dW}{dz}\right)^2\right]dz/2k^2CI_R \\ &\left(\frac{\partial c}{\partial\lambda}\right)_{k;\mu;\rho}\int_0^\infty\left[k^2u^2 + 2ku\left(\frac{dw}{dz}\right) + \left(\frac{dw}{dz}\right)^2\right]dz/2k^2CI_R \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

$$I_R = 2k\int_0^\infty[(\lambda+2\mu)u^2 + \mu W^2]dz + \int_0^\infty\left[\mu w\left(\frac{d\mu}{dz}\right) - \lambda u\left(\frac{dw}{dz}\right)\right]dz \tag{19}$$

式中u、w分别为瑞利波的水平与垂直位移。为便于反演计算，利用$\lambda = \rho(\alpha^2 - 2\beta^2)$和$\mu = \rho\beta^2$的关系式，可写出相速度对纵横波速度$\alpha$、$\beta$的偏导数公式：

$$\left\{\begin{aligned} &\left(\frac{\partial c}{\partial\alpha}\right)_{\rho,\beta} = 2\rho\alpha\left(\frac{\partial c}{\partial\lambda}\right)_{\mu;\rho} \\ &\left(\frac{\partial c}{\partial\beta}\right)_{\rho;\alpha} = 2\rho\beta\left[-2\left(\frac{\partial c}{\partial\lambda}\right)_{\mu,\rho} + \left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{\lambda;\rho}\right] \end{aligned}\right. \tag{20}$$

一旦相速度的偏导数求出，群速度的偏导数即可由Rodi方法导出[1]：

$$\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_\omega=\frac{U}{C}\left(2-\frac{U}{C}\right)\left(\frac{\partial c}{\partial P}\right)_\omega+\omega\frac{U^2}{C^2}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\left(\frac{\partial c}{\partial P}\right)_\omega\right)_p \tag{21}$$

在应用中可采用下述计算技术：令 C_1、U_1、$\left(\frac{\partial C_1}{\partial P}\right)_\omega$ 是在频率 $\omega_1=\omega_0e^{\delta}$ 时的值，C_{-1}，U_{-1}，$\left(\frac{\partial C_{-1}}{\partial P}\right)_\omega$ 是 $\omega_{-1}=\omega_0e^{-\delta}$ 时的值，那么，当δ足够小时，

$$\begin{cases} C_0=\frac{1}{2}(C_1+C_{-1}) \\ U_0=\frac{1}{2}(U_1+U_{-1}) \\ \left(\frac{\partial C_0}{\partial P}\right)_\omega=\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial C_1}{\partial P}\right)_\omega+\left(\frac{\partial C_{-1}}{\partial P}\right)_\omega\right] \\ \left(\frac{\partial U_0}{\partial P}\right)_\omega=\frac{U_0}{C_0}\left(2-\frac{U_0}{C_0}\right)\left(\frac{\partial C_0}{\partial P}\right)_\omega+\frac{U_0^2}{C_0^2}\left(\frac{\left(\frac{\partial c_1}{\partial P}\right)_\omega-\left(\frac{\partial C_{-1}}{\partial P}\right)_\omega}{2\delta}\right) \end{cases} \tag{22}$$

δ值通常取0.001，由上述关系便可求得群速度的偏导数。

3.最优阻尼因子的选择

为了改善求解方程（7）时收敛不稳定的困难，通常引入阻尼因子θ^2，改变正则方程为

$$(\mathbf{A}^T\mathbf{A}+\theta^2\mathbf{I})\Delta\mathbf{P}=\mathbf{A}^T\mathbf{b} \tag{23}$$

θ^2的初值要尝试选定，通常在迭代过程中依0.5—0.7的比例递缩[8]。鉴于θ^2的选取对收敛的稳定性、计算速度和解的精度均有直接影响，经试算，结果表明，如果θ^2的初值根据矩阵$\mathbf{A}^T\mathbf{A}$的迹来确定，并在迭代中继续用一维搜索挑选最优阻尼因子，那么即可避免阻尼因子选择上的不确定性，又能兼顾到运算速度与稳定。阻尼因子的引入是为了克服本征值$\lambda^2_{min}\to 0$时造成的发散问题，那么不妨依本征值的平均水平来选定初值θ_0^2：

$$\theta_0^2=\sum_{i=1}^{n}\lambda_i^2/mm \tag{24}$$

鉴于$\mathbf{A}^T\mathbf{A}$的迹不仅易算，且与本征值有关系：

$$T_r(\mathbf{A}^T\mathbf{A})=\sum_{i=1}^{n}A_{ii}=\sum_{i=1}^{n}\lambda_i^2 \tag{25}$$

于是：

$$\theta_0=\sum_{i=1}^{n}A_{ii}/mm \tag{26}$$

可以看到θ_0^2完全是由$\mathbf{A}^T\mathbf{A}$的本征结构决定的，该选取办法既反映了本征值的水平，又免去了对本征值λ_i^2本身的复杂计算。

迭代过程中，目标函数φ已变成阻尼因子θ_i^2的函数。为实现其最速下降，可以在避免重新计算偏导数矩阵$\mathbf{A}$的情况下，采用二次插值方法对阻尼因子进行一维搜索。即利用在三点$\theta_1^2<\theta_2^2<\theta_3^2$的目标函数$\phi_1$、$\phi_2$、$\phi_3$（其中$\phi_2$最小）做二次插值，不难得知对应φ为极小点的极值

$$\theta_*^2=(\theta_1^2+\theta_3^2-d_1/d_2)/2 \tag{27}$$

$$d_1=(\phi_3-\phi_1)/(\theta_3^2-\theta_1^2)$$
$$d_2=([\phi_2-\phi_1)/(\theta_2^2-\theta_1^2)-d_1]/(\theta_2^2-\theta_3^2)$$

θ_*^2就是该步迭代时的最优阻尼因子。

4.反演中的约束

在反演迭代过程中，通过对模型向量P的逐次修正以实现目标函数的减小是不难实现的，问题在于这样得的解往往只具有数学上的含义，并不保证地球物理条件的满足。为此，作者提出正交投影归位算法，以解决这个问题。

根据线性代数理论可以导出下述结论：设L是空间V的子空间，P是V中的一个矢量，Q是L中的任一矢量，对L中的Q，若有$\hat{P}$使得$\|P-\tilde{P}\|\leqslant\min\|P-Q\|$，必有：

$$(P-\tilde{P},\ Q)=0 \tag{28}$$

由上式可知，$\tilde{P}$为P在L空间上的正投影，并且$\tilde{P}$与P之间的差异在$\|\cdot\|$范数下极小，故称$\hat{P}$为在L空间中对P的估计是在最小二乘意义上的最优估计。

正交投影归位法求解反演问题，把满足一定的地球物理条件的空间作为可行空间，若在迭代中发现解超出此空间则向可行空间作正交投影，而后继续搜索最优解。

设目标函数$\phi(P)=\phi(P_1,\ P_2\cdots,\ P_n)$，考虑m个线性约束

$$H_i(P)=\sum_{j=1}^{m}b_{ji}P_i=0 \tag{29}$$

即
$$H(P)=BP \tag{30}$$

由于约束方程彼此独立，B的秩为m，则H可以构成一个n－m维的子空间S。

又因：
$$\nabla H_i=\left(\frac{\partial H_j}{\partial P_1},\ \frac{\partial H_j}{\partial P_2},\ \cdots\frac{\partial H_j}{\partial P_n}\right)^T=(B_{j1},B_{j2}\cdots B_{jn})^T$$

线性无关，故∇H_j构成的m维子空间为S的正交补空间，向量P可以表成

$$P=\tilde{P}+P_m \tag{31}$$

其中$\tilde{P}$是P在约束空间上的正投影。以∇H_j做为m空间中的一个基底，则P_m可以表成∇H_j的线性组合：

$$P_m=d_1\nabla H_1+d_2\nabla H_2+\cdots+d_m\nabla H_m=B^TD \tag{32}$$

则
$$B\tilde{P}=BP-BB^TD=0$$
$$D=(BB^T)^{-1}BP$$

从而得到投影归位后的向量

$$\tilde{P}=P-B^T(BB^T)^{-1}BP$$
$$=QP$$
$$Q=I-B^T(BB^T)^{-1}B \tag{33}$$

Q为投影矩阵，由上述可知，QP一定在可行空间。

5.反演解的评定

由于在面波反演中处理的是数学物理中的不适定问题，没有经典意义下的解而只是在最小二乘标准下的广义解，它是对真解的一个估计，所以，不能满足于所求得的解，必须对解进行讨论，给出适当的物理评价，以期得到真解的最佳估计。

（1）分辨矩阵

求解方程（7）得到

$$\nabla\hat{P}=(A^TA+\theta^2I)^{-1}A^Tb=Hb$$
$$=R\triangle P \qquad (34)$$

定义R＝HA为分辨矩阵，从式（34）可以看出，若R＝I，则$\triangle\tilde{P}=\triangle P$。因为$\triangle P$是解且唯一，所以得到的解是完全分辨的。但是在实际中由于从观测中只能提取有限的信息，模型和资料都有误差，这样使得R不能为单位矩阵，结果有许多满足（34）式的解$\triangle P$，把所有这样的解集合写成F，则真解也包括在F中。由方程（34）可知，所有的$\triangle P\in F$通过分辨矩阵R的映射后得到了单一解$\triangle\hat{P}$，显然$\triangle\hat{P}$只是真解的一个估计值。分辨矩阵R相当于把参数估计值与真解参数联系起来的滤波器，如果R近似于对角矩阵，则$\triangle P$的每一分量$\triangle\hat{P}_k$是由以$\triangle P_k$中及邻近的那些分量的加权和。

（2）协方差矩阵

协方差矩阵用来判定目标函数的精度，定义为：

$$Cov(\hat{P})=E\{\triangle P\triangle P^T\}=E\{H\triangle b\triangle b^T\triangle bH^T\}$$
$$=HE\{\triangle b\triangle b^T\}H^T=HCov(b)H^T \qquad (35)$$

式中E{　}为期望算子。在求出目标函数$\phi(\hat{P})$后，协方差矩阵可按下式计算：

$$Cov(\hat{P})=\delta_b^2HH^T$$

$$\delta_b=\sqrt{\phi(\hat{P})/(m-n)}$$

式中m为观测总点数，n为修正参数的个数。δ_b为观测方程组的单位权误差。若记C_{ii}、h_{ii}分别为协差矩阵和HH^T的对角元素，那么参数修正量$\triangle P=(\triangle P_1,\ \triangle P_2\cdots\triangle P_n)^T$的各项误差为：

$$\delta_{\triangle Pi}=\sqrt{c_{ii}}=\sqrt{h_{ii}}\,\delta_b$$

理论研究表明，方差小则带来分辨差，因而在反演计算中必须兼顾考虑。

（3）信息矩阵

$$\triangle\hat{P}=HA\triangle P=Hb$$

$$A\triangle\hat{P}=AHb$$

令　$A\triangle\hat{P}=b^*$　则　$b^*=AHb$　（36）

定义D＝AH为信息矩阵，它建立了可观测理论值与测量值之间的关系，D＝I对应的模型与实际相吻合。

反演问题的最优解$\triangle\hat{P}$就是选择广义矩阵H，使它满足R、D尽可能地接近单位矩阵，方差尽可能地小。

二、青海地区上地壳结构

1.资料

地震参数和接收台站的经纬度列于表1和表2。地震参数选自中国地震台网观测报告，接收仪器有BGK和64型地震仪，其参数列于表3，选自兰州地震研究所综合室技术档案。面波传播路径见图1。

地震参数　　表1

日　期	发震时刻 时分秒	震中 纬	震中 经	深度 (km)	震　级
80年6月24日	15:35:48	33.2	88.7	15	$M_s=6.1$
81年6月10日	06:34:36	34.6	91.3		$M_s=6.5$

接收仪器参数　　表2

台站	型　号	T_1	T_2	D_1	D_2	δ^2
镜铁山	VGK	1.0	0.09303	0.5	4.0	0.2
肃　南	VGK	1.0	0.09486	0.5	4.0	0.12
河西堡	64	2.0	0.1	0.5	5.0	0.1
景　泰	VGK	1.0	0.1	0.5	4.0	0.25
甘　谷	VGK	1.0	0.1	0.45	4.5	0.18
礼　县	VGK	1.0	0.09479	0.45	5.0	0.2
武　都	VGK	1.0	0.09662	0.4	5.0	0.2

接收台站参数　　表3

台站名	纬　度	经　度
镜铁山	39°18′35.16″	97°56′25.66″
肃　南	38°50′35.17″	99°37′0..11″
河西堡	38°23′29.55″	102°06′31.40″
景　泰	37°11′42.20″	104°04′49.55″
甘　谷	34°43′57.32″	105°19′20.25′
礼　县	34°10′50.6″	105°09′56.37″
武　都	33°21′28.32″	104°58′30.06″

在国产JTS—86型图数转换仪上对地震图进行数字化采样，为了防止在采样过程中人为因素产生的误差，设置了对数据的检查程序。对采得的数据进行了仪器的走纸、零点漂移和频率特性的校正。

2.群速度频散曲线的测定

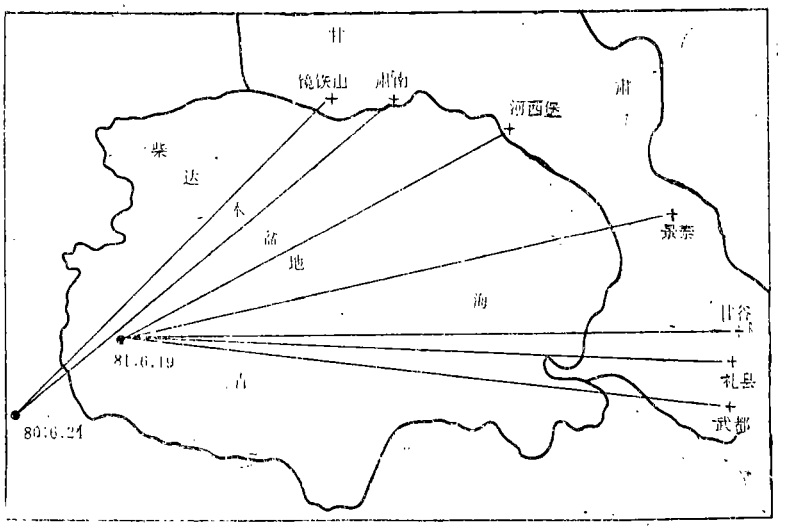

图1　面波传播路径

Fig. 1　The travel path of surface wave.

采用多重滤波方法对所得的资料进行频散曲线计算。多重滤波方法是将时间信号x(f)经付氏变换为频率域函数x(f)，然后以不同频率点为中心，乘以频率谱窗函数，再由付氏逆变换求出不同时刻的谱振幅。

利用FFT算法对x(t)进行变换：

$$x(f)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)e^{-j2\pi ft}dt$$
$$=|x(f)|e^{j\phi(f)} \tag{37}$$

再将频谱函数x(f)逐点乘以中心频率为f_k的频率窗函数$y(f_k, f)$，得$S_k=x(f)y(f_k,f)$。y取高斯窗函数：

$$y(f_k, f)=\begin{cases}0 & f<(1-D)f_k\\ e^{-\alpha\left(\frac{f-f_k}{f_k}\right)^2} & (1-D)f_k\leqslant f\leqslant(1+D)f_k\\ 0 & f>(1+D)f_k\end{cases}$$

式中D为频率窗函数的相对带宽，α为高斯函数的锐度。根据实际计算经验，D取0.25，α取30～50较好。

将$S_k(f)$进行付氏逆变换得：

$$h(t_i, f_k)=\int_{(1-D)f_k}^{(1+D)f_k}S_k(f)e^{j2\pi t_i}df$$
$$=\int_{(1-D)f_k}^{(1+D)f_k}x(f)y(f_k,f)e^{j2\pi t_i}df \tag{38}$$

其离散形式：

$$h(t_i,f_k)=Re[h(t_i,f_k)]+jI_m[h(t_i,f_k)]$$
$$i=1,2,\cdots,m,\quad k=1,2,\cdots m$$

则$h(t_i,f_k)$的振幅

$$|A(t_i,f_k)|=\sqrt{(Re[h(t_i,f_k)])^2+(I_m[ht_i,f_k)])^2} \tag{39}$$

这时振幅A_{mn}是关于走时t_i和频率f_k的二维数组，其中每一个元素A_{ik}代表不同周期处不同到时的振幅，相应于最大振幅的周期便是中心频率所对应的t_i。以到时t为纵座标，周期T为横座标，把矩阵A_{mn}打印在坐标图上，图中各中心周期最大振幅的连线就是要求的频散曲线。利用$V_i=\frac{\Delta}{t_i-t_0}$（Δ为震中距，$t_0$为发震时刻），得到V－T曲线。图2给出各条路线上的频散曲线。

3.反演结果与讨论

从图2可见，各条路径的频散曲线明显分成两组。从路径上看，下边一组对应着研究区域北部部分，上面一组对应南部部分，预示着南北两部分的模型有一定差异。考虑到每组中的曲线差别较小，取其平均值作为代表曲线进行反演，这样研究该区的平均结构既合理又大大地减少了计算量。表4和表5分别给出了南、北部路径的频散曲线拟合情况。

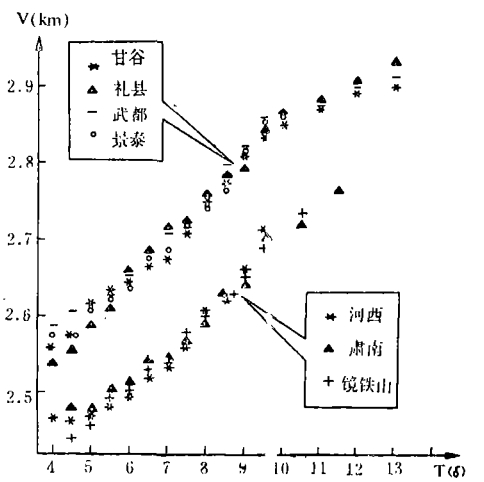

图2 瑞利波群速度频散曲线

Fig. 2 The dispersion curve of velocity of Rayleigh wave.

青海南部路径频散曲线拟合数据　表4

T	拟合值	观测值
4.0	2.567	2.560
4.5	2.579	2.580
5.0	2.596	2.610
5.5	2.618	2.630
6.0	2.643	2.640
6.5	2.671	2.670
7.0	2.700	2.680
7.5	2.728	2.720
8.0	2.756	2.750
8.5	2.781	2.770
9.0	2.804	2.820
9.5	2.826	2.850
10.0	2.845	2.860
11.0	2.878	2.880
12.0	2.904	2.900
13.0	2.025	2.910

青海北部路径频散曲线拟合数据　表5

T	拟合值	观测值
4.0	2.467	2.470
4.5	2.467	2.4660
5.0	2.470	2.470
5.5	2.480	2.490
6.0	2.496	2.500
6.5	4.518	2.520
7.0	2.544	2.540
7.5	2.573	2.570
8.0	2.602	2.600
8.5	2.631	2.630
9.0	2.659	2.660
9.5	2.686	2.700
10.5	2.733	2.730
11.5	2.772	2.770

南部路径频散曲线反演出三层地壳模型，第一层为2.4公里，横波速度为2.86公里/秒；第二层为4.3公里，横波速度为3.01公里/秒；第三层为半空间，横波速度为3.38公里/秒。

北部路径的频散曲线反演出四层地壳结构模型，第一层为2.4公里，横波速度为2.76公里/秒；第二层为2.4公里，横波速度为2.87公里/秒；第三层为3.6公里，横波速度为2.97公里/秒；第四层为半空间，横波速度为3.34公里/秒。

从反演结果可以看出，青海地区的地壳上部浅层结构是由速度较低的物质构成，厚度在7～8.5公里，北部较南部稍厚些，横波速度在2.67～3.01公里/秒范围，对应着沉积层中的波速。而在此结构下部，横波速度在3.35公里/秒左右，与花岗岩层中波速相符。在低速物质层中，波速呈一定梯度由上往下递增，每往下2公里约增加0.1公里/秒。由此可知，该区域从沉积期以来的构造运动相对不活跃。另外，北部结构比南部多一个顶部薄层，其厚度约为2.4公里。造成此差异的主要原因可能是北部面波传播经过柴达木盆地，该盆地的沉积很深，总厚度达8500米，影响着频散曲线。

由于面波频散反演只能得出一些平均结果，该区的精细结构，还有待于用其它方法作进一步研究。

国家地震局地球物理研究所陈国英同志，给予了帮助和支持，作者谨表示衷心的感谢。

（本文1985年9月30日收到）

参　考　文　献

〔1〕Rodi, W.L. et al., A fast partial devivations for rayleigh and love modes, B.S.S.A., Vol.65, 1975.

〔2〕冯锐等，利用地震面波研究中国地壳结构，地震学报，Vol. 3，No. 4，1981.

〔3〕Harkridor, P.G., The perturbation of love wave spectra, B.S.S.A., Vol.58, 1968.

THE INVERSION OF SEISMIC SURFACE WAVE DISPERSION AND THE STRUCTURE OF UPPEK CRUST IN QINHAI AREA

Yao Zhengsheng Zhang Cheng
(*Seismological Institute of Lanzhou, State Seismological Bureau, lanzhou, China*)
Feng Rui
(*Institute of Geophysics, State Seismological Bureau*)

Abstract

The inversion of seismic surface wave dispersion is one of the important methods for exploring the structure of the earth's interior. In this paper, problems on inversion calculation are discussed in detail and the upper crustal structure of Qinghai area is inversed by using the information of Gansu seismic network.