第35卷 第2期 (8) 地球物理学报 Vol. 35, No. 2
1992年3月 ACTA GEOPHYSICA SINICA Mar., 1992

193-203

震源区和接收区结构不同情况下体波合成地震图的矩阵-射线方法

P285.1

刘启元 范会吉
(国家地震局地质研究所,北京 100029)

摘 要

本文进一步扩展了合成地震图的广义射线方法。由于算法中将地球模型划分成震源区、接收区和地幔区,因此可用于计算震源区与接收区速度结构不同时的体波合成地震图。新算法把广义射线理论与传播矩阵理论结合起来,并采用了分层Q值模型,从而可以自动包括指定介质层内所有多次波的混响。为简便数据准备,设计了射线编码自动生成算法。

本文算法与Kind扩展的反射率法用相同的地球模型进行了数值结果对比,结果表明,矩阵-射线方法用于计算体波地震图时,不但有足够好的精度,而且还具有速度快并适于单个震相研究的优点。在计算由10个接收点组成的地震剖面时,其计算时间仅为反射率法的7%左右。

关键词 合成地震图,广义射线,传播矩阵.

一、引 言

利用合成地震图技术拟合实际的地震波形已被广泛地应用于推断震源参数、地球内部结构和震相特征的研究[1-3]。虽然地球内部(特别是岩石层内)普遍存在着横向变化及速度各向异性[4,5],但在远震体波研究中,人们仍广泛采用分层均匀、各向同性的地球模型。

广义射线方法是计算体波合成地震图的常用方法[6]。它具有计算速度快和便于研究单个震相的优点,但由于它不能计算包含所有多次反射波的合成地震图,因此在实际应用中受到一定的限制[7]。特别是在利用波形信息研究地球内部的细结构时,考虑层内的多次反射波是十分必要的。这是因为地球内的间断面常常并不是简单的一级间断面,而可能是由一个或数个薄层组成的复杂结构[3,8]。在这种情况下,特别是层间存在较大的速度对比度时,在合成地震图中包括层内的多次波则变得十分必要。

反射率法[6,9]用于计算分层均匀模型合成地震图。它能自动包括各种层内及层间的混响,数据准备也比较简单,但计算量较大,这在计算包含高频成分的远震地震图时尤为突出。用这一方法所得的理论地震图几乎与实际的地震记录一样复杂,难以对图中的震相作出解释。

对于远震事件,震源区与接收区的速度结构一般是不同的,经典的广义射线和反射率

本文1990年3月3日收到,1991年6月5日收到修改稿.

法都不可能用于这种情况. Kind[10] 扩展了经典的反射率法,使之适用于简单横向非均匀的情况.

Daley 和 Hron[11] 曾将地球模型分为薄层和厚层,并利用稳相近似积分方法将传播矩阵和渐近射线方法结合起来,以便自动包括薄层内的混响效应. 由于稳相近似积分要求被积函数在稳相点附近不能有任何奇点,这一方法不适用于临界区内震相的计算.

本文目的在于进一步扩展合成地震图的广义射线方法,使之适合于震源区和接收区速度结构不同的情况,同时又能自动包括指定介质层内的混响. 为减少数据准备工作,还给出了一种新的射线自动编码算法.

二、方 法

假定地球模型可以被划分成三个区域:震源区、接收区和地幔区(图 1),且每一个区域都是由水平均匀分层、各向同性的介质组成. 以 $\alpha_l, \beta_l, \rho_l$ 和 h_l 分别代表第 l 层介质的纵波速度、横波速度、密度和厚度. 层序号 l 按震源区、接收区和地幔区的顺序排列.

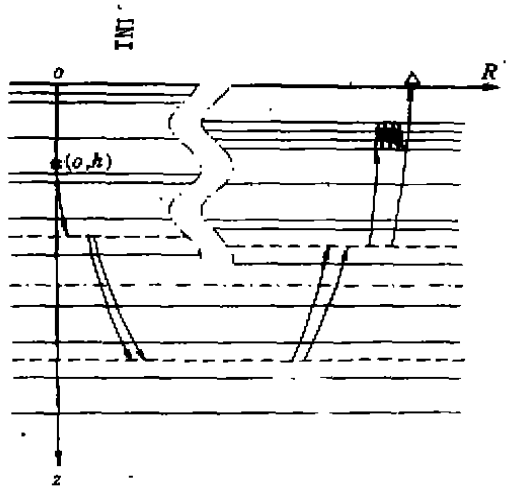

图 1 分区地球模型

图中的射线表示波的传播路径,点划线表示震源区、接收区和地幔区的分界,坐标系 oRz 位于射线平面内,坐标系原点 o 位于地表.

为简单起见,假定一个爆炸点源位于坐标系 oRz 中的(o,h)处(见图 1). 它在接收点(r,o)处产生的位势的 Laplace 变换可以表示为[12]

$$\varphi(r,o,s)=\frac{2s}{\pi}\phi_0 F(s)\times\int_0^{\infty}B(s,p)K_0(spr)\frac{p}{\eta_{\alpha s}}dp. \quad (1)$$

式中,s 为 Laplace 变数,$s=j\omega$,j 为虚数单位,ω 为圆频率;ϕ_0 为与震源强度有关的常数;$F(s)$ 为震源时间函数的 Laplace 变换;$B(s,p)$称为解函数,它由震源的边界条件和辐射条件确定;p 为波慢度;$K_0(spr)$为零阶修正 Bessel 函数;r 为震中距;$\eta_{\alpha s}=(\alpha_s^{-2}-p^2)^{1/2}$;$\alpha_s$ 表示震源处的纵波速度.

根据射线展开理论[12,13]

$$B(s,p)=\sum_i G_i(s,p), \quad (2)$$

$$G_i(s,p)=\prod_l R_{il}(p)R_{ib}(p)\exp(-s\tau_i), \quad (3)$$

$$\tau_i=pr+\sum_l n_{il}h_l\eta_{\alpha l}. \quad (4)$$

这里,$R_{il}(p)$为第 i 条广义射线与第 l 个界面作用时的反射或透射系数;n_{il} 为第 i 条广

义射线穿过第 l 层介质的次数；$R_{ib}(p)$为第 i 条广义射线在其所经过的地球最深处的反射系数；$\eta_{il}=(v_l^{-2}-p^2)^{1/2}$。对于纵波，$v_l=\alpha_l$，对于横波，$v_l=\beta_l$。

当地震波从震源到接收点沿某一射线方向入射震源区或接收区内的薄层界面时，由于薄层内波的混响效应，它变为包括薄层中多次反射波在内的一条窄射线束，如图 1 所示。对于这样一束射线，可作如下的近似：在射线束中选择一条路径最短的射线作为代表射线，并假定射线束中的其它射线在薄层区域之外与其具有相同的路径。在这一近似条件下，(2)式和(3)式可写成

$$B(s,p)=\sum_k T_k(s,p)G'_k(s,p), \tag{5}$$

$$T_k(s,p)=\prod_m G_{km}(s,p), \tag{6}$$

$$G'_k(s,p)=\prod_l R'_{kl}(p)R_{kb}(p)\exp(-s\tau_k). \tag{7}$$

这里，k 为代表射线的序号；"′" 表示不包括薄层的效应；$G_{km}(s,p)$表示第 k 条代表射线与薄层第 m 次作用时的反射率或透射率。

需要指出的是，(7)式中的 τ_k 完全由(4)式定义，以便能精确地确定射线在鞍点处的慢度值 p_0。对于因薄层内垂向延迟因子重复作用而造成的走时偏差，则可以另外予以校正。

当地震波的入射角小于临界角的时候，(6)式中的 $G_{km}(s,p)$和(7)式中的 $R'_{kl}(p)$不随 p 发生大的变化。在这种情况下，可用它们在 p_0 点的值 $G_{km}(s,p_0)$ 和 $R'_{kl}(p_0)$ 来代替。Wiggins 和 Helmberger 曾证明这一近似仅产生 2%—3% 的误差[12]。

这样，将(5)式代入(1)式，并对 $K_0(spr)$ 作远场近似，便有

$$\varphi(r,0,s)=\phi_0F(s)\sqrt{\frac{2s}{\pi r}}\sum_k T_k(s,p_0)\prod_l R'_{kl}(p_0)H_k(s), \tag{8}$$

$$H_k(s)=\int_0^\infty H_k(t)\exp(-st)\,dt, \tag{9}$$

$$H_k(t)=\mathrm{Im}\left[R_{kb}(p)\frac{\sqrt{p}}{\eta_{\alpha s}}\frac{dp}{dt}\right]_C, \tag{10}$$

(10)式中的 C 表示在复慢度平面上沿 Cagniard 积分迴路计算[12]。

对以上的讨论还须作如下补充说明：

1. 为简便叙述，上面仅讨论了爆炸点源的情况，但其结果并不难根据 Langston 和 Helmberger 给出的位错点源公式扩展到计算天然地震体波地震图的情况[14]。另外，在远震的情况下，上面的讨论还需包括地球模型的展平变换和相应的振幅校正[12]。

2. Hong 和 Helmberger 曾利用初动近似证明[1]

$$\sqrt{\frac{p}{r}}\cdot\frac{1}{\eta_{\alpha s}}\frac{dp}{dt}\bigg|_{p=p_0}=\frac{j}{\sqrt{2(t-t_0)}}\cdot\left(\frac{1}{L}\right), \tag{11}$$

这里，L 是地震波沿射线路径的几何扩展；t_0 是波的初至到时；j 为虚数单位。这样，(8)式意味着薄层内的多次波将与沿代表射线传播的波具有同样的几何扩展，其走时由相应

的透(反)射率系数中的相位因子自动调整.

3. 在广义射线理论中,介质的吸收效应一般利用 Futterman 算子模拟[15]. 由于我们的算法中引入了传播矩阵,并采用分层 Q 值模型. 这样就可以对薄层和厚层的衰减效应分别予以考虑. 对于薄层,引入了复速度来模拟介质的吸收效应; 对于薄层以外的厚层,用 Futterman 算子

$$F = \sum_l t_l / 2Q_l. \tag{12}$$

这里,t_l 为地震波在第 l 层介质中的走时; Q_l 为第 l 层介质的品质因数.

4. 反射率方法只需计算反射率系数,而我们则不得不计算 16 种反射和透射率系数. 另外,由于反射率法和广义射线方法使用了不同的 Fourier 变换定义,这将引起传播矩阵中某些元素的符号差别. 对此,我们在附录中作了说明.

5. 如果接收区的总厚度远远小于震中距,那么也可以把它看成"薄层". 这样,采用本文描述的方法就可以计算接收区的完整的地震波响应.

三、射线的自动编码

在 P-SV 问题中,多次反射波的数目随模型中层数增加而成倍增加,随反射次数的增加而呈指数增加. 当合成地震图中需要包括多次反射波时,用经典射线方法,射线编码的数据准备量就会相当大. 为了减少数据量,在我们的算法中采用了自动射线编码算法.

我们规定自由表面的层序号为零,其它界面的序号随其深度的增加而增加. 若某一区域被指定为薄层,则这一区域的所有界面有同一序号. 定义 P 和 S 分别代表两个反射或转换点之间行进的纵波和横波, p 和 s 分别代表由震源向上辐射到某一反射界面为止的纵波和横波. 以下称它们为振型代号. 按"振型代号+反射(转换)界面序号+振型代号+……"的原则命名震相,并且规定当界面序号为零时省略其界面序号. 图 2 给出上述震相命名方法的射线示意图.

2. 描述射线路径的射线代码由一组带有正、负号的整数构成. 正、负号分别代表纵波和横波,而其元素的绝对值等于该元素代表的射线段所在介质层的序号. 它和该层的下

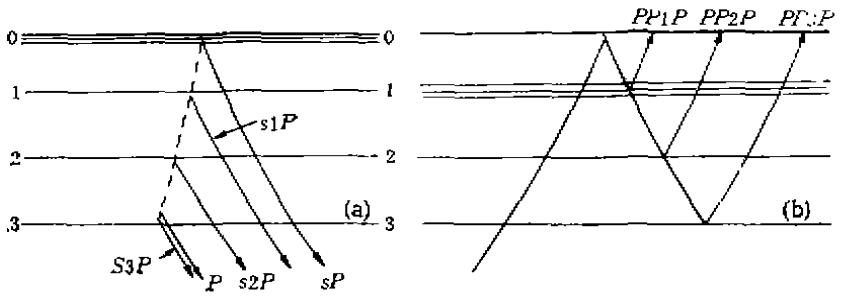

图 2 震相命名示意图

界面序号一致。

3. 对于指定的薄层(无论其厚度是否小于半波长)，在射线编码中均作为界面处理。

4. 只考虑波列中具有较大能量的震相。例如，对 P 波波列，在震源区选择了 P，sIP，pIP 及 SIP 四种类型的震相；而在接收区选择了 P，PIS，$PPIP$，$PPIS$，$PSIP$ 和 $PSIS$ 五种震相。这里的 I 代表界面的序号。

5. 若在震源区选择参数 N_s，在接收区选择参数 N_r，那么位于界面 N_s 和 N_r 以下的各介质中传播的波，则仅考虑一次透(反)射，而不考虑任何多次反射波。

6. 按震源区的四组震相规定的序号作为最外层循环，把震源区的界面序号，从 0 到 N_S 作为第三层循环；而按接收区的五组震相规定的序号作为第二层循环，把接收区的界面序号，从 1 到 N_r 作为最内层的循环，于是就可以完全确定震源区 N_S 界面以上和接收区 N_r 以上区域内的射线编码。经过震源区、接收区和地幔区三部分射线编码的适当拼接，就可以生成所要计算的射线的代码。将接收区射线编码的循环体放在震源区编码的循环体之内，则是为了生成 $sPPIP$，$pPPIP$ 等震相的射线编码。

四、数值检验

为了验检矩阵-射线方法的可行性及计算精度，我们将这一方法与 Kind(1985)[10] 扩展的反射率法在同一地球模型上进行了数值结果比较。所用的 P 波速度地球模型如图 3 所示；而 S 波速度由 $\beta_I = \alpha_I/\sqrt{3}$ 确定；密度 $\rho_I = 0.252 + 0.3788\alpha_I$，$I$ 为层序号；P 波和 S 波的品质因数满足 $Q_P = 2Q_S$。其中 P 波的 Q_P 值在盖层中由 250 增加到 500；在地壳中深度小于 40km 的范围内，Q_P 为 500；从 40—1340 km 深度范围内，Q_P 从 500 连续地增加到 2120。

计算合成地震图时所用的仪器响应函数为国产 DD-1 短周期地震仪的整机复频特

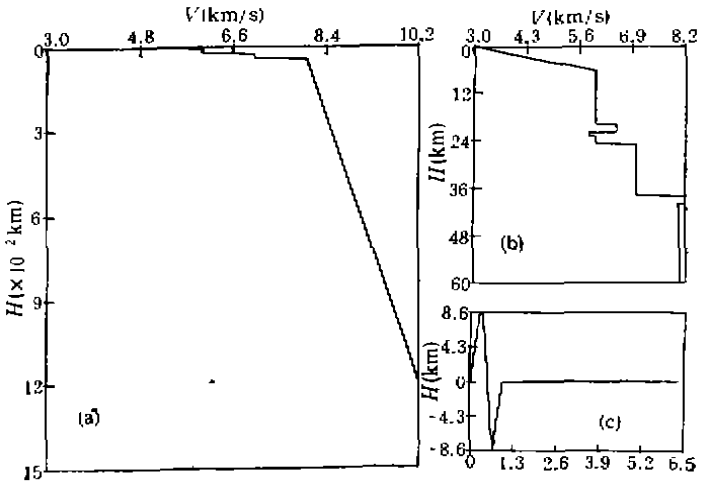

图 3　合成地震图时使用的地球 P 波速度模型和震源时间函数
(a) 震源区和地幔区；(b) 接收区；(c) 爆炸点源时间函数。

性．为了便于对比，计算中我们采用了爆炸点源模型．图 3c 中给出了计算中所使用的震源时间函数．

首先在震源区和接收区速度结构相同的介质模型上(如图 3a)进行两种方法的对比，结果如图 4 所示．图 4 中，在用矩阵-射线方法计算的合成地震图上，共包括了 11 个震相．它们的名称都标记图中．需要指出的是，在图 3a 中，速度连续地从 3.0 km/s 增加到 6.0 km/s 的盖层由 10 个薄层组成．在矩阵-射线方法中由传播矩阵计算其响应．由反射率法给出的结果中，两个被标记为 1 和 2 的震相并没有在矩阵-射线方法合成的地震图上出现．我们推断它们是对应于 pP 和 PP 的两个伪震相．这两个震相真正到时应在直达波之后 50—65 s 之间，真正的振幅也应是图上所见到的 5 倍左右．它们的出现是由于在频率域采样时无限长时窗被周期化的有限时窗代替所造成的结果．除此之外，两种方法所给出的结果有很好的一致性，那些能量较大的震相的一致性更为明显．

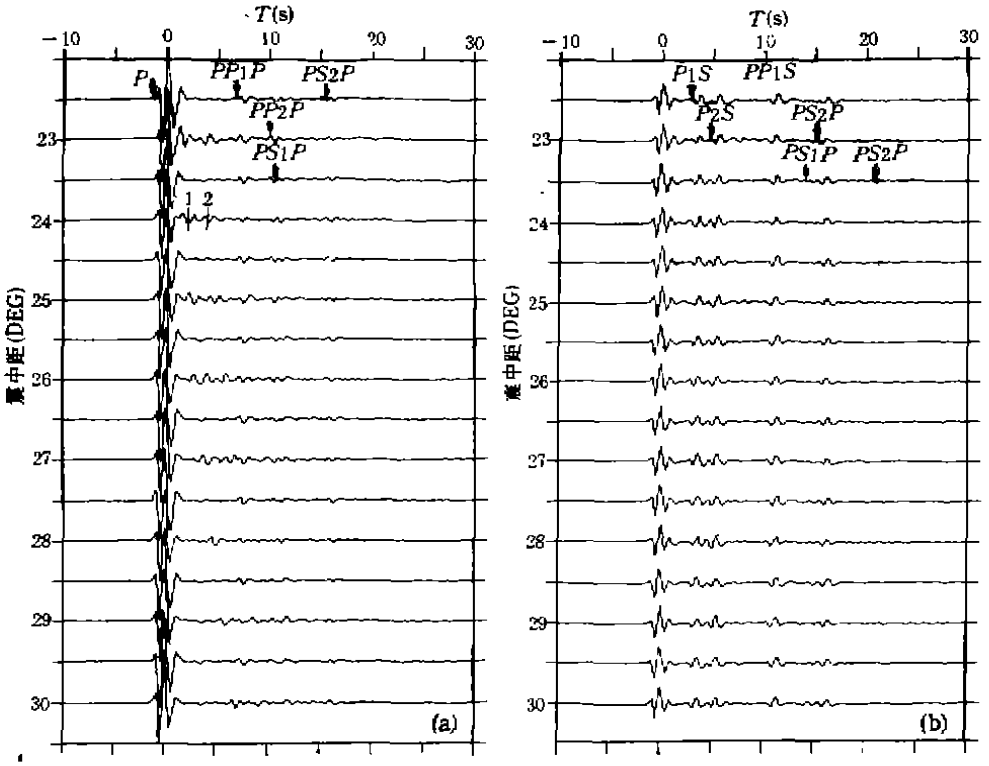

图 4 震源区和接收区速度结构相同时矩阵-射线方法和反射率法的比较

(a) 垂直分量；(b) 水平分量．在震中距坐标上，标有数字的为反射率法给出的结果；在其上方为与其相同震中距上由矩阵-射线方法给出的结果．采用的震源深度均为 200km．标记震相所采用符号依据本文第三部分所描述的规则．

图 5 给出了震源区和接收区速度结构不同时，矩阵-射线方法和反射率法的比较．在计算中，把图 3a 作为震源区与地幔区的速度模型，图 3b 为接收区的速度模型．对于矩阵-射线方法，我们指定接收区 45 km 以上的区域均为“薄层”区，即用传播矩阵计算其响

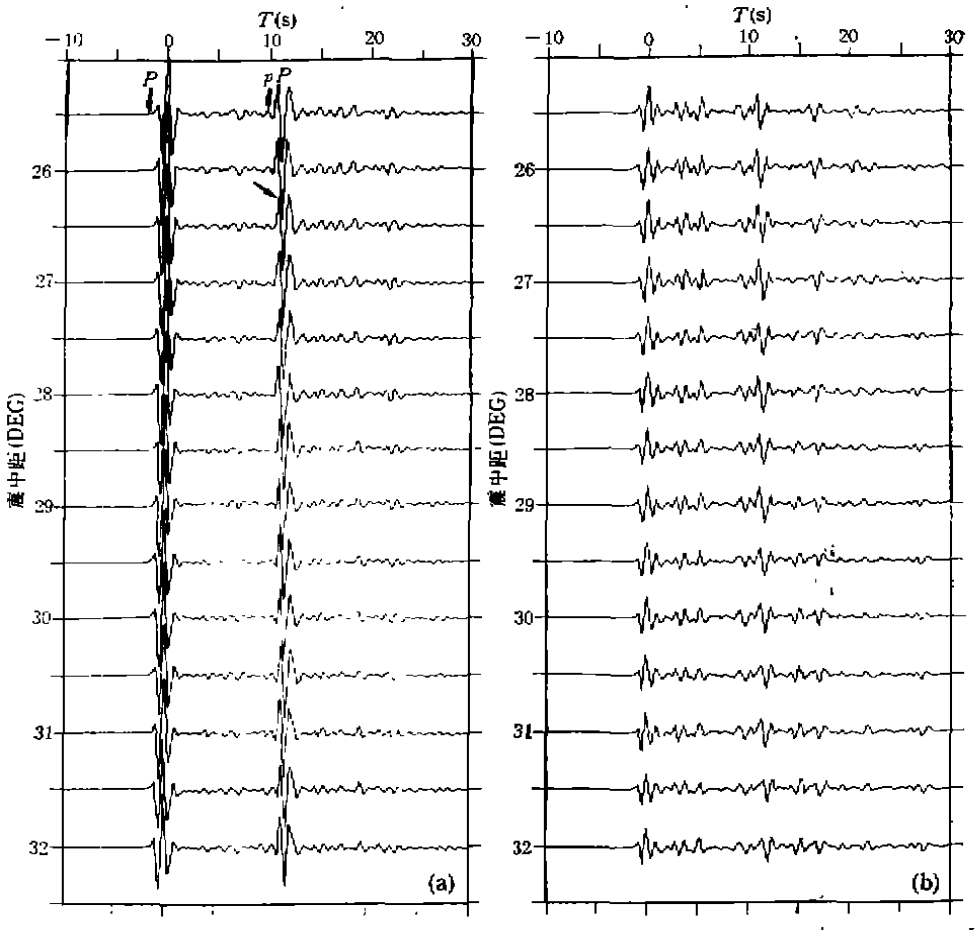

图 5　震源区和接收区速度结构不同时矩阵-射线方法和反射率法的比较
（a）垂直分量；（b）水平分量．震源深度为 50km．其它与图 4 相同．

应，仅只考虑 P 和 pP 两条射线．

从图 5 可见，两种不同方法给出的结果几乎没有什么区别，只是在 27° 的震中距上，矩阵-射线方法合成的 pP 震相在箭头所指的部位与反射率法给出的结果有较明显的差别．表 1 给出了用两种方法计算的 P 波最大振幅和它们的相对误差．若假定反射率法是精确的，那么矩阵-射线方法约有 4%—5% 的误差．

为估计薄层混响的影响，我们用广义射线方法计算了 P 和 pP 两个震相．它们与反射率法比较的结果示于图 6．计算时使用的模型和震源深度与计算图 5 时的一样．由广义射线方法计算的 P 波最大振幅与用反射率法得到的 P 波最大振幅的相对误差也列于表 1 中．

由数值结果发现，用广义射线方法计算的 pP 波与 P 波的双向振幅之比为 0.65；而反射率法和矩阵-射线方法给出的这两个震相的振幅之比为 0.68．这表明 pP 波的射线在两次经过薄层区后，广义射线方法给出的结果中的薄层混响信号能量丢失了．这一问

表 1 广义射线、矩阵-射线和反射率方法计算的 P 波最大振幅的比较

类别 \ 震中距(°)	26	27	28	29	30	31	32
A_m	7.1170	6.7230	6.4491	6.1748	5.9583	5.6938	5.4187
A_{mr}	6.8089	6.4368	6.1740	5.9262	5.7107	5.4438	5.1980
A_r	6.3596	6.0566	5.7587	5.5561	5.3507	5.0887	4.8842
$(A_m - A_{mr})/A_m$	4.33	4.26	4.26	4.03	4.15	4.38	4.08
$(A_m - A_r)/A_m$	10.64	9.91	10.70	10.02	10.2	10.63	9.87
$(A_{mr} - A_r)/A_{mr}$	6.60	5.91	6.73	6.25	6.31	6.52	6.04

注 表中 A_m, A_{mr} 和 A_r 分别为反射率法,矩阵-射线法和广义射线法计算的 P 波最大振幅. 它们只有相对意义,无绝对意义. 各项相对误差为它们的百分数表示.

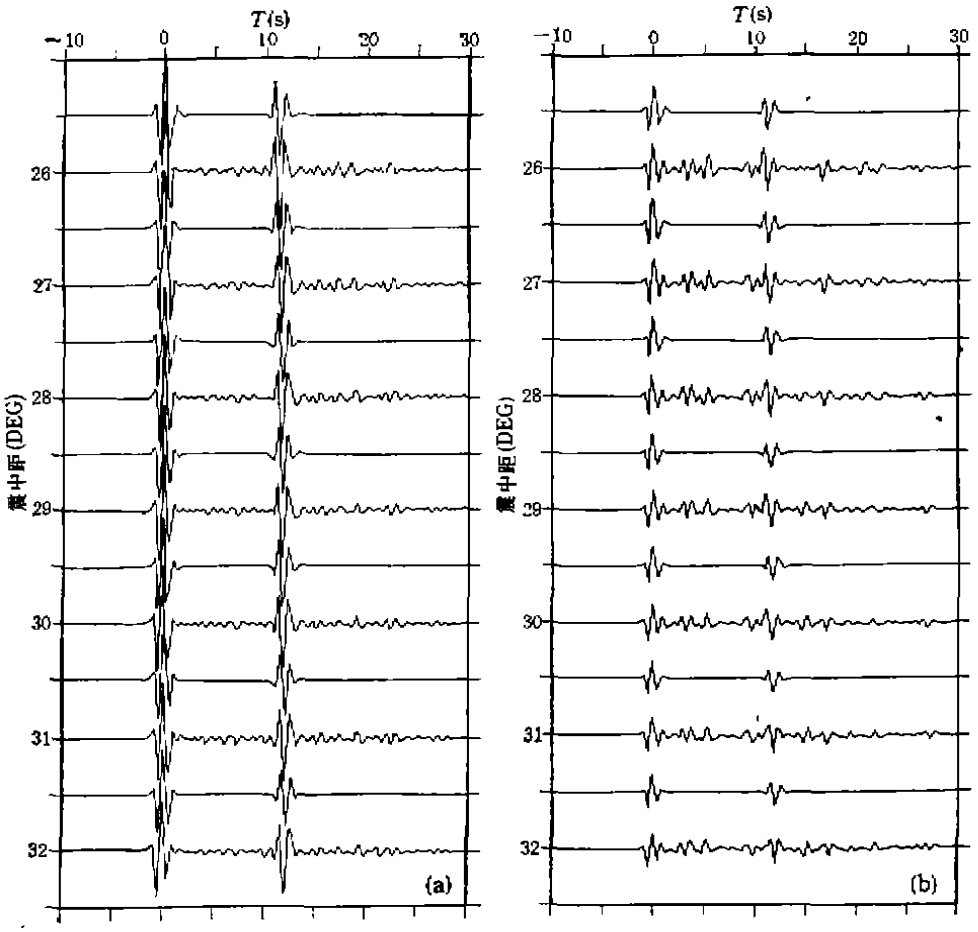

图 6 薄层的混响效应对 P 和 pP 震相的影响

(a) 垂直分量; (b) 水平分量. 在震中距轴上标有数字的合成地震图为反射率法给出的结果,位于其上方的为同一震中距上广义射线方法给出的结果. 震源深度为 50 km. 采用的地球模型与计算图 5 时所用的一样

题还可以从图 6 中的 P 波波形特征发现。图 6 中用广义射线方法计算的 P 波，尤其是 pP 波，靠近其尾部的振幅明显小于反射率法所给的结果。综合振幅和波形的比较，我们估计在本文的计算条件下，由于忽略薄层内多次反射波，所造成的误差在 10% 以上。由于简单界面上形成的二次反射震相的振幅一般也仅有直达波的 10% 左右，我们认为在利用合成地震图技术研究实际观测记录的波形时，充分考虑多次波的混响作用是十分必要的。

五、结　论

上述结果表明矩阵-射线方法不仅具有广义射线方法的优点，即省时，便于单一震相研究，不会产生伪震相；同时也具有反射率方法的某些优点，即可以自动包括薄层的混响，不必再将薄层的混响分解成许多射线。由于方法中采用了自动编码技术，减小了射线编码的数据准备量，相对广义射线方法而言，计算精度也提高了。

Burdick 和 Langston[16] 曾在接收区地壳结构的研究中，使用了传播矩阵理论计算合成地震图。他们假定平面波入射地壳，不考虑地震波从震源到接收点的完整过程。这种方法对研究接收区地壳结构是可行的（假如能够正确的估计入射地壳的子波），但不适于研究震源及震源区构造。本文所提供的方法适合于上述问题的研究，因为这个方法可以分离接收区和震源区构造的影响。

本文的工作是国家地震局招标资助的项目。本文使用的反射率方法合成地震图的程序由德国 R. Kind 博士提供，在此一并表示感谢。

附录　反射率和透射率系数

以 $f(x,z,t)$ 代表位移或应力分量，定义

$$f(k,z,\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\int f(x,z,t)\exp(ikx-i\omega t)dxdt, \tag{A1}$$

在水平层状介质的第 l 层定义

位势矢量　$$\boldsymbol{\Phi}_l=(\varphi_l^-,\phi_l^-,\varphi_l^+,\phi_l^+)^{\mathrm{T}}, \tag{A2}$$

位移应力矢量　$$\boldsymbol{S}_l=(U_l,W_l,\sigma_{zz}^l,\sigma_{xz}^l)^{\mathrm{T}}, \tag{A3}$$

其中 φ,ϕ 分别是纵、横波的位势；正、负号分别表示波沿 z 轴的正方向和负方向行进；T 表示矩阵的转置.

根据位移应变关系和虎克定律，可以确定一个 4×4 的矩阵 $\mathbf{T}_l$，使得

$$\boldsymbol{S}_l=\mathbf{T}_l\boldsymbol{\Phi}_l. \tag{A4}$$

定义传播矩阵为

$$\mathbf{G}_l=\mathbf{T}_l\mathbf{E}_l\mathbf{T}_l^{-1}, \tag{A5}$$

$$\mathbf{E}=\mathrm{diag}(e^{i\gamma_l h_l},e^{i\nu_l h_l},e^{-i\gamma_l h_l},e^{-i\nu_l h_l}), \tag{A6}$$

$$\gamma_l=\begin{cases}\sqrt{\omega^2\alpha_l^{-2}-k^2}, & \omega/\alpha_l\geqslant k;\\ -i\sqrt{k^2-\omega^2\alpha_l^{-2}}, & \omega/\alpha_l<k;\end{cases}\qquad \nu_l=\begin{cases}\sqrt{\omega^2\beta_l^{-2}-k^2}, & \omega/\beta_l\geqslant k;\\ -i\sqrt{k^2-\omega^2\beta_l^{-2}}, & \omega/\beta_l<k.\end{cases}$$

其中 α_l,β_l,h_l 与正文中意义同。i 为虚数单位。

设有一薄层区，其上部的厚层序号为 m，下部厚层的序号为 n．由界面两侧位移应力矢量连续可得

$$\boldsymbol{\Phi}_n = \mathbf{T}_n^{-1}\mathbf{G}_{n-1}\mathbf{G}_{n-2}\cdots\mathbf{G}_{m+1}\mathbf{T}_m\boldsymbol{\Phi}_m = \mathbf{M}\boldsymbol{\Phi}_m. \tag{A7}$$

用 Q_{ij} 表示(A7)中任意一个 4×4 矩阵的元素．定义一个 6×6 的矩阵，称为原矩阵的 δ 矩阵，其元素由下式定义

$$\begin{aligned} &\hat{Q}_{rs} = Q_{ik}Q_{jl} - Q_{il}Q_{jk}, \qquad (i,k = 1,2,3, i<j\leqslant4, k<l\leqslant4)\\ &r = i(7-i)/2 + j - 4, \qquad s = k(7-k)/2 + l - 4. \end{aligned} \tag{A8}$$

设 P，S 波从第 n 层介质入射到薄层区，即令

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Phi}_n &= (1,1,R_{PP} + R_{SP}, R_{PS} + R_{SS}),\\ \boldsymbol{\Phi}_m &= (T_{PP} + T_{SP}, T_{PS} + T_{SS}, 0, 0), \end{aligned} \tag{A9}$$

将(A9)代入(A7)，可得反射、透射率系数为

$$\begin{cases} R_{PP} = -\hat{M}_{41}/\hat{M}_{11}, & R_{PS} = -\hat{M}_{31}/\hat{M}_{11},\\ R_{SP} = \hat{M}_{21}/\hat{M}_{11}, & R_{SS} = \hat{M}_{31}/\hat{M}_{11},\\ T_{PP} = M_{22}/\hat{M}_{11}, & T_{PS} = -M_{21}/\hat{M}_{11},\\ T_{SP} = -M_{12}/\hat{M}_{11}, & T_{SS} = M_{11}/\hat{M}_{11}. \end{cases} \tag{A10}$$

当波从 m 层向薄层入射时，只需在计算 $\mathbf{M}$ 时从 n 到 m 求矩阵的积，(A10)式除 P—S，S—P 转换型透、反射系数差一负号外仍然成立．

Fuchs 给出了计算(A10)所需的矩阵元素的大部分公式[9]，只有 $\mathbf{T}_n^{-1}$ 的部分 δ 矩阵元素的公式没有给出，这不难由定义求得．由于二重傅氏变换的定义不同，在使用 Fuchs 所给公式时，应将 k，ω 变成 $-k$，$-\omega$．

参 考 文 献

[1] Hong, T. L. and Helmberger, D. V., Glorified optics wave propagation in nonplanar structure, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **68**, 1313—1330, 1978.

[2] Kristin, S. V. and Langston, C. A., The Meckeringg earthquake of 14. October 1968: A possible downward propagating rupture, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **77**, 1558—1578, 1984.

[3] Liu Qiyuan and Kind, R., Lateral variations of the structure of the crust-mantle boundary from conversions of teleseismic *P* waves, *J. Geophys.*, **60**, 149—156, 1986.

[4] Kind, R., Kosarev, G. L., Makeyeva, L. I. and Vinnik, L. P., Observation of laterally inhomogeneous anisotropy in continental lithosphere, *Nature*, **318**, 356—361, 1985.

[5] Tanimoto, T., The three-dimension shear wave structure in the mantle by overtone waveform inversion-I: Radical seismogram inversion, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **189**, 713—740, 1987.

[6] Aki, K. and Richards, P. G., Quantitive Seismology, Theory and Method I, W. H. Freeman and Co. San Francisco, California, 1980.

[7] Fuchs, K. and Müller, G., Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison of observations, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **42**, 417—433, 1971.

[8] Liu Qiyuan and Shao Xuezhong, Study of dynamic characteristics of *PS*-converted waves with synthetic seismograms, *Earthquake Research in China*, **1**, 215—229, 1986.

[9] Fuchs, K., The reflection of spherical waves from transition zone with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density, *J. Phys. Earth*, **16**, 27—41, 1968.

[10] Kind, R., The reflectivity method for different source and receiver structure and comparison with GRF data, *J. Geophys.*, **58**, 146—152, 1985.

[11] Daley, P. F. and Hron, F., Ray-reflectivity method for *SH*-waves in stacks of thin and thick layers, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **69**, 527—535, 1982.

[12] Wiggins, K. A. and Helmberger, D. V., Synthetic seismogram computation by expansion in generalized rays, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **37**, 73—90, 1974.

[13] Kennett, B. L. N., Reflection, rays and reverbration, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **64**, 1665—1696, 1974.

[14] Langston, C. A. and Helmberger, D. V., A procedure for modeling shellow dislocation sources, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **42**, 117—130, 1975.

[15] Futterman, W. I., Dispersive body waves, *J. Geophys. Res.*, **67**, 5279—5291, 1962.
[16] Burdick, L. J. and Langston, C. A., Modeling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body waves, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **67**, 677—691, 1977.

THE RAY-MATRIX METHOD OF SYNTHETIC SEISMOGRAMS FOR DIFFERENT SOURCE AND RECEIVER STRUCTURES

LIU QI-YUAN　FAN HUI-JI
(Institute of Geology, State Seismological Bureau, Beijing 100029)

Abstract

The generalized ray theory of synthetic seismograms has been extended to calculate seismic body waveforms in the Earth model with different source and receiver areas. For this purpose, the Earth model used is divided into three parts: the source, the receiver and the mantle areas. In the new algorithm, the generalized ray theory and the propagator-matrix theory are combined together, and the multiple reflections within thin layers can be included automatically. A new automatic ray-code technique has been described, which makes the data file for the ray-codes used greatly simplified.

The algorithm in this paper has been compared with the reflectivity method (Kind, 1985) on the same model. It has been shown that the synthetic seismograms by this two methods are quite consistent each other and the computation time of our method is much less than that of the reflectivity method.

Key words Synthetic seismogram, Generalized ray theory, Propagator-matrix.