

地震震源及介质参数 测定方法引论

中国地震局地震预测研究所
地震图像与数字地震观测资料应用研究实验室

地震出版社

地震震源及介质参数测定方法引论

中国地震局地震预测研究所
地震图像与数字地震观测资料应用研究实验室

地震出版社

图书在版编目(CIP)数据

地震震源及介质参数测定方法引论 / 中国地震局地震预测研究所, 地震图像与数字地震观测资料应用研究实验室著. — 北京: 地震出版社, 2013.10
ISBN 978-7-5028-4330-4

I. ①地… II. ①中… ②地… III. ①震源参数—测定法 IV. ①P315.6

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2013)第 175365 号

地震版 XM3105

地震震源及介质参数测定方法引论

中国地震局地震预测研究所 地震图像与数字地震观测资料应用研究实验室
责任编辑: 刘晶海
责任校对: 庞亚萍

出版发行: 地震出版社

北京民族学院南路 9 号

邮编: 100081

发行部: 68423031 68467993

传真: 88421706

门市部: 68467991

传真: 68467991

总编室: 68462709 68423029

传真: 68455221

专业部: 68467982 69721991

<http://www.dzpress.com.cn>

经销: 全国各地新华书店

印刷: 北京地大天成印务有限公司

版(印)次: 2013 年 10 月第一版 2013 年 10 月第一次印刷

开本: 787×1092 1/16

字数: 320 千字

印张: 12.5

印数: 001~600

书号: ISBN 978-7-5028-4330-4/P(5019)

定价: 50.00 元

版权所有 翻印必究

(图书出现印装问题, 本社负责调换)

编写组

顾问：陈章立 郑斯华

主编：赵翠萍

副主编：王勤彩 华 卫

编委：周连庆 史海霞 陈翰林 崔子建

李志雄 刘 杰 高景春 刘红桂

前 言

从某种意义上来说,地震学和地震预测都是观测科学,离开有关的观测,地震预测只能是“占星术士”的卜算。地震学和地震预测研究的发展历程表明,地震预测问题的提出及预测研究与实践的开展,是与地震学的发展紧密地联系在一起的。这是因为正如著名地震学家加里津所言:“地震是刹那间照亮地球内部的一盏明灯”,地震波携带着来自地震震源和地球介质的丰富信息。这决定开展地震观测,提取和分析地震波携带的丰富信息是克服地球内部“不可入性”这一地震预测的首要困难的最重要的途径。但地震波信息的提取与分析在很大程度上依赖于地震观测技术。一百多年前模拟地震观测技术的诞生、发展和地震台网的建立使地震学家可以测定地震基本参数(发震时间、震源位置和震级),研究地震活动时空强分布特征,为地震预测研究与实践提供了不可缺少的重要基础。但模拟地震观测技术固有的弱点决定要根据模拟地震记录测定其他新的震源参数和介质参数并非易事,这在很大程度上制约了地震预测研究的深入。20世纪70年代中期,数字地震观测技术的诞生标志着地震学的发展进入了一个新的时期。数字地震记录所具有的频带宽、动态范围大、分辨率高和利于用计算机进行数据处理等优点,为从地震波中提取更多的信息,测定新的震源参数和介质参数提供了可能,从而给地震预测研究的深入带来了新的希望。

介质参数主要指描述介质的非完全弹性、不均匀性和各向异性的参数,如 Q 值和 S 波分裂延迟时间等。新的震源参数是相对于传统的地震基本参数而言的,主要包括地震矩 M_0 、矩震级 M_w 、震源尺度、地震应力降 $\Delta\sigma$ 、震源辐射能量 E_R 、视应力 τ 、地震断层面的平均错距 D 和震源机制解等。以地震基本参数目录为基础数据的地震活动动态图像的分析,虽然是地震预测研究与实践中广泛使用的重要方法,并具有一定的成效,但由于地震基本参数目录的独立参数数目明显小于描述地震的发生所需要的自由度,因此由地震活动动态图像分析所给出的地震预测意见,难以避免带有不同程度的不确定性。这决定开展新的震源参数和介质参数的测定,对于在地震预测研究与实践中,增加物理含义明确的新的独立参数,以减少地震预测的不确定性,是至关重要的。

地震行业基金项目《新参数地震目录及其在地震预测研究中的应用研究》正是基于以上认识而设定的。项目由中国地震局地震预测研究所《地震活动图像与数字地震观测资料应用研究实验室》(以下简称《实验室》)会同北京、河北、山东、福建、广东、云南、四川、甘肃、新疆等9个省(区、市)区域数字地震台网中心和中国地震台网中心的有关地震科技人员共同完成。本书是在项目研究的基础上扩展、编写的,目的是为有关的地震科技人员学习新的震源和介质参数测定方法原理的知识提供索引。

全书共分十一章。前四章介绍有关的基本概念和相关的基础知识,为后几章奠定必要的基础。其中,第一章介绍了地震图的内涵,即台站记录的地震波所包含的要素及其物理含义。这是思考怎样由地震记录测定地震震源和介质参数的基本出发点。第二章对地球脆裂圈及介质强度的含义做了说明,目的在于帮助读者正确理解地震发生的环境及“大地震”与“小地震”的含义及相应的震源参数测定方法的差别。第三章对地震震源及震源参数的物理含义做了说明,这是正确理解震源参数的测定方法原理和利用测定的震源参数开展地

震预测等研究的前提。第四章介绍了数字地震资料分析处理的有关知识,这是利用数字地震观测资料来测定震源参数和介质参数不可缺少的重要基础。第五章至第九章是本书的重点。鉴于不论震源参数或介质参数的测定,还是地壳结构的反演都离不开震源位置的精确测定,第五章对目前常用的地震精确定位方法的原理做了介绍,第六章至第八章介绍了利用区域数字地震台网的波形记录测定“小地震”震源参数和介质参数的方法原理;其中,第六章重点介绍了区域 Q 值和台站场地响应测定的方法原理,这是测定“小地震”地震矩、应力降、震源尺度、编制新参数地震目录的基础。同时从服务地震预测的角度出发,对几种常用的小区域 Q 值测定的方法做了介绍,并对其适用条件做了说明;第七章首先对震源参数的物理含义做了简要说明,这有助于将其用于地震预测研究。在此基础上介绍了“小地震”震源参数测定的方法原理;第八章从服务于地震预测研究的角度出发,对地壳介质各向异性的含义做了说明,在此基础上介绍了有关参数测定的方法原理。第九章介绍了“大地震”震源参数测定的方法原理;最后两章主要服务于不同时间尺度的地震预测研究。鉴于地壳的精细结构对确定潜在的大震震源区至关重要,第十章对利用区域数字地震台网的波形记录反演速度结构和 Lg 波 Q_{Lg} 结构的方法原理作了简要的介绍。第十一章根据目前对浅源地震发生的物理实质及孕震物理过程可能的主要特征的认识和震源参数、介质参数的物理含义,对数字地震观测资料在地震预测研究中的可能应用做了展望性的讨论。

需要说明的是,不论是震源参数、介质参数的测定,还是地壳结构的反演,方法很多,且在不断改进、发展中。鉴于我们的知识和篇幅所限,本书难以逐一赘述。所介绍的内容仅为正在从事和拟从事这方面工作的地震科技人员,尤其是地震监测预报第一线的科技人员学习有关的知识提供索引。另外,本书介绍的内容涉及地震学、岩石力学、断裂力学和数学等诸多方面的知识,读者可根据需要查阅有关的教科书和文献,本书仅在附录中对在震源参数、介质参数测定中使用较多的一些数学方法的基础知识做了简要的复习。

最后,《实验室》自 2002 年成立以来,得到了国家科技部、外专局和中国地震局监测预报司等职能部门和各省(区、市)地震局领导及陈运泰院士、刘启元、王椿镛、张先康教授等的关心、支持、帮助,在此表示衷心的感谢。

目 录

第一章 地震图的内涵	1
第一节 地震震源谱模型和震源辐射图像	1
第二节 地震波的衰减	7
第三节 场地效应和自由表面效应	13
第四节 仪器响应和噪声	16
第二章 地球脆裂圈和介质的强度	19
第一节 地球内部结构和脆裂圈	19
第二节 脆裂圈介质的强度	22
第三章 地震震源及有关的参数	27
第一节 地震矩张量与地震断层	27
第二节 地震震源参数	32
第四章 数字地震资料分析基础	39
第一节 褶积和傅立叶变换	39
第二节 数字地震信号处理	43
第五章 地震精定位	51
第一节 盖格定位法	51
第二节 双差定位法	54
第六章 测定区域 Q 值和台站场地效应的方法原理	61
第一节 测定区域介质 Q 值方法的基本原理	61
第二节 测定台站场地效应方法的基本原理	74
第七章 测定“小地震”震源参数的方法原理	81
第一节 测定地震矩、应力降、震源尺度和辐射能量的方法原理	81
第二节 确定震源机制的方法原理	89
第八章 地球介质各向异性及有关参数测定的方法原理	97
第一节 地球介质各向异性及其地震波传播的特征	97
第二节 S 波分裂和谱振幅相关分析及测定有关参数的方法原理	100

第九章 反演地震矩张量和强震破裂过程的方法原理.....105

 第一节 反演地震矩张量的方法原理.....105

 第二节 反演强震震源破裂过程的方法原理.....111

第十章 区域地壳结构的反演123

 第一节 地壳三维速度结构的地方震层析成像.....123

 第二节 三维衰减结构层析成像.....132

 第三节 地壳三维散射结构成像.....142

 第四节 Lg 波 Q_{Lg} 值的二维层析成像.....153

第十一章 数字地震观测与地震预测研究.....161

 第一节 浅源地震发生的物理和孕震过程可能的主要特征.....161

 第二节 数字地震观测资料在地震预测研究中的可能应用.....164

附录 I 矩阵概念171

附录 II 最小二乘法原理177

附录 III 共轭梯度法原理180

附录 IV 遗传算法原理183

参考文献185

第一章 地震图的内涵

地震图是由地震震源错动激发的，在地球介质里传播，被接收点的地震仪器记录的地震波的波形图。通常把各种不同类型的地震波称为震相。接收点的地震仪器能清晰地记录到那些震相，与地震的大小、震源距、震源深度、地球内部结构及地震仪器的频率特性等多种因素有关。地震仪器记录的任何一种震相的地震波位移都可以用下式表示：

$$U_{ij}(t)=[S_i(t)*\phi_i(\theta,\delta,\lambda)*P_{ij}(t)*L_j(t)+N_j(t)]*Surf_j*I_j(t) \quad (1.1)$$

式中， i 和 j 分别为地震和台站的代码； $*$ 表示褶积； $U_{ij}(t)$ 为第 j 个台站记录的第 i 个地震的某震相地震波的位移； $S_i(t)$ 是第 i 个地震震源错动所辐射的地震波的位移，称为震源效应，在频率域里称为震源谱； $\phi_i(\theta,\delta,\lambda)$ 是与震源机制等有关的地震辐射图像因子，其中 θ 为台站相对于震源的方位角； δ 和 λ 分别为地震断层面的倾角和滑动角； $P_{ij}(t)$ 描述地震波从震源 i 传播至台站 j 的过程中的衰减，称为传播路径效应，或格林（Green）函数； $L_j(t)$ 描述台站 j 附近近地表地层介质对地震动的放大作用，称为场地效应； $Surf_j$ 描述地表自由表面对入射的地震波的响应，称为自由表面效应； $I_j(t)$ 描述地震动与地震仪器记录的关系，称为仪器响应，在频率域又称为传递函数； $N_j(t)$ 为台站 j 的噪音。通过傅立叶变换，可把式（1.1）在频率域里表达为：

$$U_{ij}(f)=[S_i(f)\phi_i(\theta,\delta,\lambda)P_{ij}(f)L_j(f)+N_j(f)]Surf_jI_j(f) \quad (1.2)$$

式中噪音 $N_j(f)$ 一般因地因时而异，但都可以根据地震波之前的地震仪器记录予以扣除。在扣除了 $N_j(f)$ 后，即有：

$$U_{ij}(f)=S_i(f)\phi_i(\theta,\delta,\lambda)P_{ij}(f)L_j(f)I_j(f)Surf_j \quad (1.3)$$

下面分别对式（1.3）右边各项的含义作进一步的说明。

第一节 地震震源谱模型和震源辐射图像

有时把 $S_i(f)$ 和 $\phi_i(\theta,\delta,\lambda)$ 合并称为震源效应。严格来说，这是不妥的，虽然 $S_i(f)$ 和 $\phi_i(\theta,\delta,\lambda)$ 都与震源辐射有关，但两者的物理含义有别。 $S_i(f)$ 与地震的大小相关联，而 $\phi_i(\theta,\delta,\lambda)$ 与地震大小无关，取决于震源机制和台站相对于震源的方位。

1. 地震震源谱模型

Brune（1970）从位错理论出发，给出了震源谱 $S_i(f)$ 的表达式：

$$S_i(f)=\frac{\Omega_0}{1+(f/f_c)^2} \quad (1.4)$$

式中， Ω_0 为震源谱的低频渐近线值，也称为零频极限值，或震源谱振幅。 f_c 为震源谱的低频渐近线与高频渐近线交点处的频率（图 1.1），称之为拐角频率。 Ω_0 主要反映地震的大小，后面有关章节将给出 Ω_0 与标量地震矩 M_0 的关系。 f_c 也与地震大小（破裂的尺度）有关；由测不准关系（陈运泰等，2000）：

$$f_c = \frac{av_r}{L} \tag{1.5}$$

式中， v_r 为破裂速度， L 为破裂的尺度， a 为与破裂模型有关的常数。

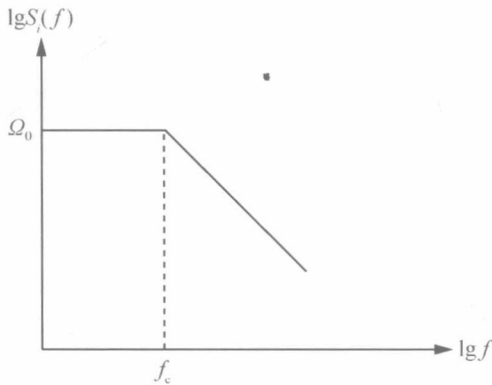


图 1.1 Brune 震源谱模型示意图

通常把式 (1.4) 表示的震源模型称为 ω^{-2} 模型 ($\omega = 2\pi f$)，对 ω^{-2} 模型，国内外有些学者曾提出质疑，认为根据一些地震波的拟合，应为 ω^{-3} 模型。但对此不少人同样提出质疑，认为拟合时关键在于怎样有效地扣除非弹性衰减。鉴于震源谱模型直接关系到震源参数的测定，因此不少人从理论或实际观测资料的拟合对其作了研究：

Shearer (1999) 用地震矩张量 $M(t)$ 的斜坡函数来表征点源。这是对点源的最简单、最逼真的描述，有时称之为 Haskell 震源。 $M(t)$ 的时间导数 $\dot{M}(t)$ 即为远场地震波位移 $u(t)$ 。按地震学的线性迭加原理，有限断层震源的远场位移为各点源远场位移的和，得到有限断层震源辐射的远场地震波位移 $A(t)$ 。这时 $A(t)$ 为宽度分别为 τ_r 和 τ_d 的两个箱形函数的褶积， τ_r 为有限断层震源上升时间， τ_d 为视破裂持续时间，假设 $\tau_d > \tau_r$ 。Shearer 依此给出在频率域里远场地震波位移振幅谱 $A(\omega)$ 的表达式：

$$\lg|A(\omega)| - G = \begin{cases} \lg M_0 & \omega \leq 2/\tau_d \\ \lg M_0 - \lg \frac{\tau_d}{2} + \lg \omega^{-1} & 2/\tau_d < \omega < 2/\tau_r \\ \lg M_0 - \lg \frac{\tau_d \tau_r}{2} + \lg \omega^{-2} & \omega \geq 2/\tau_r \end{cases} \tag{1.6}$$

式中， $\omega = 2\pi f$ ， $G = \lg g$ ， g 为定标项，即式 (1.3) 中的 $\phi_i(\theta, \delta, \lambda) P_{ij}(f) L_j(f) I_j(f) Surf_j$ 。式 (1.6) 可用图 1.2 表示。 $2/\tau_d$ 为低频渐近线与中间频率段渐近线交点的频率。 $2/\tau_r$ 为中间频率段渐近线与高频渐近线交点的频率。 $2/\tau_d$ 和 $2/\tau_r$ 都称之为拐角频率。然而在实际的观测谱中，中间频率段 (ω^{-1} 段) 往往很短，不易识别，这主要是因为一般来说 τ_d 与 τ_r 相差

不大，尤其对中小地震，两者很接近。故只能识别出由 ω^0 与 ω^{-2} 渐近线的交点定义的拐角频率 f_c 。将式 (1.6) 与式 (1.3) 对照可知，式 (1.6) 的右边即为 $\lg S_i(f)$ ，故 $S_i(f)$ 为 ω^{-2} 模型。

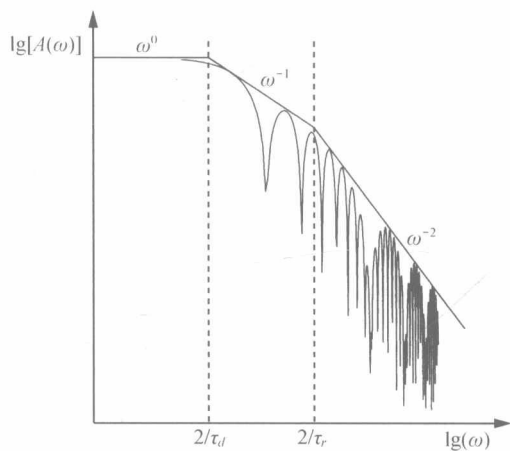


图 1.2 Shearer 给出的震源谱模型

ω^{-2} 为震源模型的振幅谱，它是两个 $\sin c$ 函数的乘积，相当于时间域里两个持续时间分别为 τ_d 和 τ_r 的箱形函数的褶积。谱振幅在 $2/\tau_d < \omega < 2/\tau_r$ 时按 ω^{-1} 衰减，在 $\omega > 2/\tau_r$ 时按 ω^{-2} 衰减。图中 $\tau_d = 8\tau_r$ 。

陈运泰等 (2000) 鉴于目前比较一致的看法，即一次大破裂是由许多小尺度的破裂组成的，以及式 (1.5) 所指示的地震越小 (破裂尺度 L 越小)，拐角频率 f_c 越大，认为“小”地震是“大”地震震源谱的高频成分的主要来源。依此，根据地震分布的自相似性和地震力学的结果证明震源谱为 ω^{-2} 模型。并指出高频衰减系数反映地震断层面的总体几何形态和破裂的传播过程，即反映地震破裂的运动学性质。

正如前面所指出，为了验证理论震源谱模型是否正确，曾有不少人对实际观测的地震波进行拟合。但对拟合结果，同样有不少人提出质疑。这不仅在于怎样有效地扣除非弹性衰减是值得研究的，还在于自由表面效应 $Surf_j$ 也是很复杂的。为了避开这两方面的困难，我们采用经验格林函数的方法 (也叫谱比法) 对震源谱模型进行检验。所谓经验格林函数意指如果有两个地震，其震源位置足够接近，且震源机制相似 (波形相似)；震级相差较大，至少相差 1 级左右，则可以把这地震对中较小地震 (用脚标 S 表示) 的观测谱 $U_{sj}(f)$ 作为较大地震 (用脚标 L 表示) 的观测谱 $U_{lj}(f)$ 的经验格林函数。在分别扣除噪音后，由式 (1.3)，同一个台站记录到的这两个地震的观测谱分别为：

$$U_{lj}(f) = S_L(f)\phi_L(\theta,\delta,\alpha)P_{lj}(f)L_j(f)I_j(f)Surf_j \tag{1.7}$$

$$U_{sj}(f) = S_s(f)\phi_s(\theta,\delta,\lambda)P_{sj}(f)L_j(f)I_j(f)Surf_j \tag{1.8}$$

由于两个地震的震源位置足够接近，有 $P_{lj}(f) \approx P_{sj}(f)$ ，且因两个地震的震源机制相似， $\phi_L(\theta,\delta,\lambda) \approx \phi_s(\theta,\delta,\lambda)$ ，因此将式 (1.7) 与式 (1.8) 相除，得到：

$$B_{Lsj}(f) = \frac{U_{lj}(f)}{U_{sj}(f)} = \frac{S_L(f)}{S_s(f)} \tag{1.9}$$

即两个地震震源谱的比率与这两个地震的观测谱的比率相等。按式 (1.5) 可知, f_{CS} 显著大于 f_{CL} ; 地震对的这两次地震的震源谱如图 1.3 所示, 观测谱的比率如图 1.4 所示。

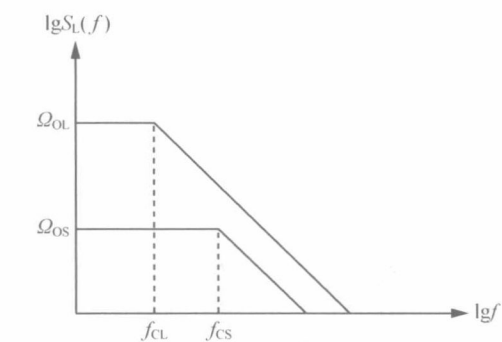


图 1.3 经验格林函数方法中, 地震对的震源谱示意图

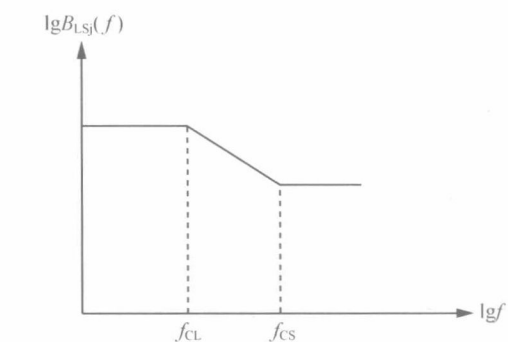


图 1.4 经验格林函数方法中, 地震对的观测谱比率示意图

注意到由于两次地震相差较大, $f_{CL} \ll f_{CS}$, 因此, 频率在 $f_{CL} - f_{CS}$ 之间时:

$$B_{LSj}(f)=\frac{U_{Lj}(f)}{U_{Sj}(f)}\approx \frac{\Omega_{OL}/\Omega_{OS}}{1+(f/f_{CL})^\gamma}$$

(1.10)

式中, γ 为高频衰减系数。也就是说, 频率在 $f_{CL} - f_{CS}$ 之间时, 地震对观测谱比率的衰减系数应接近于较大地震震源谱的高频衰减系数。因此, 可通过地震对两次地震观测谱比率 $B_{LSj}(f)$ 与频率 f 的关系的分析, 由其下降段的斜率来确定震源谱的高频衰减系数, 验证震源谱模型。表 1.1~表 1.3 是华卫等根据不同地区的地震对记录计算的地震震源谱高频衰减系数的部分结果。

表 1.1 广东新丰江地震震源谱高频衰减系数

地震对		日 期	发震时刻	震级 M_L	地震对的 距离/km	台站	高频衰 减系数
		年 月 日	时 分 秒				
A	A1	2003 04 05	09 12 35.8	3.4	3.6	新港	-2.00
	A2	2003 07 25	21 52 08.4	1.3			
B	B1	2003 04 05	09 12 35.8	3.4	3.7	新港	-2.06
	B2	2003 07 26	00 17 17.0	0.8			

表 1.2 山东青岛地震震源谱高频衰减系数

地震对		日期	发震时刻	震级 M_L	地震对的 距离/km	台站	高频衰 减系数
		年 月 日	时 分 秒				
A	A1	2003 06 05	18 35 52.5	4.0	3.6	黄岛	-1.99
	A2	2003 06 07	11 44 26.4	1.9			
B	B1	2003 06 05	18 35 52.5	4.0	2.7	黄岛	-2.02
	B2	2003 07 07	23 17 23.8	1.9			

表 1.3 云南大姚地震震源谱高频衰减系数

地震对		日期	发震时刻	震级	地震对的 距离/km	台站	高频衰 减系数
		年 月 日	时 分 秒	M_L			
A	A1	2003 07 26	02 30 09.8	2.3	0.6	三台	-2.00
	A2	2003 08 05	20 49 04.1	0.6			
B	B1	2003 07 23	14 46 28.1	4.0	1.1	昙华	-1.99
	B2	2003 07 31	18 21 25.2	2.0			
C	C1	2003 11 07	04 47 31.0	4.0	0.1	六苴	-2.08
	C2	2003 10 18	01 04 32.6	1.5			
D	D1	2003 10 27	10 27 08.6	4.1	0.6	马茨	-2.02
	D2	2003 10 26	11 55 53.8	2.0			

表 1.1、1.2、1.3 的结果表明，三个不同地区 8 个地震对所给出的地震震源谱高频衰减系数都为-2.00 左右。正如前面所述，该方法避开了传播路径效应和自由表面效应问题，结果具有较高的可信度，因此，不论是 Brune、Sheare 和陈运泰等从不同角度所作的理论推导，还是用经验格林函数方法所作的检验都表明震源谱为 ω^{-2} 模型。

2. 震源辐射图像

震源辐射图像描述的是震源破裂所辐射的地震波位移的分布，因子 $\phi_i(\theta, \delta, \lambda)$ 与震源破裂方式及台站相对震源的方位有关。由于在多数情况下，台站与震源之间的距离远大于震源尺度，因此，往往把震源视为点源。第三章将论及对点源，一般可以用一对大小相等、方向相反的共轭力偶，即双力偶来描述。许多专著，如付淑芳等（1980），付承义等（1985），Shearer（1999），陈运泰等（2000）都根据震源位错导出双力偶点源的远场位移表达式。如图 1.5 所示，假定震源坐标系为 $x_1、x_2、x_3$ ， $x_1、x_2$ 为双力偶中力的作用方向，双力偶位于 (x_1, x_2) 平面里，地震断层错动在 (x_1, x_3) 平面或 (x_2, x_3) 平面里。观测坐标系为球坐标 (r, θ, ϕ) ，则在台站 A，由双力偶点源所激发的远场地震波位移如下：

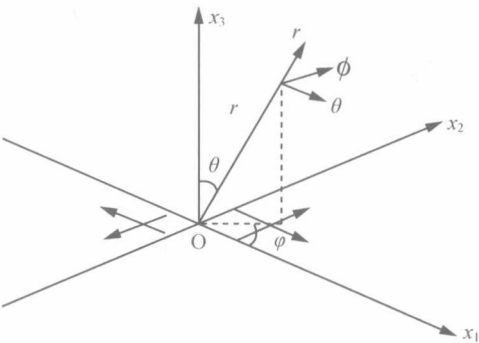


图 1.5 双力偶点源及坐标系示意图

x_1, x_2, x_3 为震源坐标系； r, θ, ϕ 为观测坐标系；O 为点源；双力偶位于 (x_1, x_2) 平面里；
地震断层错动在 (x_1, x_3) 平面或 (x_2, x_3) 平面里

$$u_r = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\alpha} \right) \sin^2 \theta \sin 2\phi \quad (1.11)$$

$$u_\theta = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\beta} \right) \sin \theta \cos \theta \sin 2\phi \quad (1.12)$$

$$u_\phi = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\beta} \right) \sin \theta \cos 2\phi \quad (1.13)$$

式中, ρ 为介质密度, α 和 β 分别为 P 波、S 波的速度, r 为震源距, t 为时间, 取震源开始错动的时刻为 $t=0$, $\dot{M}$ 为双力偶中一个力偶的时间导数, θ 和 ϕ 分别自 x_3 轴和 x_1 轴按图 1.5 所示的箭头方向度量。

在图 1.5 所示的坐标系, u_r, u_θ, u_ϕ 分别为远场的 P 波、SV 波和 SH 波的位移。

由式 (1.12) 和式 (1.13) 可得到双力偶点源辐射的远场 S 波的位移 u_s :

$$\begin{aligned} u_s &= (u_\theta^2 + u_\phi^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\beta} \right) \sin \theta (1 - \sin^2 \theta \sin^2 2\phi)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.14)$$

由式 (1.11) 和式 (1.14) 可知: 在垂直于双力偶的平面里, 即 $\theta=0, \pi$ 时, $u_p=0$, $u_s=0$; 而在双力偶平面里, 即 $\theta=\frac{\pi}{2}$ 时, 有:

$$u_p = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\alpha} \right) \sin 2\phi \quad (1.15)$$

$$u_s = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} \dot{M} \left(t - \frac{1}{\beta} \right) \cos 2\phi \quad (1.16)$$

由以上两式可知, 在双力偶平面里, 沿双力偶两个共轭的力偶的作用方向, 即 $\phi=0, \pi$, $\pm\frac{\pi}{2}$ 的方向, $u_p=0$, $|u_s|$ 达最大; 而在 $\phi=\pm\frac{\pi}{4}$, $\pm\frac{3}{4}\pi$ 的方向, $|u_p|$ 达最大, $u_s=0$, 这也就是说, 如图 1.6 所示, 在双力偶平面里 P 波与 S 波位移强弱的变化, 彼此相差 $\frac{\pi}{4}$ 。

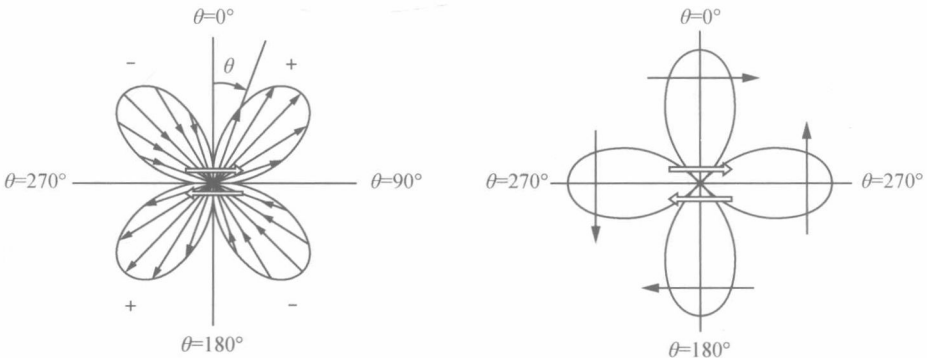


图 1.6 在双力偶平面里双力偶点源辐射的 P 波和 S 波位移分布

尽管在震源距 r 远大于震源尺度时, 可把震源视为点源, 但实际的震源不是一个点, 而是有一定尺度的, 破裂也不是在瞬间, 而是在一定的时间里完成的。这时可把地震断层面分为许多小的单元, 每个小单元的尺度都显著小于震源距, 都可视为点源, 按上述公式计算 P 波, S 波的位移。然后按地震学的线性迭加原理, 把每个小单元—双力偶点源辐射的 P 波, S 波位移分别求和, 得到有限断层震源辐射的 P 波和 S 波位移。应注意的是对每个双力偶点源, 不仅震源距 r 不同, 而且错动的时间也不同。可以看成是双力偶点源沿断层面上移动, 称作有限移动源。对有限移动源, 其震源辐射图像与震源破裂方式有关。图 1.7 展示了单侧破裂和双侧破裂的有限移动源辐射的 P 波和 S 波位移的分布。可以看出, 虽然不论是单侧破裂, 还是双侧破裂, P 波与 S 波强弱的变化也彼此相差 $\frac{\pi}{4}$, 但单侧破裂与双侧破裂的辐射图像明显有别。单侧破裂, 沿破裂方向的位移显著较大; 双侧破裂的辐射图像是否对称, 取决于破裂本身是否对称。

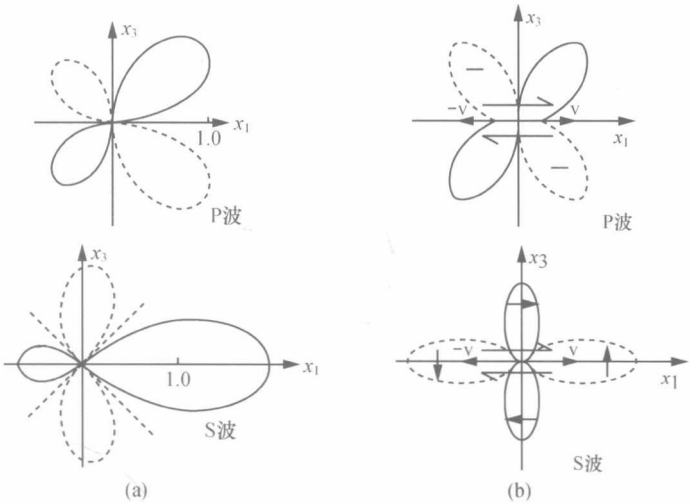


图 1.7 有限移动源辐射的 P 波和 S 波的位移分布

(a) 单侧破裂; (b) 双侧破裂; 断层在 (x_1, x_3) 平面里, x_1 与断层滑动矢量平行, x_2 与断层面法线取向一致

震源辐射图像是地震学研究的一个重要问题。后面有关章节将论及在测定震源参数, 如地震矩和应力降时必须考虑震源辐射图像的问题, 在反演地震破裂过程时, 也必须顾及震源辐射图像。同时震源辐射图像又可用于判断震源机制解中, 哪个节面为断层面。

第二节 地震波的衰减

地震波在传播过程中, 波的振幅 (或者说能量) 总体上随距离的增大而减小的现象称为地震波的衰减, 即上节所称的传播路径效应。式 (1.3) 中的 $P_{ij}(f)$ 可以写成:

$$P_{ij}(f) = G_{ij} q_{ij}(f) \tag{1.17}$$

式中的 G_{ij} 为与频率 f 无关的几何扩散, 描述波在传播过程中, 由于波阵面的扩大, 通过波阵面的单位面积的能量逐渐减少。 $q_{ij}(f)$ 为非弹性衰减, 描述由于地球介质的不均匀和非完

全弹性，波在传播过程中的能量耗损。

1. 地震波的能量密度和几何扩散

在物理学中，波的能量密度 E 为动能密度 E_k 与势能密度 E_w 的和，即：

$$E = E_k + E_w \quad (1.18)$$

按物理学的定义，有：

$$E_k = \frac{1}{2} \dot{u}^2 \rho \quad (1.19)$$

式中， ρ 为介质密度， $\dot{u}$ 为波在传播过程中介质质点运动的速度，即位移 u 的时间导数。

$$E_w = \frac{1}{2} \sigma_{ij} e_{ij} \quad (1.20)$$

式中的 σ_{ij} 和 e_{ij} 分别为应力张量和应变张量。

在远场的情况下，可把地震波看成是简谐平面波。假定简谐 S 波沿 x 方向传播，其质点运动的方向与波的传播方向垂直，即在笛卡尔坐标系 (x, y, z) 里，位移沿 y 方向，故有：

$$u = u_y = A \sin(\omega t - kx) \quad (1.21)$$

式中， A 为地震波质点运动位移的振幅， $\omega = 2\pi f$, $k = \omega / \beta$ 为波数， β 为 S 波速度。

$$\dot{u} = A\omega \cos(\omega t - kx) \quad (1.22)$$

将式 (1.22) 代入式 (1.19) 得到：

$$E_k = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx) \quad (1.23)$$

注意到以下关系：

$$e_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_i u_j + \partial_j u_i) \quad (1.24)$$

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} \quad (1.25)$$

在这里有：

$$e_{xy} = e_{yx} = \frac{1}{2} \frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{1}{2} k A \cos(\omega t - kx) \quad (1.26)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 2\mu e_{xy} = \mu k A \cos(\omega t - kx) \quad (1.27)$$

于是在注意到 $k = \omega / \beta$ 和 $\beta^2 = \rho / \mu$ 后，由式 (1.20) 有：

$$E_w = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx) \quad (1.28)$$

故有：

$$E = E_k + E_w = \rho A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t - kx) \quad (1.29)$$

地震波在一个周期 T 里平均的能量密度 $\bar{E}$ 为：

$$\bar{E} = \frac{1}{T} \int_0^T E dt = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 = 2\pi^2 \rho \left(\frac{A}{T} \right)^2 \quad (1.30)$$

对P波也可推出与式(1.30)相同的表达式。按几何扩散的含义和式(1.30), 假定如图1.8所示, 由震源 O 辐射的地震波以速度 c 传播。在时间 t_1 通过波阵面上面积为 ds_1 (相应的震源距为 r_1) 的能流即为:

$$E_{\text{flux}} = \frac{1}{2} \rho c \omega^2 A_1^2 ds_1 \quad (1.31)$$

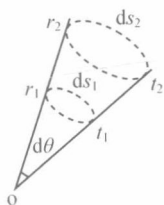


图 1.8 地震波几何扩散示意图

式中, A_1 为时刻 t_1 波的振幅。在时刻 t_2 , ds_1 扩展为 ds_2 (相应的震源距为 r_2), 波相应的振幅为 A_2 , 通过 ds_2 的能流不变, 但这时 E_{flux} 可表达为:

$$E_{\text{flux}} = \frac{1}{2} \rho c \omega^2 A_2^2 ds_2 \quad (1.32)$$

由式(1.31)与式(1.32)有:

$$\frac{A_2}{A_1} = \sqrt{\frac{ds_1}{ds_2}} \quad (1.33)$$

不妨假设 ds 为圆, 则有:

$$\frac{A_2}{A_1} = \sqrt{\frac{ds_1}{ds_2}} = \frac{r_1}{r_2} \quad (1.34)$$

上式表明, 体波的振幅随震源距的增大而减小, 即几何扩散 G 为 R_{ij}^{-1} 。许多研究者(Hasega, 1983; Atkinson, et al., 1992; Singh, et al., 1997) 认为, 对于在半空间里传播的面波, $G_{ij} = R_{ij}^{-0.5}$ 。但由于波在界面的反射迭加, 实际的几何扩散较复杂, 一些研究者(Atkinson, et al., 1992; Singh, et al., 1997) 认为可由用下式表达的分段模型来描述几何扩散:

$$G_{ij} = \begin{cases} R_{ij}^{-b_1} & R_{ij} \leq R_1 \\ R_1^{-b_1} R_1^{b_2} R_{ij}^{-b_2} & R_1 \leq R_{ij} \leq R_2 \\ R_1^{-b_1} R_1^{b_2} R_2^{-b_2} R_2^{b_3} R_{ij}^{-b_3} & R_{ij} \geq R_2 \end{cases} \quad (1.35)$$

式中, R_1 , R_2 如图 1.9 所示。 $R_{ij} \leq R_1$ 时, 记录的震相为直达波; $R_1 \leq R_{ij} \leq R_2$ 时, 直达波列中混杂有反射波等震相; $R_{ij} \geq R_2$ 时出现了Lg波。 b_1 、 b_2 、 b_3 为常数, 一般 $b_1 \approx 1$, $b_2 \approx 0$, $b_3 \approx 0.5$, R_1 、 R_2 与所观测区域的地壳厚度 H 有关, 一般 $R_1 \approx 1.5H$, $R_2 \approx 2.5H$ 。