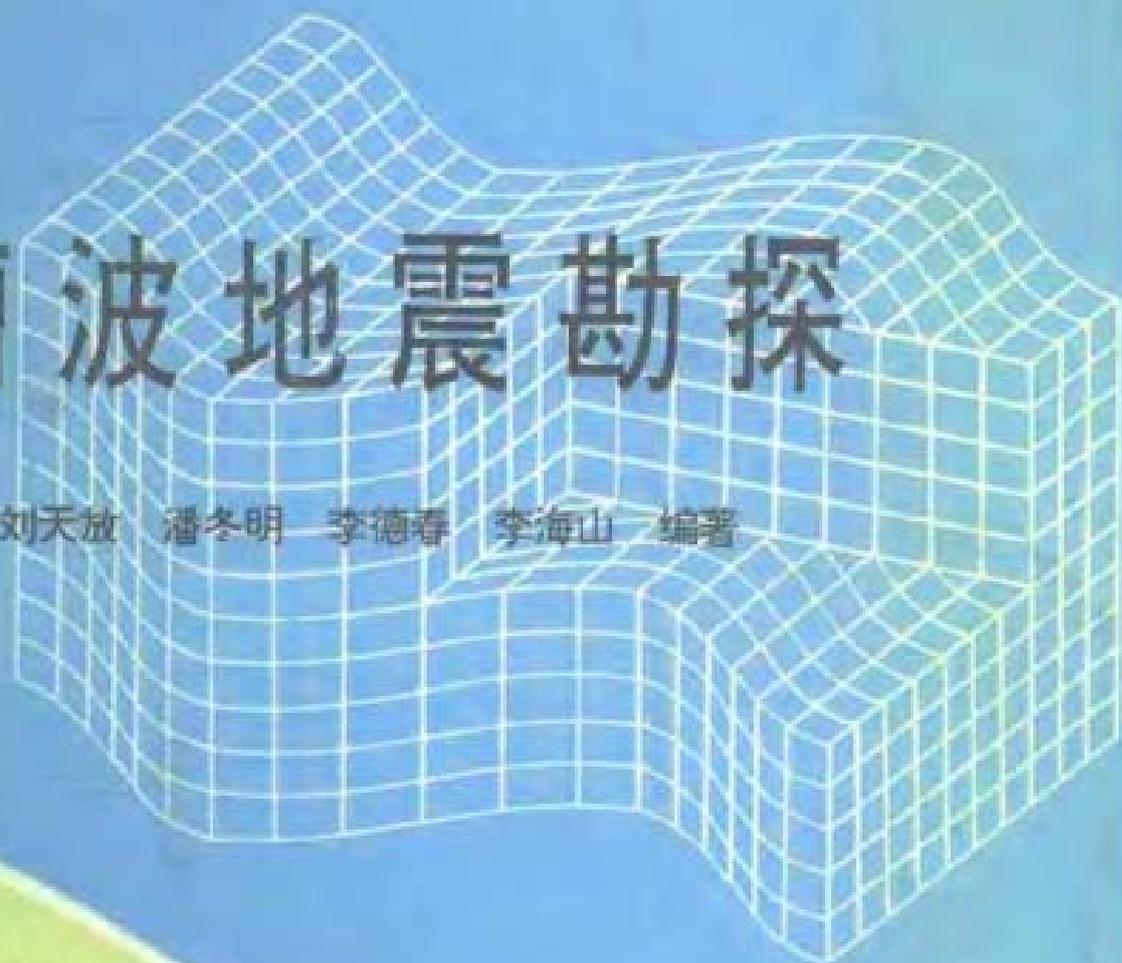


槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著



中国矿业大学出版社

(北京)

4

BOUODIZHENKANTAN

登录号	093380
分类号	P631.4
种次号	059

槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著



52162/24



中国矿业大学出版社

(苏)新登字第 010 号

内容简介

《槽波地震勘探》全书共分八章,第一章扼要介绍与槽波密切相关的地震波理论基础;第二章至第八章介绍了槽波地震勘探应用的物理前提,讨论了槽波形成的条件及其在煤层中的传播规律,槽波的数据采集、数据处理、资料解释以及槽波地震勘探的应用问题。

本书是国内第一本系统介绍槽波地震勘探的专著,可供煤田开发应用地球物理、矿井地质、采矿等专业科研与工程技术人员阅读,也可供大专院校有关专业师生及研究生教学参考。

槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著

责任编辑 王景华

中国矿业大学出版社出版发行

新华书店经销 中国矿业大学印刷厂印刷

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 10.75 字数 260 千字

1994 年 10 月第一版 1994 年 10 月第一次印刷

印数:1~2200 册

ISBN 7 - 81040 - 266 - 8

P·6

定价:16.00 元

前 言

槽波地震勘探(In-Seam Seismic exploration, ISS)是用槽波探查采煤工作面前方小断层或其它地质异常的一种地球物理勘探方法,是地震勘探的一个分支。1955年,埃维逊(F. F. Evison)在新西兰首次于煤层中激发和接收到煤层波(槽波),并认为煤层是一个波导。1963年,克雷(T. C. Krey)发表了槽波的理论及其数学推导。随后,由于埃里相的应用和井下防爆数字地震仪的出现,槽波地震勘探得到了突破性进展,在德、英、捷、日、澳、原苏联、美等国陆续在生产实际中得到应用。从1978年起,在我国也开始了试验研究,经过许多煤田物探工作者多年的努力,目前,我国的槽波地震勘探无论在理论上、方法上和数字处理、资料解释等多方面,都取得了可喜的成果。

编著一本《槽波地震勘探》是作者多年的愿望。在此之前,作者曾为本校应用地球物理专业及煤田地质专业主编过《矿井地球物理勘探》,其中已包含了槽波章节,但按教学大纲的要求,编写内容的深度及广度都受到限制。该书出版后,总有意犹未尽之感,于是萌生了再写一本专著之念,希望将国内外最新研究成果系统介绍给国内同行,因此,在本书的内容上参考了英、德、美、澳及原苏联等国的最新资料,收集了焦作矿业学院、重庆煤科分院、特别是西安煤科分院的一系列研究成果,同时,也反映了中国矿业大学10年来作者及所指导的研究生和教研室青年教师的科研成果。为了照顾到论述的系统性,在槽波基本理论与方法章节中引用了作者主编的《矿井地球物理勘探》的部分内容并做了不少补充;增加了槽波的数学模拟技术、煤层中的瑞利型槽波、槽波地震勘探观测系统和槽波对比、槽波相对透射系数成图技术、资料解释及地质异常辨别以及在微机上运行的槽波数据分析与处理的MISS系统(1988)等新的章节。编著本书旨在促进国内外同行相互切磋,共同将槽波地震勘探研究推进到一个新的水平,使之在我国煤炭生产中发挥更大的作用。

本书由刘天放主编并编写了绪论、第二、第三、第八章及第六章第九节和第七章第四节;第一、第四章由刘天放与潘冬明合写;第五章由李海山编写;第六章前八节及第七章前三节由李德春编写。研究生李红艳也参与了第一章第一节的部分编写工作。全书由刘天放审编定稿。在编写过程中,西安煤科分院李天元和储绍良、重庆煤科分院左德坤等高级工程师及李小平博士也提供了不少文献资料并热情给予大力帮助,在此表示衷心感谢!

著 者

1994年8月

本书使用的缩写符号

ISS	槽波地震勘探
P	纵波
S(SV,SH)	横波(垂直极化横波、水平极化横波)
R	瑞利(面)波、瑞利型槽波
L	洛夫(面)波、洛夫型槽波
CDP(CMP)	共深度点或共反射点(共中心点)
LS(RLS,ELS,MCLS)	延迟求和(径向延迟求和、椭圆延迟求和、波型转换延迟求和)
ALS	自适应延迟求和
CT	计算机层析成像技术
ART	代数重建技术
FT,IFT;FFT,IFFT	傅氏变换、傅氏逆变换;快速傅氏变换、快速傅氏逆变换
grad	梯度运算符
div	散度运算符
rot	旋度运算符
∇^2	拉普拉斯算子
ρ	密度
μ	剪切模量
λ	波长、拉梅常数
E	杨氏模量
σ	泊松比
$v(v_p, v_s)$	波速(纵波速度、横波速度)
$\alpha_i, \alpha_r, \alpha_t$	纵波入射角、反射角与折射角
$\theta_i, \theta_r, \theta_t$	横波入射角、反射角与折射角
c	相速度
U	群速度
α	介质吸收系数或衰减系数
f, ω	频率、圆频率
T	周期
k	波数

目 录

绪 论	1
第一章 地震波基础理论	6
第一节 地震波的基本概念	6
第二节 傅里叶变换与频谱分析	11
第三节 地震波的能量与衰减	14
第四节 球面波的分解与索末菲尔德积分	20
第五节 地震波在平界面上的反射与透射	24
第六节 平面波的全反射与导波	34
第七节 地震面波	37
第二章 槽波的形成	44
第一节 煤层的波导性质	44
第二节 煤层内主要地质异常及其地震地质特征	46
第三节 槽波的形成及基本类型	47
第四节 煤层中的洛夫型槽波(L)	51
第五节 煤层中的瑞利型槽波(R)	53
第三章 槽波的基本特性	57
第一节 槽波的频散	57
第二节 槽波的振幅分布及可检测性	71
第三节 槽波的波形图像	73
第四节 槽波的衰减	76
第四章 槽波的数学模拟技术	83
第一节 地震模型技术概述	83
第二节 洛夫型槽波频散曲线及振幅分布的相位递归算法	84
第三节 洛夫型槽波频散曲线的矩阵算法	86
第四节 理论槽波记录的积分法合成	89
第五节 洛夫型槽波的有限差分合成	91

第五章 槽波地震勘探的数据采集及工作方法	95
第一节 槽波的激发	95
第二节 槽波的接收与检波器	96
第三节 矿井数字地震仪	97
第四节 槽波地震勘探方法	100
第五节 槽波地震勘探观测系统	102
第六节 槽波的对比	104
第六章 槽波地震勘探数据的分析与处理	106
第一节 槽波数据处理的一般流程	106
第二节 包络计算和速度分析	111
第三节 频散分析	114
第四节 极化分析和极化滤波	118
第五节 包络叠加和动态道集(DTG)叠加	123
第六节 槽波的再压缩	127
第七节 槽波的偏移	129
第八节 槽波层析成像技术	135
第九节 槽波相对透射系数成图技术	138
第七章 槽波数据分析与处理的MISS系统	140
第一节 MISS系统的一般配置及特点	140
第二节 MISS系统的构成	141
第三节 MISS系统操作流程	143
第四节 重采样及频域计算方法	145
第八章 槽波地震勘探应用中的几个问题	152
第一节 槽波地震勘探选用的槽波波型、振型及震相	152
第二节 “煤槽”与波导	153
第三节 槽波的复杂性	153
第四节 槽波地震勘探资料解释及地质异常辨别	154
第五节 槽波地震勘探的适应性	157
第六节 槽波地震勘探测量方法与勘探能力	158
参考文献	159

绪 论

现代工业生产的发展与能源需求的增加是密切相关的。在我国,煤炭储量远远高于目前已查明的石油、天然气储量,煤炭生产在我国国民经济中具有举足轻重的地位。目前,我国有75%左右的能源来自煤炭。同时,煤炭还是一种重要的化工原料。

为了提高煤炭的产量和保证工作人员的安全,综合机械化采煤是必由之路。然而在机械化生产中,首先遇到的问题是不能准确地预测工作面前方有何种地质异常以及它们的准确位置、规模大小,以致造成巨大的经济损失和人员伤亡。据原联邦德国的资料,约有16%~20%的综采工作面遇到了未曾预料的地质破坏;英国有40%的工作面因发生不可克服的地质干扰而不得不提前结束。原苏联的一个统计数字表明,实际遇到煤厚比预计煤厚变薄10%~20%时,其开采量下降35%~40%;如果落差与煤厚相近的断层未能预测到,将使采煤成本提高10%~20%。我国开滦范各庄煤矿2171综采工作面在1984年6月2日发生了世界采矿史上罕见的充水陷落柱特大透水事故,最大涌水量达2053吨/分,仅21小时就淹没了年产300万吨的整个大型矿井,8天后又淹没了相邻的年产200万吨的吕家坨矿。这次突水灾害直接经济损失高达4亿元人民币。

上述的长期困扰着煤炭综合机械化开采的严重问题已愈来愈被人们重视,但如何解决却是一个十分复杂的研究课题。据国内外资料,造成开采不能正常进行的地质问题大部分是勘探阶段遗漏的小构造,这些小构造主要是落差小于10~15m甚至与煤厚近似的几米断层、小褶曲、煤层内的陷落柱、煤层的冲刷与石化、煤层的分叉与合并、煤层厚度变薄、岩浆侵入、溶洞、老空等等。在地面勘探阶段,无论用钻探或者是地震勘探手段,要发现小构造常常是困难的。不能设想,为了弄清如此众多的规模只有几米的断层而无限制地加大钻孔的密度和加密物探测网。近年来国内外开展的高分辨率地震勘探,使地震勘探的精度已大大提高,在几百米深度范围内能查明落差10~15m的断层;在特别适宜的条件下,甚至还可以查明落差5~10m的小断层。因此,地震勘探目前广泛用于矿区开发中合理布置采区、主巷道的开拓、综合机械化开采地质条件的评价,为矿区或采区开采的设计提供可靠的正确决策的依据。不幸的是,并非所有地区都能获得高质量的原始记录以查明5~10m量级的小断层,更何况在开采中大量出现的小构造其规模更小,要想在开采之前于地面用高分辨率地震勘探“遥测”它们,至少目前还是无能为力的。即使在巷道内用传统地质观察方法,将测点加密到10m(实际上一一般为20~50m),据Азаров等人的报道,落差不大于煤厚的断层仍有40%以上会被遗漏。

仅仅依靠已有的传统地质学方法、数学地质统计预测方法、钻探及巷探的手段是不够的,必须寻找一种新的有效的技术方法以适应这种新形势,所以,越来越迫切地要求各种物探手段直接用于井下,将物理场源及接收器直接安放在被探测目标——煤层内,进一步提高

勘探的分辨率和详细程度,以解决矿井地质工作所面临的有关地质、采矿工程及生产安全问题。在诸多的地球物理方法中,槽波地震勘探是矿井物探中最受各国关注、最有发展前景的一种方法。

槽波地震勘探是利用在煤层(作为低速波导)中激发和传播的导波,以探查煤层不连续性的一种新的地球物理方法。它是地震勘探的一个分支。槽波地震勘探(以下缩写为ISS)具有探测距离大、精度高、抗电干扰能力强、波形特征较易于识别以及最终成果直观的优点。ISS方法的原理并不复杂。在煤矿井下煤巷或工作面,沿煤壁顺煤层安置震源及检波器,然后按地面地震勘探的反射波法转 90° ,从水平方向探测煤层中的断层等不连续性,即使落差不大的断层在横向上都存在明显的波阻抗差异,于是就有足够的反射能量返回到检波器并以反射波形式被记录下来;否则,将沿煤层一直传播下去,被布置在另一煤巷中的检波器接收并以透射波形式被记录下来。图1给出了在煤层被地质异常不同程度地阻断条件下,槽波的反射及透射效应。

低速层中地震能量的制导现象,早在地震学及水声学中均已讨论过,但对于小规模的面波导现象直到50年代还未曾有人做过研究。1955年,Evison 在新西兰首次于煤层中激发并记录到了槽波,并在《Nature》杂志首次发表了有关槽波的杰出文章,文中叙述了他的试验、数据的分析与解释。他指出,这种波具有频散的特征,并与洛夫波频散关系进行了比较。最后,他还预测了在煤炭工业中的应用前景。Evison 的文章虽短,但意义重大,为新兴的槽波地震勘探拉开了序幕。

1963年,德国 Krey(克雷)也发表了一篇重要文章,进一步奠定了槽波地震勘探(又称同层地震勘探,In-Seam Seismics,缩写为ISS)的基础。他观测了煤层及其围岩的物性后指出,煤层应该是地震能量的一个良好的波导层,并预言可以在采煤工作面上用地震方法检测煤层中的小断层。文章首次详细地从理论上对槽波的频散关系进行了计算,并且讨论了他在井下试验的结果。

Krey 与他的同事在60年代后半叶继续他们的试验。他们的工作引起了英国 Clarke 及国家煤炭局(NCB)的注意。Krey 等人在英国也进行了试验,随后,Clarke 在 NCB 的 MRDE (Mining Research and Development Establishment)着手拟定了一个专门研究与开发计划。

70年代以前,即便是最先开展槽波研究的国家,无论英国和德国均未给予足够的重视。1973年由于中东战争爆发,石油价格猛涨,煤炭又突然间受到格外重视、需求量急增,随之而来的综合机械化采煤对预测煤层小构造的要求更加迫切,世界各国先后成立了研究机构,井下试验、理论研究和仪器研制都蓬勃开展起来。国外从事ISS研究的机构有英国国家煤炭局的MRDE和牛津大学;德国WBK、Prakla-Seismos公司及鲁尔大学;美国科罗拉多矿业学院及西南研究所;匈牙利地球物理研究所;原苏联全苏矿山测量与地质力学科学研究所(ВНИИМ);莫斯科近郊煤炭设计与科学研究所(ИНИИД)、以A·A·斯考钦斯基命名的采矿研究所、全苏孔中地球物理科学研究所(ВНИИГИС)以及乌克兰国家矿山地质、地质力学及矿山测量科学研究设计院(УкрНИИМ)。到70年代后期,ISS已成功地用于各种地质条件。80年代以来,联邦德国、英国、澳大利亚、匈牙利、捷克斯洛伐克、原苏联、美国等都先后投入实际应用。以原苏联为例,1980~1986年7年间,在主要煤田及煤产地顿巴斯、库兹巴斯、彼乔拉、卡尔干答、莫斯科近郊、勒沃夫-沃雷斯基以及远东、中亚等共完成了2000个回采工作面的探测试验工作。

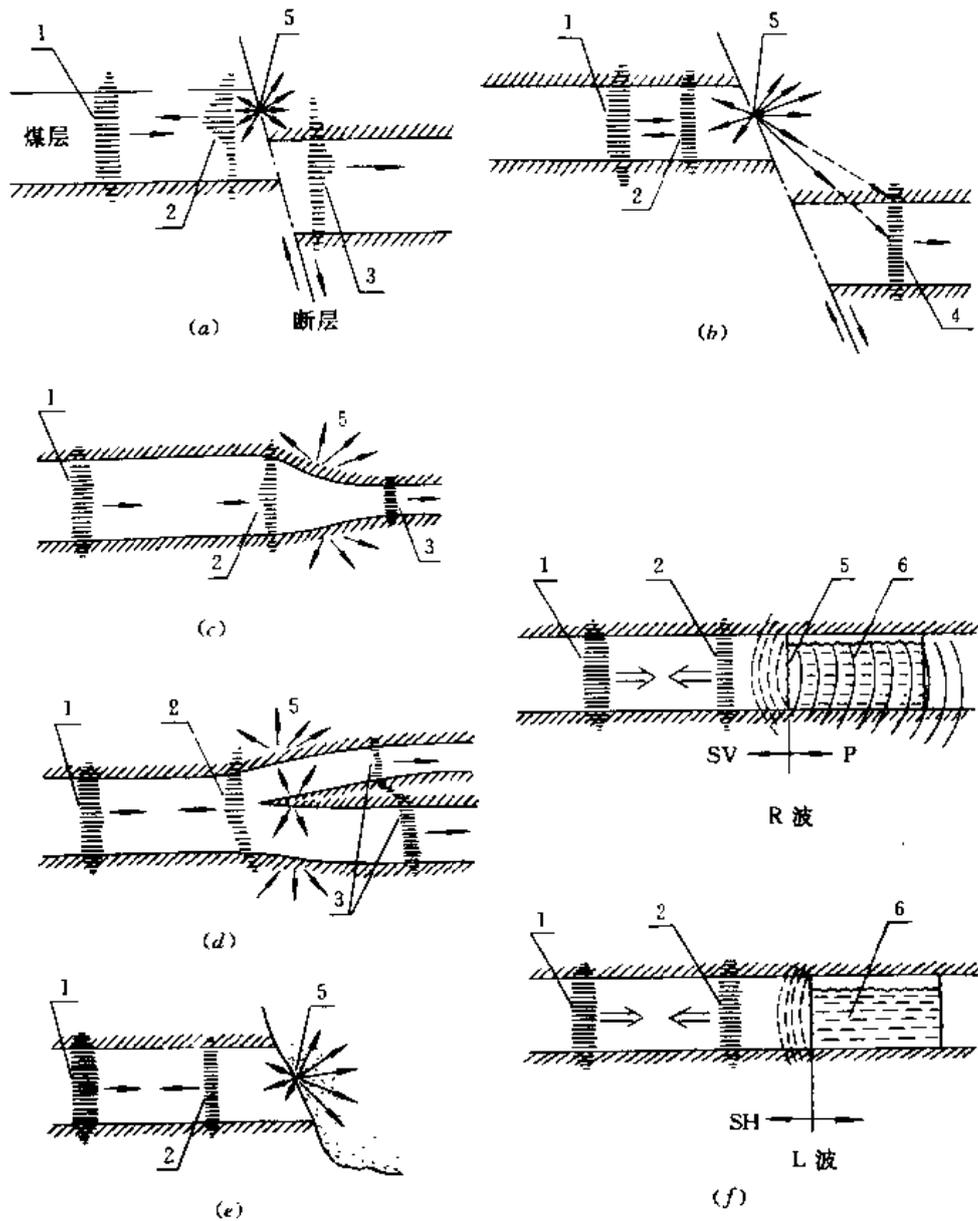


图1 槽波的反射及透射

(a) 断层落差小于煤层厚度 (b) 落差大于煤层厚度 (c) 煤层变薄
 (d) 煤层分叉 (e) 煤层被冲刷 (f) 充水巷道(R 瑞利波, L 洛夫波)
 1——入射槽波; 2——反射槽波; 3——透射槽波; 4——由辐射再激发的槽波
 5 反射及透射损失; 6——充水废弃工作面及巷道
 各波以横短线表示, 其短线长短示意振幅分布; 短线的疏密示意频率的低或高
 (据 Sablier 等, 1981)

由于槽波地震勘探有其自身的特点, 从槽波的理论到其数据采集方法、数据处理、成像技术、地质解释等, 皆有不同于地面地震勘探之处。其显著的特点是: 地面地震勘探的反射界面倾角较小, 多数情况是平行地面或近于平行地面。但在槽波地震勘探中, 勘探对象(地质异常)与测线(巷道或工作面)不一定平行, 其间的夹角可以是任意的, 从 0° 到 $\pm 90^{\circ}$ 都有可能遇

到;井下环境十分恶劣,有众多的干扰信号,能布置探测的空间与通道极其有限,特别是由于瓦斯及煤尘存在,必须严格遵守安全规程;为了对付频散的信号及数据采集有限,必须采用一套专门的数据处理方法。由于槽波的这些特殊性及其随之而来的一系列问题,国内外学者均做了许多有益的探索工作,其研究成果对开展槽波地震勘探做出了重要的贡献。

Krey(1963)首先推导了洛夫型(SH)及瑞利型(P—SV)槽波的频散关系,Buchanan(1978)把对SH波这个推导推广到考虑介质吸收衰减的情况,1982年他们又完成了衰减的现场测试。Lagasse和Mason(1975)采用数值法估算质点的位移,Franssens等人(1983)接着将其推广到讨论泄漏振型(leaky mode)的影响。Rueter(1985)提出了在多层介质条件下洛夫型槽波频散曲线的递归算法,Kerner和Dresen(1985)研究了夹矸及断层对槽波传播的影响。洛夫型槽波的传播问题普遍采用解析研究方法,而数值模拟方法则用来研究格外复杂的瑞利型槽波,同时Dresen和Freystatter(1976,1977,1978)还做了一系列的物理模型试验,以研究瑞利型槽波。最初设想,是将瑞利型槽波用于勘探,实际上至今广泛应用的仍只是洛夫型槽波,这是因为洛夫型槽波从理论、数据采集到数据处理都比瑞利型槽波简单、容易。

为了研究槽波反射及散射问题,许多学者和专家采用了不同的方法:有限差分法(Korn和Stockl,1982)、有限元法(Edward等,1985)及解析法(Buchanan,1986)等。

Boer(1977)、Beresford-Smith和Mason(1980)、Buchanan等(1983)研究了频散信号的再压缩问题。起初,集中在研究记录信号的频谱翘曲等法,以削弱信号的频散效应、便于后续处理中采用延迟叠加(lag-sum)法使断层等异常直接成像。这种方法后来推广到两分量数据的成像(Millahn和Arnetal,1980),其中应用了槽波的极化信息。这些方法说明可以用槽波来检测断层,但这些方法不是最优的,它要求熟练的技术及大量的机时。动态道集(DTG)叠加及自适应延迟叠加(ALS)(Buchanan,1981)是它们的改进。

原苏联科学家们在槽波理论、数值模拟、特别是在利用槽波多参数综合分析以识别地质异常的性质和类型方面也做了许多研究。

中国是一个以煤炭为主要能源的国家,开展槽波地震勘探研究有特别重要的意义,但我国起步较晚,1978年,我国由煤炭科学总院重庆分院、焦作矿业学院、渭南煤矿专用设备仪器厂及一些矿务局合作,开始进行现场试验,同时也进行物理模型研究及矿井地震仪的研制。从1983年起,中国矿业大学也从事槽波传播特征及数值模拟研究,同时在微机上开发了可独立运行的MISS专用处理软件。1986年,煤炭科学总院西安分院引进SEAMEX 85槽波地震仪及专用软件ISS后,广泛开展了现场试验,通过几年辛勤的摸索,先后在大同、开滦、平顶山、徐州、涟邵等矿务局、几十个工作面上开展了方法研究,在陷落柱、冲刷带、断层等小构造探测中取得了不少成功的例证。

研究适合井下探测用的槽波地震仪,是取得槽波资料的前提。矿井地震仪在原理上与地面地震仪没有本质的差别,在较短的时间里也同样经历了光点照像记录、模拟磁带记录及数字记录三个发展阶段。世界各国在解决ISS用仪器中,曾采用过三种办法:一是英国在得到矿方特许后,直接将SN338地震仪用于井下通风良好的运输巷道;二是德、英、苏等国曾将现成的地震仪适当改造使之符合安全规程要求,将DFS—V型仪器改造为MDH—1型防爆地震仪;三是针对井下条件及ISS的要求专门设计矿用地震仪,典型代表是德国WBK地球物理所设计的SEAMEX85槽波地震仪。总的说来,目前各类各型仪器都共同存在着电路复杂、重量和体积大、价格昂贵的缺点,有待进一步改进。

槽波地震勘探最突出的优点是它可以在井下直接测试介质的各向异性及吸收特性(或 Q 值),还可为地球物理CT技术提供最完整的数据,为CT技术寻找到一个最佳的试验场所。虽然槽波地震勘探目前还是处于发展中的一种地震勘探方法,随着槽波理论的进一步发展、仪器设备的进一步完善,可以预言它在煤矿开发中将日益发挥更重要的作用。

第一章 地震波基础理论

ISS 研究在煤层中激发又在煤层这个低速槽内由于多次全反射而形成的干涉波沿煤层及其邻近围岩构成的二维板状波导层的传播规律。人们称这类干涉波叫煤层波(seam wave)或槽波(channel wave)或导波(guided wave)。槽波的形成和传播涉及到地面地震勘探中不常讨论到的一些问题,本章侧重予以讨论。

第一节 地震波的基本概念

一 地震波的形成及波动方程

地质介质在外力的作用下,既可显示弹性也可显示塑性。地质介质呈现弹性或塑性,除与岩石的环境条件(温度、静压力等)有关外,外力的大小与作用时间的长短是重要的条件。在矿井地震勘探中,一般采用爆炸和锤击震源以激发地震波。这时,震源附近的岩石因受到瞬间巨大激发力的作用,产生破裂和塑性形变,在距震源足够远的区域,地质介质只受一个瞬间、微小外力的作用。因此,几乎都可近似地将地质介质当作是一个理想的完全弹性体。在这种条件下弹性介质受外力作用时,其质点将产生相对位置变化,出现体积或形状改变,统称之为形变。一旦外力去除,由于弹性体内力作用,使介质完全恢复到原来的大小和形状。于是,在激发力的作用下,介质质点产生弹性振动并由震源向周围介质辐射或传播,遂形成地震波。

通常,锤击等机械震源(又称集中力源)既产生纵波(记为P波),也产生横波(记为S波)。至于作为点震源的炸药包、电火花等,由于震源周围介质的非均匀各向同性,以及点震源激发力的非完全球对称性,一般除激发P波外,同时也激发S波,常常还有面波。总之,任何不是球对称的震源,任何在近地表或在地面上或在不均匀介质中的震源,都将同时激发P波与S波。

根据固体弹性理论,均匀各向同性弹性介质中,可以用下列波动方程来描述地震波的传播,即

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad div } U + \mu \nabla^2 U + \rho F \quad (1-1)$$

式中 U ——介质受外力作用后质点的位移向量;

F ——作用于介质的外力,称力向量;

λ, μ ——介质的拉梅常数;

ρ ——介质的密度;

grad——梯度运算符, $\text{grad} = \frac{\partial}{\partial x}i + \frac{\partial}{\partial y}j + \frac{\partial}{\partial z}k$ (i, j, k 代表 x, y, z 三个坐标轴方向)

上的单位向量)；

div— 散度运算符；

∇^2 — 拉普拉斯算子, 有 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

通常, 若要研究在激发力停止作用之后介质特性对地震波传播的影响, 则令 $\mathbf{F} = 0$, 于是式(1-1)可简化为

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad div } \mathbf{U} + \mu \nabla^2 \mathbf{U} \quad (1-2)$$

因为位移向量是随时间变化的空间点坐标的函数, 是一个向量, 由矢量分析可知, 一个在无穷远收敛的连续的向量场 \mathbf{U} , 总可分解为两个部分: 无旋场 \mathbf{U}_p 及无散场 \mathbf{U}_s 的叠加, 即

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_p + \mathbf{U}_s \quad (1-3)$$

且有 $\text{rot } \mathbf{U}_p = 0 \quad (1-4)$

$$\text{div } \mathbf{U}_s = 0 \quad (1-5)$$

式中 rot— 旋度运算符。

若 $\mathbf{U} = \mathbf{U}_p$, 由于 $\text{grad div } \mathbf{U}_p = \nabla^2 \mathbf{U}_p$, 则式(1-2)可改写为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}_p}{\partial t^2} = v_p^2 \nabla^2 \mathbf{U}_p \quad (1-6)$$

式中 $v_p^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ 。

这是无旋位移场的波动方程, 又称 P 波波动方程。 v_p 是 P 波在介中的传播速度。

若 $\mathbf{U} = \mathbf{U}_s$, 因为 $\text{div } \mathbf{U}_p = 0$, 则式(1-2)可写为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}_s}{\partial t^2} = v_s^2 \nabla^2 \mathbf{U}_s \quad (1-7)$$

式中 $v_s^2 = \mu/\rho$ 。

这是无散位移场的波动方程, 又称作 S 波波动方程。 v_s 是 S 波在介质中的传播速度。

由矢量分析可知, 一个无旋场总可以表示为一个标量位(势)的梯度, 而一个无散场则表示为一个向量位(势)的旋度。所以, 有

$$\begin{cases} \mathbf{U}_p = \text{grad } \varphi; & \text{当 } \text{rot } \mathbf{U}_p = 0 \\ \mathbf{U}_s = \text{rot } \psi; & \text{当 } \text{div } \mathbf{U}_s = 0 \end{cases} \quad (1-8)$$

式中 φ — 标量位或位移位；

ψ — 向量位。

将式(1-8)分别代入式(1-6)及(1-7), 即可得到用位函数表示的 P 波波动方程及 S 波波动方程:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = v_p^2 \nabla^2 \varphi \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = v_s^2 \nabla^2 \psi \quad (1-10)$$

无论用位移或位(势)表示的波动方程, 除了 φ 为标量之外, \mathbf{U}_p 、 \mathbf{U}_s 及 ψ 都是向量, 事实上都各自对应着空间三个坐标投影的三个标量方程。在点震源具有球对称时, 用球坐标将三维问题转化为一维问题十分方便。这时, 式(1-9)变为

$$\frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial t^2} = v_p^2 \frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial r^2} \quad (1-11)$$

用达朗贝尔解法,得

$$r\varphi = f_1[t - (r - a)/v_p] + f_2[t + (r - a)/v_p] \quad (1-12)$$

式中 r ——离开震源的距离;

f_1, f_2 ——两个任意的函数。

解的第一项描述了一个从爆炸空腔(半径为 a) 离开震源、以速度 v_p 传播的振动,叫发散波;反之,解的第二项描述了一个向震源传播的波动,叫会聚波。在物理上会聚波无意义,这样式(1-12)即变为

$$\varphi = \frac{1}{r} f_1\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] \quad (1-13)$$

与之对应的位移为

$$U_r = \text{grad } \varphi = \left\{ -\frac{1}{r^2} f_1\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] - \frac{1}{rv_p} f_1\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] \right\} \frac{r}{r} \quad (1-14)$$

式中 r/r ——径向单位向量。

由此可见,由胀缩震源激发的 P 波波动具有如下特点:

① 在均匀各向同性介质中,均匀作用于具有球形对称的爆炸空腔壁上的胀缩激发力只产生 P 波,并以速度 v_p 向外传播。

② P 波质点位移的方向与传播方向 r/r 一致。

③ 质点位移的幅度随传播距离的增大而衰减。近震源时, $\frac{1}{r} \ll \frac{1}{r^2}$, 式(1-14)右端第一项起主要作用,位移与 r^2 成反比;在远震源时, $\frac{1}{r} \gg \frac{1}{r^2}$, 式(1-14)右端第二项起主要作用,位移与 r 成反比。

采用类似的方法,可讨论旋转震源激发的 S 波。

上述各种形式的波动方程都具有线性的性质,满足线性叠加原理。当激发力为 Φ_1, Φ_2 时解分别为 φ_1, φ_2 , 那么激发力为 Φ_1 与 Φ_2 任意线性组合,其解仍是 φ_1, φ_2 的相应线性组合。换句话说,多个独立的激发力之和激发的总扰动等于单个激发的分扰动之和。

一般来说,在求解波动方程时,必须给定初始条件及边界条件。这在后面还要讨论。

二 地震波的类型

从以上讨论可知,有纵波和横波两种不同的波在均匀各向同性无限介质中传播。

式(1-9)中,标量位 φ 用来表示无旋场 U_p , $\text{rot } U_p = 0$ 。从物理意义上说,介质不发生形状形变、只发生体积胀缩形变。可以证明,无旋场质点位移方向与波传播方向一致,称为纵波,记为 P 波[图 1-1(a)]。

式(1-10)中,向量位 ψ 用来表示无散场 U_s , $\text{div } U_s = 0$ 。在物理上意味着介质只产生形状形变而无体积变化,即等容。无散场质点位移与波的传播方向垂直,称为横波,记为 S 波。S 波不同于 P 波,它有两个自由度,所以 S 波通常都分解为两个互相垂直的分量:一个是在平行于地面或层面的平面内,称 SH 波[图 1-1(b)];一个在垂直于地面或层面的平面内,称 SV 波[图 1-1(c)],与 P 波振动在同一平面内。S 波的两个自由度是独立的,可以有一个 S 波,其振动仅在一个平面内,称为平面极化 S 波。SV 波是垂直(平面)极化 S 波,而 SH 波是水平(平面)极化 S 波。也可能 SV 波与 SH 波具有相同频率和固定相差,形成所谓椭圆极化 S 波。

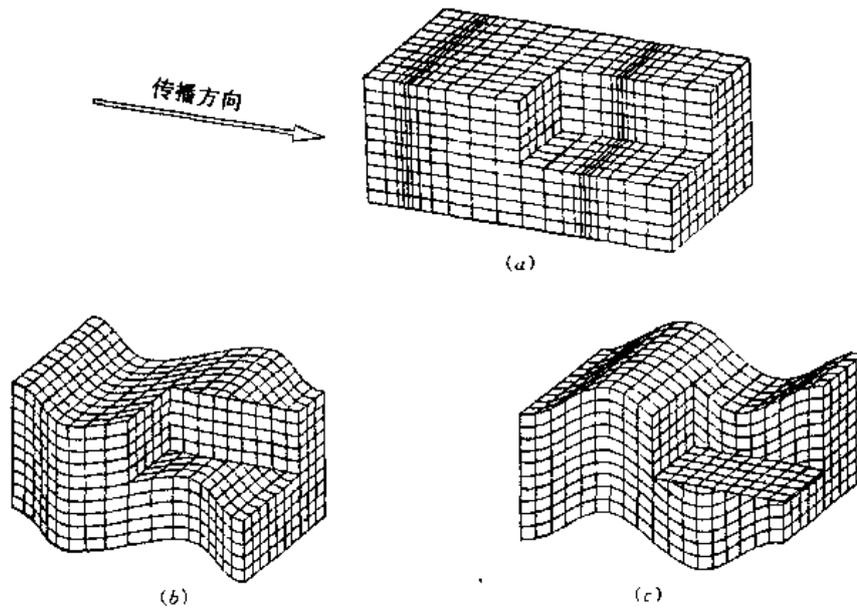


图1-1 P波与S波
(a) P波 (b) SH波 (c) SV波

P波与S波是地震波的基本类型。当其在传播过程中遇到弹性分界面或非均匀体时,又将产生反射波、透射波、首波(亦称折射波)。在特殊条件下,还可能出现回转波、绕射波与散射波等在三维空间中传播,所以它们统称为体波。当体波沿地表或界面传播时,可能产生瑞利波(Rayleigh wave,记做R波)、洛夫波(Love wave,记做L波)、地滚波(ground roll,或pseudo-Rayleigh wave,也记做R波)、斯通利波(Stoneley wave)等沿地表或某界面附近传播;在特殊条件下,也可能在低速层夹层中形成槽波(channel wave)沿低速层传播。所有这些波,都是体波(P、S)干涉的结果,由于它们都限制在一个二维板状层中传播,统称为面波。事实上,槽波就相当于层间的面波。

所有的弹性波都具有一定的传播速度或走时曲线,有其传播的路径即射线,在界面上发生反射、折射与转换现象,从而改变射线方向,这些称为波的运动学特征,而能量、频谱、相互叠加时可能出现的干涉现象、传播过程中波前的扩散及介质的吸收衰减现象、界面上的反射、透射与波型转换时能量的分配等,都称着波的动力学特征。

三 地震波的传播速度

从式(1-6)、式(1-7)可知,P波与S波的传播速度分别为

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1-15)$$

由于拉梅常数 λ 、 μ 总是正值,所以有

$$\frac{v_s}{v_p} = \sqrt{\frac{\mu}{\lambda + 2\mu}} < 1 \quad (1-16)$$

这表明 v_p 总是大于 v_s 。在地质介质中,泊松比 σ 取值在0~0.5的范围内,对多数已固结的岩石而言, $\sigma \approx 0.25$ 。这样,即有 $v_p \approx \sqrt{3} v_s$ 。

对于液体介质,由于 $\mu = 0$, 则 $v_s = 0$, 表明 S 波不能在液体中传播。

实际上,地震波在地质介质中传播的速度决定于许多因素,包括岩石的密度、岩性、胶结物、孔隙度、地质时代、埋藏深度、受压力的状态以及孔隙中的流体等。在水中, v_p 约为 1500m/s, 在饱和水的岩石中, v_p 可以在 1500 ~ 6500m/s 范围内变化。一旦岩石孔隙中的水被气体所替换, v_p 便明显降低, 在近地表潜水面之上形成所谓的低速带(LVL) 或风化带。在风化带中, 一般 v_p 在 400 ~ 800m/s 之间, 偶尔有低于 150m/s 或高于 1200m/s 的情况。低速带的存在对地震勘探极为不利。然而, 孔隙中水及气体的存在与否, 对 v_s 影响却不大。

四 频散

通常认为,地震波的传播速度是一个只与空间坐标和传播方向有关的函数,与频率无关。实际上,有时速度与频率也有关。这时,构成合成脉冲的各个谐波分量都具有各自不同的速度。于是,合成振动的波形在传播过程中将不断变化、波列不断拉长。这种由于速度随频率变化引起的波形的畸变称为频散(dispersion)。在频散条件下,存在着两个与频散波列有关的速度:一个是同一位相传播的速度,叫相速度(phase velocity),记为 c ; 一个是合成振动能量传播的速度,称群速度(group velocity),记为 U 。 c 与 U 都是 f 的函数。当 c 随 f 增加而不断减小时,称正常频散(normal dispersion),此时,一定有 $c > U$; 反之则称为异常频散(abnormal dispersion),且 $c < U$ 。若 $c = U$, 没有频散。多数理论认为,考虑介质的吸收作用时地震体波也会出现频散现象,但还未观测到这类频散。在地震勘探的频率范围内,大多数岩石的速度几乎都不随频率变化。然而,频散现象对于面波及干涉波却是十分重要的。

五 波的干涉

地震波在介质中传播遵守叠加原理,因而几列波因传播方向不同、在传播过程中相互交叉后,仍各自按其传播方向独立传播、互不干扰;在交叉覆盖区域中,任一点的振动等于各个波分别在该点引起的振动的叠加(或几何和)。当振动的频率、方向相同时,位相相同或位相差恒定的两个或多列波称为相干波。相干波在不同点产生的相位差不随时间变化,叠加的结果使介质中一些点的振动始终增强,而另一些点的振动始终减弱、甚至完全抵消,这种现象称为波的干涉。两相干波合成振动增强与削弱的程度决定于相干波的相位差:完全同相(如相位差为零)时,两相干波合成振动振幅是各相干波振幅之和,产生所谓相长干涉(constructive interference);反之,完全反相(如相位差等于 π 时),两相干波便相互抵消,遂产生波的相消干涉(destructive interference)。

空间任一点上,所有同频率(ω)、同方向(k)但具有不同振幅(A_i)及初始相位(φ_i)的 m 个谐波叠加时,有

$$S_2 = \sum_{i=1}^m S_i = \sum_{i=1}^m A_i \sin[\omega t + (\varphi_i - kr_i)] = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (1-17)$$

这里
$$A^2 = \left[\sum_{i=1}^m A_i \cos(\varphi_i - kr_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^m A_i \sin(\varphi_i - kr_i) \right]^2 \quad (1-18)$$

$$\varphi = \arctan \frac{\sum_{i=1}^m A_i \sin(\varphi_i - kr_i)}{\sum_{i=1}^m A_i \cos(\varphi_i - kr_i)} \quad (1-19)$$

式中 r_i ——该点至各相干波源的距离。

合成振动 S_2 的频率与相干涉波相同, 振幅和相位要发生变化。当两个相干波叠加时, 合成振动振幅 A 与相位差 $\Delta\varphi$ 分别为:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\left[\varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi(r_2 - r_1)}{\lambda}\right]} \quad (1-20)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \quad (1-21)$$

当 $\Delta\varphi = \pm 2n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时, 合成振幅最大, 产生相长干涉; 相反, 当 $\Delta\varphi = \pm (2n + 1)\pi$ 时, 合成振幅最小, 即相消干涉。

若两振幅相同的连续波列相向传播, 还会产生一种特殊的干涉现象, 称驻波 (standing wave)。

第二节 傅里叶变换与频谱分析

一 傅里叶变换

地震波的传播, 一般只讨论到波动与时间、空间的关系, 直接记录的是一系列点的振动随时间变化的波形图, 仅局限在时间域范围内来讨论波的传播特征。但是发现有许多情况, 在频率域研究地震波是十分方便和有意义的。将时间域与频率域联系起来的数学工具正是傅里叶变换, 简称傅氏变换。其实, 傅氏变换就是一对积分

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\exp(-i\omega t)dt \quad (1-22)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)\exp(i\omega t)d\omega \quad (1-23)$$

式中 i ——虚数, $i = \sqrt{-1}$;

t ——时间, s;

ω ——圆频率, $\omega = 2\pi f$ (f 是频率, Hz)。

$f(t)$ 是时间函数, 称为原函数; $F(\omega)$ 是频率函数, 称象函数。 $f(t)$ 通过式(1-22)变换到频率域, 称正变换, 记作 FT, 或用符号“ \rightarrow ”表示; 反之, 式(1-23)又将 $F(\omega)$ 变换回到时间域, 称逆变换, 记作 IFT。实际上, 除了时间函数外, 其它函数只要满足一定的条件, 都可进行傅氏变换。图1-2给出了几个典型的傅氏变换对。

二 地震波的频谱

目前的地震勘探中, 大部分震源激发的地震波是非周期性的短促脉冲。式(1-23)表示任何一个地震脉冲 $f(t)$ 都可看作是无限多个不同频率 ω 、不同振幅 $A(\omega)d\omega$ 及不同初相 $\varphi(\omega)$ 谐波

$$A(\omega)d\omega\{\exp[i(\omega t + \varphi)] + \exp[-i(\omega t + \varphi)]\} \quad (1-24)$$

的叠加。这里, 考虑到

$$F(\omega) = A(\omega)\exp[i\varphi(\omega)] \quad (1-25)$$

其中, $A(\omega)d\omega$ 表示分量的振幅, 表达该分量对脉冲 $f(t)$ 贡献的大小。一般称 $A(\omega)$ 为振幅谱密度, 或简称振幅谱。 $\varphi(\omega)$ 表示谐波分量的初相, 代表在时间分布上的相互关系, 称为相位

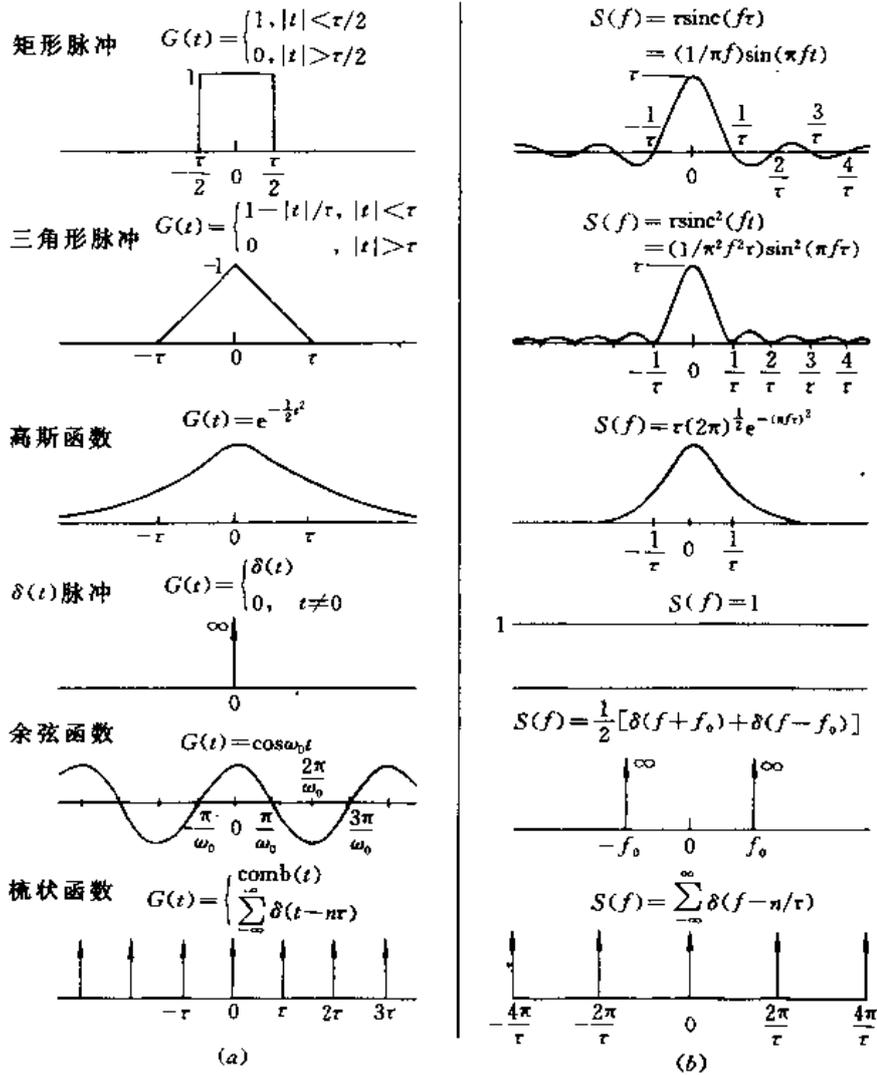


图1-2 典型的时间函数及其傅氏变换

(a) 时间函数 (b) 对应的傅氏变换

(据 Sheriff, 1982)

谱。图1-3给出了从 $4f_0 \sim 19f_0$ 共16个不同频率、不同振幅的谐波合成的非周期振动。在图1-3(a)中,所有谐波按某个峰值对齐叠加,得到一个关于该峰值对称的所谓零相位脉冲 $f_1(t)$;图1-3(b)则没有对齐,合成为一个非零相位脉冲 $f_2(t)$;图1-3(c)给出上述两个脉冲 $f_1(t)$ 、 $f_2(t)$ 的振幅谱。虽然它们波形不一样,但由于每个谐波的振幅关系相同,振幅谱是一样的。图1-3(d)是它们对应的相位谱, $f_1(t)$ 是零相位脉冲,所以 $\varphi_1(\omega) = 0$ 。

频谱是地震波的重要动力学特征,从地震勘探野外施工设计、数据采集、数据处理、资料解释、乃至理论研究的全过程,频谱都具有重要的意义。

三 频谱定理

频谱定理实质上是傅氏变换的一些基本性质。下面仅介绍几个有关的定理。

1. 线性叠加定理

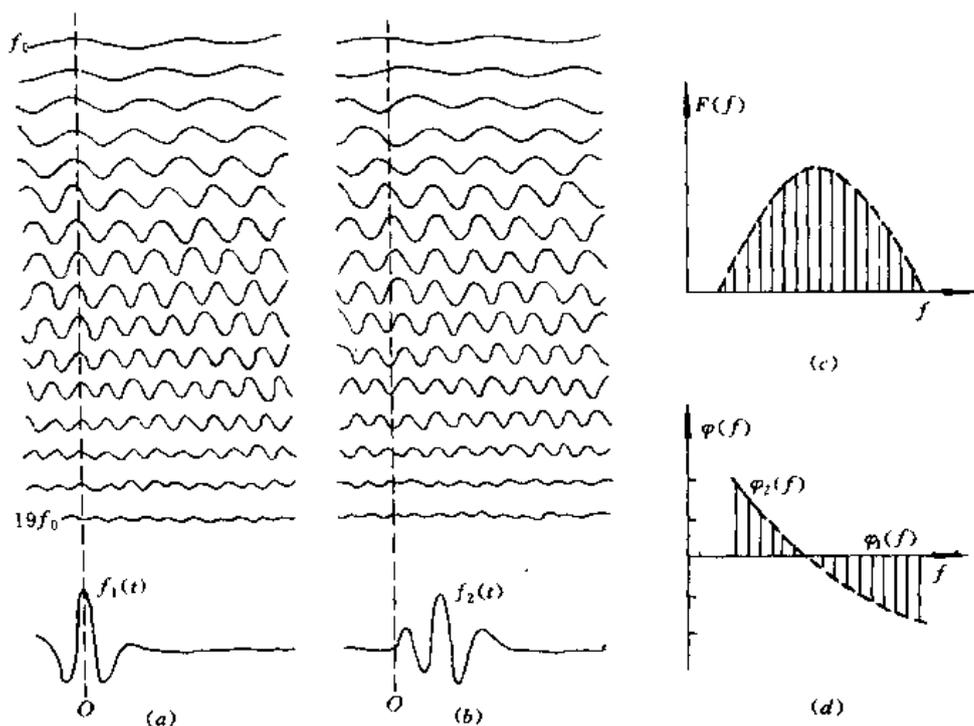


图1-3 谐波合成、振幅谱与相位谱
 (a) 合成零相位脉冲 (b) 合成非零相位脉冲 (c) 振幅谱 (d) 相位谱

若 $F_1(\omega)$ 、 $F_2(\omega)$ 分别是函数 $f_1(t)$ 、 $f_2(t)$ 的傅氏变换, c_1 、 c_2 是两个常数, 则它们的线性组合为

$$f(t) = c_1 f_1(t) + c_2 f_2(t) \quad (1-26)$$

其傅氏变换正是它们各自傅氏变换的线性组合

$$F(\omega) = c_1 F_1(\omega) + c_2 F_2(\omega) \quad (1-27)$$

2. 时移定理

若 $f(t) \rightarrow F(\omega)$, 则经过时移 $\pm \tau$ 之后, $f(t \pm \tau)$ 的傅氏变换是原傅氏变换乘以一个因子 $\exp(\pm i\omega\tau)$, 即

$$f(t \pm \tau) \leftrightarrow \exp(\pm i\omega\tau) F(\omega) \quad (1-28)$$

式中, 箭头符号表示傅氏变换 (FT) 的意思。

3. 尺度展缩定理

若 $f(t) \rightarrow F(\omega)$, 将波形 $f(t)$ 沿时间轴压缩到原来的 $1/a$ 倍, 相当于频率坐标尺度扩展到 a 倍, 即

$$f(at) \rightarrow \frac{1}{a} F\left(\frac{\omega}{a}\right) \quad (1-29)$$

这个定理表明, 若 $f(t)$ 延续时间越长, 谱的宽度越窄; 反之, 延续时间越短, 谱的宽度越大 (见图1-2前三个傅氏变换对)。如矩形脉冲延续时间 $\Delta t = \tau$, 对应谱宽度 $\Delta f = 2/\tau$, 则

$$\Delta t \Delta f = \text{常数} \quad (1-30)$$

由此得出一个重要的结论: 脉冲的延续时间与其谱的宽度成反比。式(1-30)表明, 要想获得

一个分辨率很高的短脉冲,必须要保证其频率成分非常丰富。

4. 时域褶积定理

若 $f(t) \rightarrow F(\omega)$, $h(t) \rightarrow H(\omega)$, 则两个时间函数的褶积为

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)h(t - \tau)d\tau \quad (1-31)$$

其傅氏变换是它们傅氏变换的乘积,即

$$Y(\omega) = F(\omega)H(\omega) \quad (1-32)$$

式中 * —— 褶积运算符。

在地震勘探中,一个地震道的生成及任一个线性滤波过程这样的问题,在数学上都可归结为如式(1-31)或式(1-32)的褶积运算。在讨论地震道生成时, $f(t)$ 代表地震子波, $h(t)$ 代表反射系数函数, $y(t)$ 是记录到的地震道或合成地震记录;而在讨论滤波时, $f(t)$ 代表输入信号, $h(t)$ 代表滤波器的滤波因子, $y(t)$ 是 $f(t)$ 经滤波后的输出信号。

第三节 地震波的能量与衰减

地震波在介质中传播的能量特征,是地震勘探的一个重要问题。

一 地震波的能量密度与强度

人们并不关心地震波的总能量,而关心它在通过介质传播过程中某观测点附近单位体积内的能量,即能量密度,记为 E 。设有一球面谐和 P 波,在距震源 r 处的径向位移为

$$u = A\cos(\omega t + \varphi) \quad (1-33)$$

式中 A ——振幅;

φ ——初相。

介质质点位移随时间变化,速度为 $\partial u / \partial t$,在观测点附近一个体积 dV 内所具有的动能为

$$dE_K = \frac{1}{2}(\rho dV) \times \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 \quad (1-34)$$

则单位体积内的动能为

$$\frac{dE_K}{dV} = \frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A\sin^2(\omega t + \varphi) \quad (1-35)$$

同时在地震波传播过程中,由于介质弹性变形而产生位能,以 E_P 表示。质点往返振动,其动能与位能来回转换,则单位体积内的总能量

$$E = E_K + E_P \quad (1-36)$$

应保持不变。质点在平衡位置上, E_K 最大, E_P 为零;反之,在质点最大位移位置上, E_P 最大, $E_K=0$ 。所以,能量密度等于单位体积内动能的最大值,即

$$E = E_{K_{\max}} = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 \quad (1-37)$$

由此可见,地震波的能量密度与质点位移振幅的平方成正比。

此外,有时还应注意地震波能流的速率。现定义单位时间内通过垂直传播方向上单位面积内的能量称地震波的强度,记做 I 。显然,按定义波的强度为

$$I = Ev \quad (1-38)$$

式中 v ——速度。

对于球面谱和波,则有

$$I = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2 \quad (1-39)$$

二 波前扩散

现观测一族从震源向外扩散的同心球面P波波前(图1-4),在 t_1 与 t_2 时刻,波前分别位于I、II,对应的半径为 r_1 、 r_2 。立体角 Ω 在球面波前上的面积分别为 S_1 、 S_2 。显然,由于只有径向运动,在 t_1 时刻单位时间(比如1s)内通过 S_1 的能量 $I_1 S_1$ 也将在 t_2 时刻通过 S_2 ,这时为 $I_2 S_2$,因此有

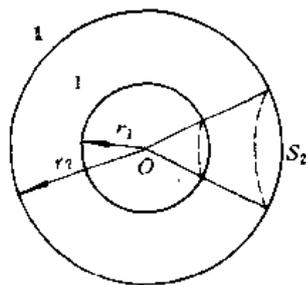


图1-4 球面波波前扩散

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 = \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \quad (1-40)$$

式(1-40)表明,地震波质点位移振幅与波传播的距离成反比,也就是振幅随距离的增大而衰减。这一衰减作用称为地震波的波前扩散。这里讨论的是球面波,所以也称为球面扩散。

实际上,波前形状不同,由于几何发散,地震波的衰减规律也不一样。可借鉴球面波的方法来处理柱面波和平面波的情况。最后,将它们的波前扩散归结为一个表达式

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^m \quad (1-41)$$

对于平面波, $m=0$;柱面波, $m=1$;球面波, $m=2$ 。

三 吸收衰减与品质因子Q值

1. 地震波的吸收衰减与介质的吸收系数

由于地球介质的非完全弹性,地震波在传播过程中能量会在介质中被损耗和吸收,使其振幅衰减,这种不同于波前扩散、界面(反射及透射)损失的衰减,称为介质的吸收衰减。

设在均匀介质中有沿 x 方向传播的平面谐波,其位移为

$$u(x,t) = A(x) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (1-42)$$

式中 $A(x)$ ——波的振幅;由于介质的吸收损耗,振幅随距离 x 增加而不断衰减。

k ——无损耗时的圆波数。

现讨论波从 x 传播到 $x + \Delta x$,由于介质吸收造成地震波振幅的相对变化为

$$\frac{A(x + \Delta x) - A(x)}{A(x)} = -\alpha \Delta x$$

这个变化与 Δx 成正比,其比例系数 α 显然是一个表征介质损耗特征的一个指数,负号表示衰减。当 $\Delta x \rightarrow 0$,则有

$$\frac{dA(x)}{dx} = -\alpha A(x) \quad \text{或} \quad \alpha = -\frac{1}{A(x)} \times \frac{dA(x)}{dx} = -\frac{d}{dx} \ln A(x) \quad (1-43)$$

解此微分方程,得

$$A(x) = A_0 e^{-\alpha x} \quad (1-44)$$

式中, $A_0 = A(x)|_{x=0}$,表示震源强度。式(1-44)表明,波的振幅随着传播距离的增加按指数规律衰减。衰减的快慢取决于系数 α ,所以 α 又称地震波的衰减系数。

对于两个不同位置 x_1 、 x_2 ($x_1 < x_2$),相应振幅为 $A(x_1)$ 、 $A(x_2)$,则吸收系数近似为

$$a \approx 1/(x_2 - x_1) \times \ln[A(x_1)/A(x_2)]$$

或
$$a \approx 1/(x_2 - x_1) \times 20 \log[A(x_1)/A(x_2)] \quad (1-45)$$

吸收系数的单位为 dB/m。通常定义一个相对衰减量

$$\delta = \ln[A(x_1)/A(x_2)] = a\lambda = ac/f \quad (1-46)$$

式中 $A(x_1)$ 、 $A(x_2)$ ——相距一个波长 λ 两点的振幅；

c ——波速；

f ——频率。

在式(1-44)中,未对地震波振幅大小作任何假设,意味着波的传播服从线性微分方程。实际上只要地震波的振幅不太大,就可符合这个条件。因而不论是体波还是面波的传播,由于介质的非完全弹性所导致的吸收、使波的振幅衰减都符合上述的指数规律。

式(1-44)也相当于将波数扩展到复数域的结果。设 $K = k + ia$, 代入式(1-42), 得

$$u(x, t) = A_0 \exp[i(Kx - \omega t)] \quad (1-47)$$

式中, K 为复数, 实部为传播常数 k , 虚部为吸收系数 a 。

2. 介质的品质因子 Q 值

在讨论介质损耗性质时,常借用电路中人们熟知的品质因子 Q 来表达。这里 Q 值被定义为系统内储能与耗散能的比率,即

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Delta E}{E} \quad (1-48)$$

通过观测固定波数的驻波振幅随时间的衰减定义的 Q 值,称时间域 Q 值,记为 Q_t ;通过观测固定频率的行波振幅随空间的衰减所定义的 Q 值,称空间域 Q 值,记为 Q_s 。考虑到矿井地震工作中多半应用后者,下面仅讨论 Q_s 值,直接记为 Q 值。

关于式(1-48)所表示的沿 x 方向传播的平面谐波, E 可以理解为在一个周期的时间间隔内波通过垂直于 x 轴单位截面积的能量, ΔE 应理解为一个周期内在 x 与 $x + \lambda$ 处通过单位截面积能量之差,即波从 x 传播到 $x + \lambda$ 所损耗的能量(如变为热能等)。这里 λ 表示波长。考虑到式(1-37),将式(1-47)代入式(1-48),得

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q} &= \frac{1}{2\pi} \times \frac{\int_0^T A_0^2 \exp[2i(Kx - \omega t)] dt - \int_0^T A_0^2 \exp\{2i[K(x + \lambda) - \omega t]\} dt}{\int_0^T A_0^2 \exp[2i(Kx - \omega t)] dt} \\ &= \frac{1}{2\pi} [1 - \exp(2iK\lambda)] \end{aligned} \quad (1-49)$$

由于 $K = k + ia$, $k\lambda = 2\pi$, 又可将式(1-49)进一步改写为

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi} [1 - \exp(-2\delta)] \quad (1-50)$$

式中, $\delta = a\lambda$ 。在 $a\lambda \ll 1$ 时,将 $\exp(2a\lambda)$ 展开

$$\exp(-2a\lambda) = 1 - 2a\lambda + (2a\lambda)^2/2! - \dots$$

在一个波长 λ 范围内衰减不大时,最后可得 Q 值的近似表达式

$$\frac{1}{Q} \approx \frac{a\lambda}{\pi} = \frac{2ac}{\omega} = \frac{2a}{k} = \frac{ac}{\pi f} \quad (1-51a)$$

或

$$a \approx \omega/(2cQ) \quad (1-51b)$$

式中 c ——波速；

k ——波数, $k = \omega/c$ 。

由此可见, Q 值与 ω 成正比, 与吸收系数 α 成反比。

将 $\alpha = \omega/(2cQ)$ 代入式(1-44), 得

$$A(x) = A_0 \exp[(-\omega x)/(2cQ)] \quad (1-52)$$

由此可知, 介质 Q 值越高, 波的能量损耗越小, 介质越接近于完全弹性。

用 P 波与 S 波可测得岩体(岩石)两种 Q 值, 即 Q_P 与 Q_S 。对于泊松介质, $\sigma \approx 0.25$, $v_P/v_S \approx 1.73$, 可近似得

$$\frac{Q_P}{Q_S} \approx \frac{2(1-2\sigma')}{(1+\sigma')\{3+4\sigma'/(1-\sigma')+8[\sigma'/(1-\sigma')]^2\}} \quad (1-53)$$

式中 σ' ——孔隙岩石的有效泊松比。

由此估算, $Q_P > Q_S$ 。从现场测试结果看, $Q_S/Q_P \approx 0.33 \sim 0.5$; 而室内超声测试结果 $Q_S/Q_P \approx 0.6 \sim 0.8$, 有较大差异。这可能是由于测试条件不同所致。但不论如何, 至少说明 S 波比 P 波衰减更快。

时间域品质因子 Q_t 与空间域品质因子 Q_p 关系如下:

$$Q_t^{-1} = \frac{U}{c} \times Q_p^{-1} \quad (1-54)$$

式中 c ——相速度;

U ——群速度。

对于非频散波, 因为 $c=U$, 所以 $Q_t=Q_p$ 。

3. Q 值测量

不论体波、还是面波, 测量 Q 值的关键是测定振幅的衰减系数 α 。由于测定的是脉冲波, 可通过傅氏变换分解为单色谐波, 测定不同频率谐波的 α 值, 其函数 $\alpha(f)$, 进而可按 $Q \approx \omega/(2c\alpha)$ 计算地球介质的 Q 值。

测定 α 值的方法有许多, 基本方法有谱比法、振幅—距离曲线最小二乘拟合法。下面讨论谱比法。

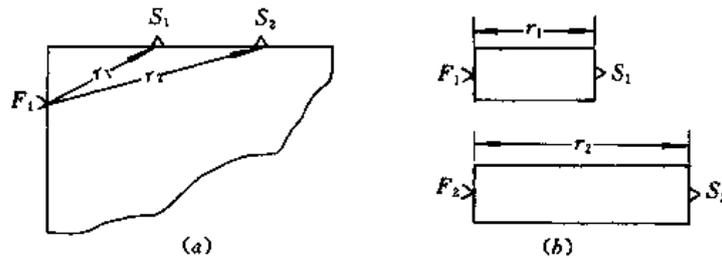


图1-5 在岩石试件上测量衰减系数 α 的原理图

(a) 移动接收换能器 (b) 改变试件长度

图1-5表示了透射测量 α 值的原理图, 在 F_1 或 F_2 激发, 在距震源分别为 r_1 、 r_2 的 S_1 、 S_2 两点同时接收。若激发信号的谱为 $S(f)$, 接收信号的谱为 $A_1(f)$ 、 $A_2(f)$, 对应 r_1 、 r_2 路途的传输函数为 $H_1(f)$ 、 $H_2(f)$, 则有

$$A_i(f) = H_i(f) \cdot S(f) \quad i = 1, 2 \quad (1-55)$$

其传输函数还可分解为记录系统、耦合系统的频率特性 $F_i(f)$ 及介质作用的传输特性 $G_i(f)$

两因子,故有

$$H_i(f) = F_i(f) \cdot G_i(f) \quad i = 1, 2 \quad (1-56)$$

而

$$G_i(f) = R(r_i) \exp[-\alpha_i(f) \cdot r_i] \quad i = 1, 2$$

式中, α_1, α_2 分别代表沿 r_1, r_2 的吸收系数。若取 S_1, S_2 两点观测的信号的频谱比, 则得

$$\frac{A_2(f)}{A_1(f)} = \frac{G_2(f)F_2(f)}{G_1(f)F_1(f)} \quad (1-57)$$

当选用良好一致性的设备和换能器、一致的安置条件, 使 $F_1(f) \approx F_2(f)$ 时, 则有

$$\frac{A_2(f)}{A_1(f)} = \frac{R(r_2) \exp[-\alpha_2(f)r_2]}{R(r_1) \exp[-\alpha_1(f)r_1]} \quad (1-58)$$

式中, $R(r_i)$ 为波前扩散因子(理论上对二维均匀各向同性的介质, $R(r_i) = 1/\sqrt{r_i}$), 且有 $\alpha_2 = \alpha_1 = \alpha$ 。因此, 有

$$\frac{A_2(f)}{A_1(f)} = \frac{R(r_2)}{R(r_1)} \exp[-\alpha(f)(r_2 - r_1)] \quad (1-59)$$

令 $A_{21} = A_2(f)/A_1(f)$, $R_{21} = R(r_2)/R(r_1)$, 然后取对数

$$\alpha(f) = \frac{1}{r_2 - r_1} [\ln R_{21} - \ln A_{21}] \quad (1-60)$$

式中, r_1, r_2 已知, R_{21} 可计算或统计得到, 只要在不同距离上测得透射(或直达)波振幅谱比 A_{21} , 即可计算出对应不同频率的吸收系数。

在具有已知吸收系数 $\alpha_1(f)$ 的标准岩石试件时, 可利用欲测试件与标准试件观测的直达波振幅谱比来计算。通常它们的 α_i 及透射距离 r_i 不相同, 所以由上式即有

$$\alpha_2(f) = \frac{1}{r_2} [\ln R'_{21} - \ln A'_{21} + \alpha_1(f) \cdot r_1] \quad (1-61)$$

对于一些干燥岩石, 在很宽频率范围($10^{-2} \sim 10^7$ Hz)内有

$$\alpha(f) = \beta \cdot f \quad (1-62a)$$

则

$$Q = \pi/(\beta c) \quad (1-62b)$$

这表明, 在这种条件下 Q 值与 f 无关。这样, 式(1-60)与式(1-61)可进一步改写为

$$\ln A_{21} = \ln R_{21} - \beta(r_2 - r_1)f \quad (1-63)$$

$$\ln A'_{21} = \ln R'_{21} - (\beta_2 r_2 - \beta_1 r_1)f \quad (1-64)$$

式中, $\ln R_{21} = \text{常数}$, 表明在单对数坐标系中, 二式都为直线, 其直线的斜率分别为

$$k = \beta(r_2 - r_1) \quad (1-65)$$

$$k' = \beta_2 r_2 - \beta_1 r_1 \quad (1-66)$$

于是

$$\ln A_{21} = c - kf \quad (1-67)$$

$$\ln A'_{21} = c' - k'f \quad (1-68)$$

在单对数坐标系内进行回归分析, 求得 k, k' 后, 则不难求得

$$\alpha(f) = \frac{k}{r_2 - r_1} f \quad (1-69)$$

$$\alpha_2(f) = \frac{k' + \beta_1 r_1}{r_2} f \quad (1-70)$$

在上述吸收系数的测算中, 已考虑了波前扩散的影响, 其实, 还应该考虑波的频散效应。但由于通常体波频散很小, 可忽略不计; 对于有明显频散的面波或槽波, 则应该给予考虑。

Q 值或 α 值测量既可在实验室内岩石试件上进行,也可在现场做原位测试。现场测试的方法目前常采用的有:

- ① P 波 VSP 井中测量;
- ② S 波井中三分量测量。

可以预料,在煤矿井下利用槽波透射法将最有可能获得更高质量的有关煤层吸收系数与 Q 值的数据。

McDonel(1958) 等人成功测量了科罗拉多地区厚达 1200m 的 Pierre 页岩。该页岩 $v_p \approx 2300\text{m/s}$, 呈块状,近似各向同性。测试发现在垂直层面方向,P 波在 50 ~ 450Hz 范围内, Q_p 不随频率 f 变化, $\alpha_p \approx 0.12f(\text{dB}/1000\text{ft})$ 、 $Q_p \approx 32$;而 S 波在 20 ~ 125Hz 范围内, Q_s 也几乎为一常数, $\alpha_s = 1.0f(\text{dB}/1000\text{ft})$ 、 $Q_s \approx 10$ 。似乎 Q_s 是 Q_p 的 50% ~ 33% 左右。

Hamilton(1972) 描述了浅海沉积物 P 波的衰减,指出从砂砾岩到粘土岩、泥岩类沉积物中,在 3.5 ~ 1000kHz 范围内 $\alpha(f)$ 与 f 成线性关系,而 $Q \approx$ 常数。

测量 Q 值的方法还有很多,读者可参考有关文献。下面仅将瓦特尔(Water, 1978)概括的各类岩石 Q 值和吸收系数的常见范围列于表1-1中。

表1-1 岩石的品质因子及吸收系数

岩 石	Q_p	$\alpha_p \lambda$
岩 浆 岩	75~150	0.04~0.02
沉 积 岩	20~150	0.16~0.02
含气岩石	5~50	0.63~0.06

由上表可见,岩体的 Q_p 值与 α_p 系数是反映地质介质性质的一个重要参数;各类岩石的 Q_p 与 α_p 的数值变化范围很大,且各岩类之间往往相互重叠,在使用中需加注意。

4. 关于吸收衰减的几个问题

① 吸收衰减的物理机制 吸收衰减的机制问题,一般认为影响吸收衰减的因素包括介质结构(如基质骨架、流体、杂质和组合方式)、介质所处的物理环境及地震波的性质等。地震波在骨架中的衰减可能由基质矿物固有的滞弹性矿物颗粒间、基质裂缝间相对运动引起的摩擦损耗所致,也可能与岩石骨架中液体的粘滞效应、流体的局部饱和度和分布有关。

虽然吸收衰减机制的研究已经不少,但至今尚不够清楚。它是一个综合性的、复杂的研究课题,涉及到地震波动理论、非完全弹性理论、多相介质理论、模拟技术、测试技术及计算技术等。即便是已有的结论也只能是在一定范围内适用。

② 吸收衰减与波前扩散在地震波振幅衰减过程中的作用 为了便于比较,设某种介质中对数衰减量 $\delta = 0.15\text{dB}/\lambda$,地震波速 $c = 2000\text{m/s}$,在离震源为 x_0 、 x_1 处观察同一频率谐波振幅,分别为 A_0 、 A_1 ,则吸收衰减与波前扩散造成地震波的衰减 D_a (单位 dB) 与 D_s (单位 dB) 分别按下式计算:

$$D_a = \ln \frac{A_0}{A_1} = \alpha(x_1 - x_0) = -\frac{\delta f}{c}(x_1 - x_0) \quad (1-71)$$

$$D_s = \ln \frac{A_0}{A_1} = 20 \log \frac{x_1}{x_0} \quad (1-72)$$

计算结果列于表1-2中。

表1-2 地震波的吸收衰减与波前扩散衰减 (设 $\delta=0.15\text{dB}/\lambda, c=2200\text{m/s}, x_0=100\text{m}$)

	f, Hz	x_1, m					
		250	500	750	1000	1500	3000
D_a, dB	1	0.010	0.027	0.044	0.061	0.095	0.198
	10	0.102	0.273	0.443	0.641	0.955	1.980
	25	0.260	0.680	1.110	1.530	2.390	4.940
	50	0.510	1.360	2.220	3.070	4.770	9.890
	75	0.760	2.050	3.320	4.600	7.160	14.800
	100	1.020	2.730	4.430	6.140	9.550	19.800
	150	1.530	4.090	6.650	9.200	14.320	29.700
	300	3.070	8.180	13.300	18.410	28.640	59.320
	500	5.110	13.640	22.160	30.680	47.730	98.860
D_s, dB	ALL	7.96	13.98	17.50	20.00	23.50	29.50

由上表可知,在频率 f 较低和距离 x 不很大时,波前扩散比吸收衰减作用大;在 f 较高和 x 很大时,吸收衰减比波前扩散更重要。随着 f 的升高和 x 增大,吸收衰减量增加,使地震波形发生明显变化;频带变窄、优势频率降低、延续时间增长。结果,导致勘探分辨率降低。在地表附近,低速带的吸收系数大,这一问题更加严重。

③ 岩石吸收系数与 Q 值的应用 岩石吸收系数与 Q 值的应用已逐渐引起人们重视,尽管尚不够成熟,但近年来也较好地用于地震波衰减的补偿处理(反 Q 滤波)和正演模型计算等方面。

在天然状态下,岩石的矿物成分、孔隙度、裂隙度、流体含量、压力与岩石围压等,对岩石地球物理特征(包括岩石的吸收系数及 Q 值等)都有很大的影响。测量这些参数,有可能提供有关岩性、含油气、瓦斯和水等类信息。所以, $\alpha(f)$ 与 Q 值有可能成为岩性地震勘探的重要参数。

第四节 球面波的分解与索末菲尔德积分

如前所述,在均匀各向同性理想弹性介质中,球对称震源所激发的是一个球面脉冲波。在以后的讨论中,往往限于讨论平面谐波。这是因为一方面减少了变量的数目,使问题的分析讨论简便直观,另一方面仍不失普遍意义。从傅氏变换观点出发,任一个脉冲波都可以分解为无数谐波的叠加;而索末菲尔德(Sommerfeld)积分又说明,球面波可分解为无数不同传播方向的均匀平面波与非均匀平面波的叠加。

一 均匀平面波与非均匀平面波

平面波是最简单的波动形式,它一般可表达为

$$f(t) = f\left(\frac{n_x x + n_y y + n_z z}{c} - t\right) \quad (1-73)$$

式中 n_x, n_y, n_z ——平面波传播方向单位向量 r/r 的方向余弦, 其满足条件

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = 1 \quad (1-74)$$

c ——平面波的传播速度。

该平面波满足波动方程

$$\nabla^2 f = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

式中 ∇^2 ——拉普拉斯算子。

式(1-73)描述了一个沿 r/r 方向传播的扰动, 速度为 c 且在传播中波形保持不变。

根据傅氏变换的观点, 式(1-73)可写为

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega \zeta) d\omega$$

而

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega \zeta) dt \quad (1-75)$$

$$\zeta = \frac{n_x x + n_y y + n_z z}{c} - t$$

于是, 将任意平面波振动都可表示为最简单的平面谐波的叠加。

若令 \mathbf{K} 表示波矢, 则它在三个坐标轴上的分量分别为 $k_x = \mathbf{K}n_x, k_y = \mathbf{K}n_y, k_z = \mathbf{K}n_z$, 则有

$$\mathbf{K}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (1-76)$$

为实数。考虑到波数的概念, 最简单的平面谐波表达为

$$f(\omega, x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} F(\omega) \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)] d\omega \quad (1-77)$$

当平面波沿 x 方向传播, 则 $n_y = n_z = 0, \mathbf{K} = k_x$, 于是平面波

$$f(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp[i(k_x x - \omega t)] d\omega \quad (1-78)$$

对固定频率的谐波分量, 有

$$f(\omega, x, t) = \frac{1}{2\pi} F(\omega) \exp[i(k_x x - \omega t)]$$

取其实部, 得

$$f(\omega, x, t) = \frac{1}{2\pi} F(\omega) \cos(\omega t - k_x x) \quad (1-79)$$

由此可见, 在一个定点 $x = \text{常数}$ 时, $f(\omega, x, t)$ 随时间作周期振动, 周期为 $T = 2\pi/\omega = 2\pi/(k_x c)$; 在给定时间 $t = \text{常数}$ 时, $f(\omega, x, t)$ 又是空间 x 的周期函数, 其周期是波长 $\lambda, \lambda = 2\pi/k_x$ 。两个周期的关系是

$$\lambda = c T$$

上述的平面波, 在任何时刻的波前面上质点振动的振幅都与空间坐标无关, 即等幅。具有这种性质的平面波称均匀平面波, 或简称平面波。

如果将波数从实数域推广到复数域, 平面波的概念还可进一步扩展。现令

$$k_x = k_{x1} + ik_{x2}, k_y = k_{y1} + ik_{y2}, k_z = k_{z1} + ik_{z2} \quad (1-80)$$

代入式(1-77), 则平面谐波即表达为

$$f(\omega, x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} F(\omega) \times \exp[-(k_{x2}x + k_{y2}y + k_{z2}z)]$$

$$\times \exp[i(k_{x1}x + k_{y1}y + k_{z1}z - \omega t)] \quad (1-81)$$

由此可知,由于复波数引入,使波的性质发生变化,其振幅按指数规律衰减。显然其等幅面由方程

$$k_{x2}x + k_{y2}y + k_{z2}z = \text{常数} \quad (1-82)$$

给定;等相位面由方程

$$k_{x1}x + k_{y1}y + k_{z1}z - \omega t = \text{常数} \quad (1-83)$$

给定。当将复波数代入式(1-76),得

$$K^2 = (k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2 - k_{x2}^2 - k_{y2}^2 - k_{z2}^2) + i(k_{x1}k_{x2} + k_{y1}k_{y2} + k_{z1}k_{z2}) \quad (1-84)$$

考虑到 K^2 是实数,则必有虚部为零,即

$$k_{x1}k_{x2} + k_{y1}k_{y2} + k_{z1}k_{z2} = 0 \quad (1-85)$$

式(1-85)表明,等幅面族与等时面族相互正交。

综上所述,将波数扩展到复数域后,平面谐波 $f(\omega, x, y, z, t)$ 仍沿 K 的方向传播,其在波阵面上质点振动的振幅在垂直于 K 的方向按指数规律衰减,这样的平面波称为非均匀平面波。

为进一步研究非均匀平面波,设波前平行于 y 轴,这时平面谐波表达式可简化为

$$f(\omega, x, z, t) = \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \quad (1-86)$$

式中,设振幅为 1, $k_x = K \cos \beta$, $k_z = K \sin \beta$, 角度 β 是波前法线与 x 轴间的夹角。如果引入复波数概念,实际上 β 角只能取为复数: $\beta = \beta_1 + i\beta_2$, 非均匀平面波即由此而产生。这是因为

$$\begin{aligned} \cos(\beta_1 + i\beta_2) &= \cos\beta_1 \operatorname{ch}\beta_2 + i \sin\beta_1 \operatorname{sh}\beta_2 \\ \sin(\beta_1 + i\beta_2) &= \sin\beta_1 \operatorname{ch}\beta_2 + i \cos\beta_1 \operatorname{sh}\beta_2 \end{aligned} \quad (1-87)$$

于是,平面波 f 变为

$$f = \exp[K(x \sin \beta_1 + z \cos \beta_1) \operatorname{sh} \beta_2] \times \exp[iK(x \cos \beta_1 - z \sin \beta_1) \operatorname{ch} \beta_2] \quad (1-88)$$

它是一个非均匀平面波。这里略去因子 $\exp(i\omega t)$ 。

在 β 角为实数时,波长 $\lambda = 2\pi/K$; 当 β 角为复数时,波长 $\lambda_0 = 2\pi/(K \operatorname{ch} \beta_2)$, 因为 $\operatorname{ch} \beta_2 > 1$, 所以总有 $\lambda_0 < \lambda$ 。这个事实表明,非均匀平面波的传播速度总是小于均匀平面波的传播速度,且振幅沿 z 轴方向按指数规律衰减。

二 球面波的平面波分解: Sommerfeld 积分

平面波是最简单也是最基本的波动形式,关于平面波在两种介质分界平面的反射及折射问题人所熟知。然面对称力点震源激发的是球面波,讨论它在平界面上的反射及折射就会出现不少困难。问题是地震波具有球面对称性,而分界面却是平的,因此要解决此类问题,自然应该把球面波分解成平面波。

若略去因子 $e^{-i\omega t}$ 及振幅,球面波可写为

$$\frac{e^{iKR}}{R} \quad (1-89)$$

当坐标原点选在震源,则有 $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$ 。在 $z = 0$ 的 xy 平面上,球面波场为 $\frac{e^{iKr}}{r}$, 其中 $r^2 = x^2 + y^2$ 。将这个波场做双重傅里叶变换:

$$\frac{e^{iKr}}{r} = \iint_{-\infty}^{+\infty} A(k_x, k_y) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y \quad (1-90)$$

$$A(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{iKr}}{r} \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy \quad (1-91)$$

变为极坐标形式,令

$$\begin{aligned} k_x &= q \cos \psi, & k_y &= q \sin \psi, & q &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \\ x &= r \cos \varphi, & y &= r \sin \varphi, & dx dy &= r dr d\varphi \end{aligned}$$

于是式(1-91)可改写为

$$A(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \exp[ir(K - q \cos(\psi - \varphi))] dr \quad (1-92)$$

若设介质中存在某种即使是任意小的吸收,即 K 具有正的虚部,代入积分上限后就变为零,因此得到

$$\begin{aligned} A(k_x, k_y) &= \frac{i}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{K - q \cos(\psi - \varphi)} \\ &= \frac{i}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{K^2 - q^2}} = \frac{i}{2\pi \sqrt{K^2 - k_x^2 - k_y^2}} \end{aligned} \quad (1-93)$$

这样,在 xy 平面上面波场即可写为

$$\frac{e^{iKr}}{r} = \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[i(k_x x + k_y y)]}{\sqrt{K^2 - k_x^2 - k_y^2}} dk_x dk_y \quad (1-94)$$

显然不难将此波场延拓到三维空间。众所周知,这时每一个傅里叶分量都对应着一个平面波,做这种延拓,只要在被积式的指数式中补充一项 $\pm ik_z z$ (其中 $k_z = \sqrt{K^2 - k_x^2 - k_y^2}$) 即可。符号“ \pm ”分别对应 $z \geq 0$ 和 $z \leq 0$ 半空间的点及沿 z 正反方向传播的波,于是球面波场

$$\frac{e^{iKR}}{R} = \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp[i(k_x x + k_y y \pm k_z z)] \frac{dk_x dk_y}{k_z} \quad (1-95)$$

式(1-95)表明已经将球面波分解为传播方向由 (k_x, k_y, k_z) 给定的无数个平面波的叠加。

对 K 的水平分量 k_x, k_y 的积分可以改换为表征每一平面波传播方向的角度 θ 及 φ (见图 1-6) 积分。这时

$$k_x = K \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = K \sin \theta \sin \varphi, \quad k_z = K \cos \theta \quad (1-96)$$

对 φ 的积分限为 $(0, 2\pi)$, 对 θ 的积分限则不能只限于这个角度的实数值, k_z 的值从 $k_z = k_y = 0$ 时的 $k_z = K$ 一直变到 $k_x \rightarrow \pm \infty$ 或 $k_y \rightarrow \pm \infty$ 时的 $k_z = i\infty$ 。式 $k_z = K \cos \theta$ 中, θ 从 $\theta = 0$ 变化到 $\theta = \frac{\pi}{2} - i\infty$ 。取图 1-7 所示的积分路径,考虑到

$$\frac{dk_x dk_y}{k_z} = K \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1-97)$$

结果展开式(1-95)又可写为

$$\frac{e^{iKR}}{R} = \frac{iK}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2} - i\infty} \int_0^{2\pi} \exp[i(k_x x + k_y y \pm k_z z)] \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1-98)$$

为把积分区间分为两部分,式(1-98)又写为

$$\frac{\exp(iKR)}{R} = \frac{iK}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)] \sin \theta d\theta d\varphi$$

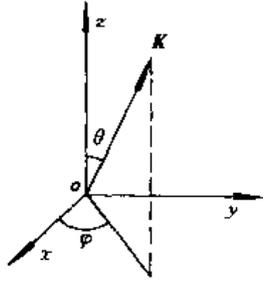


图1-6 波矢 \mathbf{K} 在空间中的位置
及与角度 θ, φ 的关系

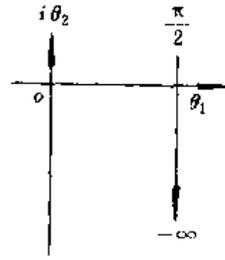


图1-7 在 $\theta = \theta_1 + i\theta_2$ 复平面上的
积分路径

$$+ \frac{i\mathbf{K}}{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{-i\infty} \int_0^{2\pi} \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)] \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1-99)$$

由此展开式可见,球面波不仅由等式右边第一项表示的不同方向传播的普通平面波组成,还包含有第二项所示的不同传播方向的非均匀平面波。因此,一个球面波可以分解为普通平面波及非均匀平面波的叠加。非均匀平面波对应着复角 $\theta = \frac{\pi}{2} - i\alpha$,沿 xy 平面由 φ 给定的方向传播,其振幅在 z 方向指数性地减小。式(1-99)所示积分就称着 Sommerfeld 积分。

应注意的是,仅由一些寻常的平面波叠加,不能满足当 $R \rightarrow 0$ 时具有所要求的奇点(震源)的场,显然,这正好可利用非均匀波来实现。

令 $\theta = \frac{\pi}{2} - i\alpha$, 得非均匀波的波矢分量

$$k_x = K \cos\varphi \operatorname{ch}\alpha, \quad k_y = K \sin\varphi \operatorname{ch}\alpha, \quad k_z = i \operatorname{sh}\alpha$$

当 $\alpha \rightarrow \infty$ 时,得 $k_x \rightarrow \infty \cos\varphi, k_y \rightarrow \infty \sin\varphi, k_z \rightarrow i\infty$ 。这意味着对应于在 xy 平面内传播、波长趋于零、同时在铅直方向按衰减系数为 ∞ 而指数衰减的波。在 $x=y=z=0$, 即 $R \rightarrow 0$ 时,无限个这样的波叠加就可给出场的无限值。相反,只要离开这一点,或由于衰减有限(当 $z \neq 0$),或由于波的异相(当 $x \neq 0, y \neq 0$),就只能得到场的有限值。

还应该指出,在上面讨论过程中,坐标轴的方向是任选的,实际上所分解的非均匀波可以在人们预先给定的任意(所谓 z 轴)方向上衰减。

实际上当一个球面波往外传播时,随着传播距离 r 增大,波前不断扩展,考虑波前上某一点的邻域都可近似看作为平面波前。如图1-8所示,用平面波前 $P'QR'$ 代替球面波前 PQR 的误差决定于 θ 角,即平面波前法线与真正传播方向间的偏离。若 r 足够大时,可使其误差在允许范围之内。所以,将球面波简化为平面波是有效的。

第五节 地震波在平界面上的反射与透射

以上各节的讨论,仅限于无限介质中的地震波。实际的地质介质并非无限介质,通常是层状介质,层间存在着明显的弹性分界面;或者为自由表面所限的半无限介质。在这样的介质中,地震波的传播要复杂得多。在地震界面上,地震波不仅要产生反射和折射,而且还要产生波型的分裂与转换,于是不仅有无限介质中传播的体波(P波与S波),而且还要产生

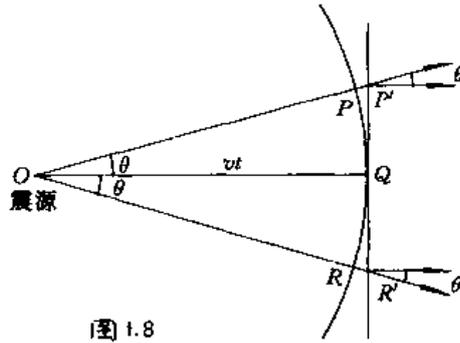


图 1.8

图1-8 用平面波前代替球面波前
(据 Sheriff, 1982)

只在界面附近薄层中沿界面传播的面波。

— 斯奈尔(Snell)定律

当地震平面波入射到一个弹性分界面上,就会产生反射与透射(即折射,图1-9)。当一P波或SV波,从上半空间非垂直入射到界面($z=0$)上,则界面上质点位移既有 x 分量 u ,也有 z 分量 w 。以该点为新震源,既能产生P波,又能产生SV波;向上半空间辐射,形成反射P波与SV波;向下半空间辐射,形成透射P波与SV波。于是单一的入射P波(或SV波)入射到界面上,出现四个二次波。反射与透射P波称为入射P波的同类波,面反射与透射SV波,称为入射P波的转换波。对于入射SV波,可以类推。唯独SH波,由于只有 y 分量 v ,结果就只有SH同类波反射与透射。

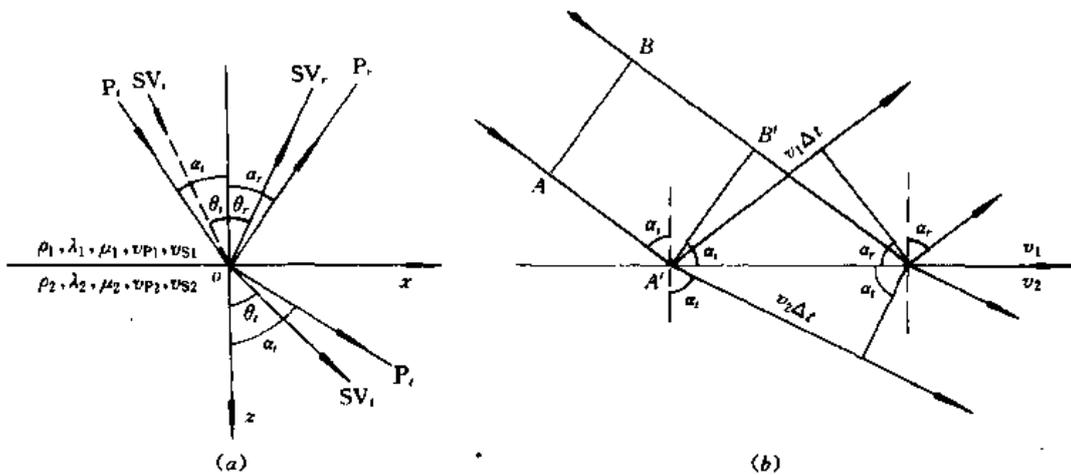


图1-9 平面波在界面上的反射与透射
(a) 平面波的反射与透射 (b) 视速度

当地震平面波入射到弹性分界面上,产生反射波返回入射波所在介质,同时产生透射波进入另一介质。反射波、透射波的传播方向决定于入射角与介质的速度。斯奈尔(Snell)定律给出了地震波在界面上反射与折射的运动学条件,即

反
2

$$\frac{\sin \alpha_i}{v_{P1}} = \frac{\sin \alpha_r}{v_{P1}} = \frac{\sin \theta_i}{v_{S1}} = \frac{\sin \theta_r}{v_{S1}} = \frac{\sin \alpha_t}{v_{P2}} = \frac{\sin \theta_t}{v_{S2}} = p \quad (1-100a)$$

式中 v_P, v_S ——分别表示 P 波速度与 S 波速度；
 α, θ ——分别表示 P 波与 S 波射线与法线间的夹角；
 i, r, t ——下标，分别表示入射、反射与透射；
 1、2——介质的编号；
 p ——常数，称为射线参数。

斯奈尔定律既可由几何地震学基本原理之一的惠更斯 (Huygens) 原理来证明〔图 1-9 (b)〕，也可由下面将要讨论的地震波能量在界面上的分配中得到证明。

射线参数 p 的倒数 c 具有速度的量纲，代表了地震波前沿界面移动的速度，称为视速度。若用 $\beta_{P1}, \beta_{P2}, \beta_{S1}, \beta_{S2}$ ，代表 P 波与 S 波射线与界面间的夹角 (称出射角)，则有

$$\frac{v_{P1}}{\cos \beta_{P1}} = \frac{v_{P2}}{\cos \beta_{P2}} = \frac{v_{S1}}{\cos \beta_{S1}} = \frac{v_{S2}}{\cos \beta_{S2}} = c \quad (1-100b)$$

根据斯奈尔定律，显然有

$$c > v_P > v_S \quad (1-101)$$

二 边界条件

地震波在弹性分界面上的反射与透射，除遵守斯奈尔定律运动学规律外，其能量的分配还必须遵从一定的规律，即动力学问题。这就要根据给定的入射波与边界条件从波动方程解出反射与透射波振幅变化规律。

设一平面波以波前平行于 y 轴向前传播，波的位移场

$$U = U_P + U_S = \text{grad} \varphi + \text{rot} \psi \quad (1-102)$$

式中，标量位 φ 与向量位 ψ 分别满足各自的波动方程。由于波前平行 y 轴，在平面波阵面上，则

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \psi_x}{\partial y} = \frac{\partial \psi_y}{\partial y} = \frac{\partial \psi_z}{\partial y} = 0 \quad (1-103)$$

由式 (1-102) 有

$$\begin{cases} u_P = (U_P)_x = \partial \varphi / \partial x \\ v_P = (U_P)_y = \partial \varphi / \partial y = 0 \\ w_P = (U_P)_z = \partial \varphi / \partial z \end{cases} \quad (1-104)$$

$$\begin{cases} u_S = (U_S)_x = \partial \psi_x / \partial y - \partial \psi_y / \partial x = -\partial \psi_y / \partial x \\ v_S = (U_S)_y = \partial \psi_x / \partial z = -\partial \psi_z / \partial x \\ w_S = (U_S)_z = \partial \psi_y / \partial x - \partial \psi_x / \partial y = \partial \psi_y / \partial x \end{cases} \quad (1-105)$$

于是， U 的三个分量为

$$\begin{cases} u = U_x = u_P + u_S = \partial \varphi / \partial x - \partial \psi_y / \partial x \\ v = U_y = v_P + v_S = \partial \varphi_x / \partial y - \partial \psi_x / \partial x \\ w = U_z = w_P + w_S = \partial \varphi / \partial z + \partial \psi_y / \partial x \end{cases} \quad (1-106)$$

若以 $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{yz}$ 表示界面上的正应力及两个分别沿 x, y 方向的剪应力，那末有

$$\begin{cases}
 \sigma_{xx} = \lambda(\partial u/\partial x + \partial w/\partial z) + 2\mu\partial w/\partial z \\
 = \lambda\nabla^2\varphi + 2\mu(\partial^2\varphi/\partial z^2 + \partial^2\psi_y/\partial x\partial z) \\
 = \rho\partial^2\varphi/\partial t^2 + 2\mu(\partial^2\psi_y/\partial x\partial z - \partial^2\varphi/\partial x^2) \\
 = \rho[v_p^2\nabla^2\varphi + 2v_s^2(\partial^2\psi_y/\partial x\partial z - \partial^2\varphi/\partial x^2)] \\
 \sigma_{zz} = \mu(\partial u/\partial z + \partial w/\partial x) \\
 = \mu(2\partial^2\varphi/\partial x\partial z + \partial^2\psi_y/\partial x^2 - \partial^2\psi_y/\partial z^2) \\
 = \rho v_s^2(2\partial^2\varphi/\partial x\partial z + \partial^2\psi_y/\partial x^2 - \partial^2\psi_y/\partial z^2) \\
 \sigma_{yz} = \mu(\partial v/\partial z + \partial w/\partial y) = \mu\partial v/\partial z
 \end{cases} \quad (1-107)$$

在上下半空间不同介质的分界面上,地震波应满足如下条件:

① 应力连续性

$$\begin{cases}
 (\sigma_{xx})_1 = (\sigma_{xx})_2 \\
 (\sigma_{zz})_1 = (\sigma_{zz})_2 \\
 (\sigma_{yz})_1 = (\sigma_{yz})_2
 \end{cases} \quad (1-108a)$$

② 位移连续性

$$(u)_1 = (u)_2, \quad (v)_1 = (v)_2, \quad (w)_1 = (w)_2 \quad (1-108b)$$

式中 1,2——不同弹性介质的编码。

自由面意味着在该界面上可以自由变形、不受约束,所以,自由表面的边界条件只需满足在自由表面上应力为零,即

$$\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \sigma_{yz} = 0 \quad (1-109)$$

上述讨论应该注意以下三点:

① 位移场的分量 $v = v_p + v_s = v_s$, 全为 S 波场的分量。从式(1-107)可知, v 只出现在剪切分量 σ_{yz} 的表达式中; x, z 分量 u, w 则只出现在 σ_{xx}, σ_{zz} 式中。如果入射波为 SH 波, 由于只有 $v \neq 0$, 而 $u = w = 0$, 根据上述边界条件产生的反射波与透射波也只有 SH 波。同样, 不论 P 波或 SV 波入射, 一般 $u \neq 0, w \neq 0$, 而 $v = 0$ 。因此, 根据边界条件, 将同时产生反射 P 波和 SV 波及透射 P 波和 SV 波等四个二次波。

② 在介质 1, 2 中的总波场, 应分别为该介质中所有波场的叠加。在介质 1, 2 中的总位移函数为

$$\begin{cases}
 \varphi_1 = \varphi_i + \varphi_r \\
 \psi_{x1} = \psi_{xi} + \psi_{xr}, \quad \psi_{y1} = \psi_{yi} + \psi_{yr}, \quad \psi_{z1} = \psi_{zi} + \psi_{zr} \\
 \varphi_2 = \varphi_t, \quad \psi_{x2} = \psi_{xt}, \quad \psi_{y2} = \psi_{yt}, \quad \psi_{z2} = \psi_{zt}
 \end{cases} \quad (1-110)$$

式中 1, 2——介质 1, 2 的编码;

x, y, z —— ψ 的三个分量的下标;

i, r, t ——下标, 分别表示入射、反射与透射。

实际上从边条件中所涉及的位函数和位移, 都应该是所述介质 1, 2 中总位函数及总位移函数。

③ 通常直接假设入射波及透射波等都是平面谐波, 显然它们都满足相应波动方程。现以 SH 波波前平行 y 轴、从介质 1 入射到界面 ($z = 0$) 为例(类似图 1-9), 在这种条件下, 只有反射 SH 波及透射 SH 波。设它们分别写为

$$\begin{cases} \psi_i = A_i \exp[i\omega_i(t - x \sin\theta_i/v_{S1} - z \cos\theta_i/v_{S1})] \\ \psi_r = A_r \exp[i\omega_r(t - x \sin\theta_r/v_{S1} + z \cos\theta_r/v_{S1})] \\ \psi_t = A_t \exp[i\omega_t(t - x \sin\theta_t/v_{S2} - z \cos\theta_t/v_{S2})] \end{cases} \quad (1-111)$$

式中 i, r, t ——下标,分别为入射、反射及透射;

ψ ——位函数;

A ——谐波振幅;

ω ——圆频率;

$\theta_i, \theta_r, \theta_t$ ——SH波入射角、反射角及折射角;

v_{S1}, v_{S2} ——介质1、2的S波波速。

介质1、2中的总场位为

$$\psi_1 = \psi_i + \psi_r$$

$$\psi_2 = \psi_t$$

代入边界条件,所得等式都是不同指数项 $\exp[\quad]$ 的线性组合。要使边界条件对所有 x 与 t 都成立,则必须有

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t = \omega$$

$$\sin\theta_i/v_{S1} = \sin\theta_r/v_{S1} = \sin\theta_t/v_{S2}$$

显然, $\theta_i = \theta_r$ 。

由此不难推广到P波或SV波入射的情况。从而得出结论:反射、透射谐波与入射谐波频率相同;同类波反射角等于入射角;入射波、反射波、透射波射线与入射点界面法线夹角的正弦与相应介质波速之比等于同一个常数,即

$$\frac{\sin\alpha_i}{v_{P1}} = \frac{\sin\alpha_r}{v_{P1}} = \frac{\sin\alpha_t}{v_{P2}} = \frac{\sin\theta_i}{v_{S1}} = \frac{\sin\theta_r}{v_{S1}} = \frac{\sin\theta_t}{v_{S2}} = p$$

这即上一节讨论的斯奈尔定律。

为了方便,在下面一些推导中常略去各谐波相同的指数因子 $\exp(i\omega t)$ 。除了对 t 求导或要分离谐波的实部与虚部之外,只要在最终结果乘以这个因子即可。

三 平面波在自由界面上的反射

地震勘探一般在地表进行观测,地表即相当于自由表面。这里首先讨论平面谐波在自由面上的反射问题。

1. P波或SV波入射的情况

设 $z = 0$ 为自由界面(即地表面), z 轴垂直向下。若有平面P波或SV波从介质内(下半空间)入射到自由表面的 o 点,并在该点发生反射。只要适当选择 x, y, z 坐标,使波前平行于 y 轴, P波和SV波质点振动都在 xoz 平面内,位移与 y 轴无关,将问题简化为一个二维空间来处理(这是后面常用的方法;图1-10)。平面P波的标量位函数 φ 或SV波的向量位函数 ψ 分别以入射角 α_i 或 θ_i 入射到自由平面的 o 点,它们都满足相应的波动方程式(1-9)与式(1-10)。若略去因子 $\exp(i\omega t)$, 可将入射平面谐波写成

$$\varphi = A \exp(-Lx + Nz), \quad \psi = B \exp(-Lx + nz) \quad (1-112)$$

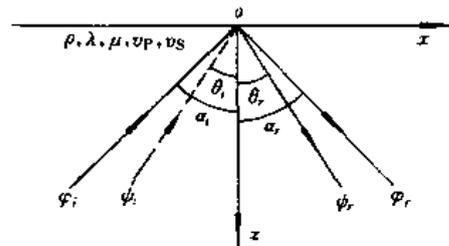


图1-10 P波、SV波在自由界面上的反射

设相应的反射波为

$$\varphi = A_i \exp(-Lx - Nz), \quad \varphi_r = B_i \exp(-lx - nz) \quad (1-113)$$

式中

$$L = i\omega \sin \alpha / v_P, N = i\omega \cos \alpha / v_P$$

$$l = i\omega \sin \theta / v_S, n = i\omega \cos \theta / v_S$$

这里 $\alpha_i = \alpha_r = \alpha, \theta_i = \theta_r = \theta$; 脚码 i, r 仍代表入射与反射; A_i, A_r 与 B_i, B_r 分别代表入射、反射 P 波与入射、反射 SV 波的振幅。考虑到斯奈尔定律, $L = l$ 。

在二维半空间中位的总场为

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_i - \varphi_r \\ \psi &= \psi_i + \psi_r \end{aligned} \quad (1-114)$$

应该满足应力为零的自由边界条件。将 $\varphi, \varphi_r, \psi, \psi_r$ 代入式(1-114), 然后代入式(1-107) 进行计算, 再令 $z = 0$, 考虑到 $L = l$, 则最后有

$$\begin{cases} (\lambda L^2 + \lambda N^2 + 2\mu N^2)(A_i + A_r) - 2\mu n L(B_i - B_r) = 0 \\ 2nL(A_i - A_r) + (n^2 - L^2)(B_i + B_r) = 0 \end{cases} \quad (1-115)$$

① P 波入射 当只有 P 波入射, 则 $\psi_i = B_i = 0$ 。若定义 $R_{PP} = A_r/A_i$ 是 P 波反射系数, $R_{PS} = B_r/B_i$ 是转换波 P-SV 波的反射系数, 式(1-115)变为

$$\begin{cases} (\lambda L^2 + \lambda N^2 + 2\mu N^2)(1 + R_{PP}) + 2\mu n L R_{PS} = 0 \\ 2nL(1 - R_{PP}) + (n^2 - L^2)R_{PS} = 0 \end{cases} \quad (1-116)$$

由此式可得

$$R_{PP} = \frac{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta - v_P^2 \cos^2 2\theta}{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + v_P^2 \cos^2 2\theta} \quad (1-117)$$

$$R_{PS} = \frac{-2v_S^2 \sin 2\alpha \cos 2\theta}{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + v_P^2 \cos^2 2\theta} \quad (1-118)$$

式中, $v_P^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho, v_S^2 = \mu/\rho$ 。

当 P 波垂直入射时, 有 $\alpha = 0$, 则 $R_{PS} = 0$, 没有转换波产生, $R_{PP} = -1$, 反射波与入射波振幅相同, 相位相反。

② SV 波入射 当只有 SV 波入射, 则 $\varphi_i = A_i = 0$, 于是式(1-115)变为

$$\begin{cases} (\lambda L^2 + \lambda N^2 + 2\mu N^2)R_{SP} - 2\mu n L(1 - R_{SS}) = 0 \\ -2nL R_{SP} + (n^2 - L^2)(1 + R_{SS}) = 0 \end{cases} \quad (1-119)$$

式中, $R_{SS} = B_r/B_i$, 代表 SV 波的反射系数; $R_{SP} = A_r/B_i$, 代表 SV-P 波的反射系数。可解得

$$R_{SS} = \frac{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta - v_P^2 \cos^2 2\theta}{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + v_P^2 \cos^2 2\theta} \quad (1-120)$$

$$R_{SP} = \frac{2v_P^2 \sin \theta \cos 2\theta}{v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + v_P^2 \cos^2 2\theta} \quad (1-121)$$

当 SV 波垂直入射时, 有 $\theta = 0$, 则 $R_{SP} = 0$, 没有转换 SV-P 波产生, 且 $R_{SS} = -1$, 反射波与入射波振幅相同, 相位相反。当 $\theta = \pi/4$ 时, 类似 $\theta = 0$ 的情况, $R_{SP} = 0$, 但 $R_{SS} = 1$, 反射波与入射波同相。

③ 全转换 对于 P 波入射, 若令

$$v_S^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta - v_P^2 \cos^2 2\theta = 0 \quad (1-122)$$

即 $R_{PP} = 0$, 入射 P 波全部转换为 SV 波。这时

$$R_{PS} = -\operatorname{ctg}2\theta \quad (1-123a)$$

同理,对于SV波入射时,有

$$R_{SP} = \operatorname{tg}2\theta \quad (1-123b)$$

考虑到 $\sin\alpha/\sin\theta = v_P/v_S = [2(1-\sigma)/(1-2\sigma)]^{1/2}$,就可根据式(1-122)计算出P波全部转换为SV波的入射角 α 与 σ 的范围。类似的方法也适用于SV波。

④ 掠入射 指入射波前法线平行于界面,即 $\alpha_i = \pi/2$,或 $\theta_i = \pi/2$ 的情况。掠入射又称擦边入射。

对于P波,令 $\alpha_i = \pi/2$,代入式(1-114),出现 $\varphi = 0, \psi = 0$ 的现象,波系消失,得不到P波擦边入射的结果。根据 Goodier 等人用极限办法处理结果的结论是:入射P波与反射P-SV波为原型;反射P波为非均匀波,它的振幅与 z 有关,它与入射P波都沿 x 方向传播,见图1-11所示。

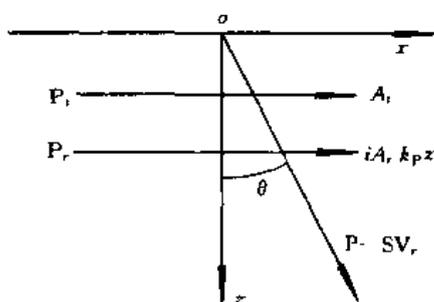


图1-11 P波掠入射的情况

$$(k_P = \frac{\omega}{v_P})$$

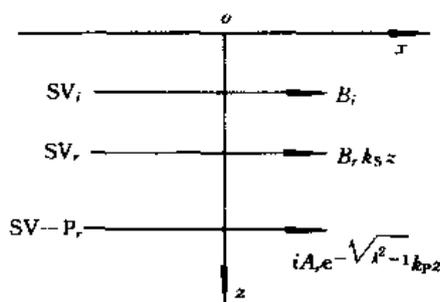


图1-12 SV波掠入射的情况

$$(k_S = \frac{\omega}{v_S}, k_P = \frac{\omega}{v_P}, k = \frac{k_S}{k_P})$$

同理,对于擦边入射SV波,结果是除了入射SV波为原型外,反射SV波、反射P波皆为非均匀平面波,振幅在半空间内与 z 有关、随深度增加而衰减,实际上是一种面波,与入射波传播方向一致,传播速度为 v_S ,见图1-12所示。

2. SH波入射

类似P波或SV波入射的讨论,如图1-13所示。设有SH波从下半空间以 θ 角入射到界面 ($z=0$) 的 o 点,适当选取 x, y 坐标轴,使 $u = w = 0$,只有同类SH波反射。入射与反射SH波的位移函数可写为

$$v_i = B_i \exp(-lx + nz) \quad v_r = B_r \exp(-lx - nz) \quad (1-124)$$

式中,符号和脚码同前。其总位移波场为 $v = v_i + v_r$,代入自由界面的边界条件

$$\mu \frac{\partial}{\partial z} (v_i + v_r) \Big|_{z=0} = 0$$

得
或

$$B_i = B_r$$

$$R_{SS} = B_r/B_i = 1 \quad (1-125)$$

四 平面波在中间平界面上的反射与透射

通常,地质介质是层状的,地震波在传播中遇到具有不同弹性 (ρ, λ, μ) 介质分界面时,就产生反射与透射。

1. P波、SV波入射的位势解法

现有两弹性半无限介质1、2,其弹性参数 $\rho, \lambda, \mu, v_s, v_p$ 以脚码 1、2 区别,它们以平面分隔,坐标原点 o 取在界面上, y 轴垂直纸面, x 轴与界面一致(图 1-14)。令 P 波、SV 波的平面波前平行于 y 轴,分别以 α_i, θ_i 从介质 1 中同时入射到分界面的 o 点,于是在该点将发生反射 P 波、SV 波与透射 P 波、SV 波等四个二次波。

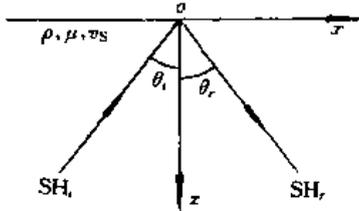


图1-13 SH波在自由界面上的反射

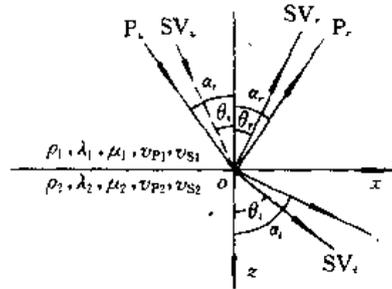


图 1-14 P 波、SV 波在平界面上的反射与透射

入射、反射与透射平面谐波的位函数可写成如下形式:

$$\begin{cases} \varphi_i = A_i \exp(i\omega \xi_i), & \psi_i = B_i \exp(i\omega \zeta_i) \\ \varphi_r = A_r \exp(i\omega \xi_r), & \psi_r = B_r \exp(i\omega \zeta_r) \\ \varphi_t = A_t \exp(i\omega \xi_t), & \psi_t = B_t \exp(i\omega \zeta_t) \end{cases} \quad (1-126)$$

式中 φ, ψ ——位移位及向量位;

A, B —— φ 和 ψ 的振幅;

i, r, t ——分别代表入射、反射与透射。

式中 ξ, ζ 由下式决定:

$$\begin{cases} \xi_i = -\frac{1}{v_{p1}}(x \sin \alpha_i + z \cos \alpha_i), & \zeta_i = -\frac{1}{v_{s1}}(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i) \\ \xi_r = -\frac{1}{v_{p1}}(x \sin \alpha_r - z \cos \alpha_r), & \zeta_r = -\frac{1}{v_{s1}}(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r) \\ \xi_t = -\frac{1}{v_{p1}}(x \sin \alpha_t + z \cos \alpha_t), & \zeta_t = -\frac{1}{v_{s1}}(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t) \end{cases} \quad (1-127)$$

在 φ, ψ 的所有表达式中,都略去了指数因子 $\exp(i\omega t)$ 。只需记住对 t 微分一次,在该项中乘以因子 $(i\omega t)$ 。

将上述的位函数 φ, ψ 代入边界条件时,无非是对 x, z 微分一次或两次,然后令 $z=0$,在等式两端各项都将出现

$$\begin{aligned} & \exp(-i\omega x \sin \alpha_i / v_{p1}), \quad \exp(-i\omega x \sin \alpha_r / v_{p1}) \\ & \exp(-i\omega x \sin \alpha_t / v_{p2}), \quad \exp(-i\omega x \sin \theta_r / v_{s1}) \end{aligned}$$

等类似的指数因子;若要各等式对所有 x, t 都成立,则应满足斯奈尔定律

$$\frac{\sin \alpha_i}{v_{p1}} = \frac{\sin \alpha_r}{v_{p1}} = \frac{\sin \alpha_t}{v_{p2}} = \frac{\sin \theta_i}{v_{s1}} = \frac{\sin \theta_r}{v_{s1}} = \frac{\sin \theta_t}{v_{s2}} = p \quad (1-128)$$

$$\alpha_i = \alpha_r = \alpha, \quad \theta_i = \theta_r = \theta$$

利用斯奈尔定律,可将式(1-127)改写成更简单的形式,即

$$\begin{cases} \xi_i = -p(x + z \cot \alpha), & \xi_r = -p(x + \cot \theta) \\ \xi_r = -p(x - z \cot \alpha), & \xi_i = -p(x - \cot \theta) \\ \xi_i = -p(x + z \cot \alpha_i), & \xi_r = -p(x + \cot \theta_i) \end{cases} \quad (1-129)$$

代入式(1-126)后,得出因子 $(-i\omega p)$ 。因此,在计算中,凡位函数对 x 微分,简化为乘以1;对 z 微分,简化为对应位函数分别乘以 $\cot \alpha, \cot \alpha_i$ 或分别乘以 $\cot \theta, \cot \theta_i$ 。

现将上下半空间介质1、2中的总位函数

$$\begin{cases} \varphi_1 = \varphi_i + \varphi_r, & \psi_1 = \psi_i + \psi_r \\ \varphi_2 = \varphi_i, & \psi_2 = \psi_i \end{cases} \quad (1-130)$$

代入边界条件

$$\begin{cases} u_1|_{z=0} = u_2|_{z=0}, & w_1|_{z=0} = w_2|_{z=0} \\ (\sigma_{xx})_1|_{z=0} = (\sigma_{xx})_2|_{z=0} \\ (\sigma_{xz})_1|_{z=0} = (\sigma_{xz})_2|_{z=0} \end{cases} \quad (1-131)$$

式中,位移 u, w 及应力 $(\sigma_{xx}), (\sigma_{xz})$ 的表达式由式(1-106)和式(1-107)给出,令其 $z=0$,则最后得

$$\begin{cases} A_i + A_r + \cot \theta (B_i - B_r) = A_i - \cot \theta_i B_i \\ -\cot \alpha A_i - \cot \alpha A_r + (B_i + B_r) = -\cot \alpha_i A_i - B_i \\ \mu_1 (\cot^2 \theta - 1) (A_i + A_r) - 2\mu_1 \cot \theta (B_i - B_r) = \mu_2 (\cot^2 \theta_i - 1) A_i - 2\mu_2 \cot \theta_i B_i \\ 2\mu_1 \cot \alpha (A_i - A_r) + \mu_1 (\cot^2 \theta - 1) (B_i + B_r) = 2\mu_2 \cot \alpha_i A_i + \mu_2 (\cot^2 \theta_i - 1) B_i \end{cases} \quad (1-132)$$

式中, $\alpha_i = \alpha_r$, 用 α 表示; $\theta_i = \theta_r$, 用 θ 表示。

若只有P波入射, $B_i = 0$ 。若定义 $R_{PP} = A_r/A_i$ 是P波反射系数, $T_{PP} = A_i/A_i$ 是P波透射系数, $R_{PS} = B_r/A_i$ 是转换P—SV波反射系数, $T_{PS} = B_i/A_i$ 是转换P—SV波透射系数, 则可将式写为

$$\begin{cases} R_{PP} - \cot \theta R_{PS} - T_{PP} + \cot \theta_i T_{PS} = -1 \\ \cot \alpha R_{PP} + R_{PS} + \cot \alpha_i T_{PP} - T_{PS} = \cot \alpha \\ \mu_1 (\cot^2 \theta - 1) R_{PP} + 2\mu_1 \cot \theta R_{PS} - \mu_2 (\cot^2 \alpha_i - 1) T_{PP} + 2\mu_2 \cot \theta_i T_{PS} \\ \quad = -\mu_1 (\cot^2 \theta - 1) \\ 2\mu_1 \cot \alpha R_{PP} - \mu_1 (\cot^2 \theta - 1) R_{PS} + 2\mu_2 \cot \alpha_i T_{PP} + \mu_2 (\cot^2 \theta_i - 1) T_{PS} \\ \quad = 2\mu_1 \cot \alpha \end{cases} \quad (1-133)$$

式(1-133)称 Knott 方程(Knott, 1899)。

同理,若只有SV波入射, $A_i = 0$ 。从式(1-132)可得出类似的结果(Ergin, 1952)。

2. P波、SV波入射的位移解法

P波与SV波在平界面上的反射与透射问题,也可直接通过位移 $U(u, v, w)$ 求解。使用与上述相同的符号,同时引入参量

$$\begin{cases} z = \rho_2 v_{s2} / \rho_1 v_{s1} \\ f_1 = v_{p1} / v_{s1} \times \cos 2\theta = v_{p1} / v_{s1} [1 - 2(v_{s1} / v_{p1})^2 \sin^2 \alpha] \\ f_2 = v_{p2} / v_{s2} \times \cos \theta_i = v_{p2} / v_{s2} [1 - 2(v_{s2} / v_{p2})^2 \sin^2 \alpha_i] \end{cases} \quad (1-134)$$

采用与前面完全类似的办法,可求得用矩阵形式表达的反射系数及透射系数。

对于SV波入射

$$\begin{bmatrix} -z\sin 2\theta_i & \sin 2\theta & zf_2 & f_1 \\ z\cos 2\theta_i & \cos 2\theta & 2z\sin\theta_i\cos\alpha_i & -2\sin\theta\cos\alpha \\ -\cos\theta_i & \cos\theta & -\sin\alpha_i & -\sin\alpha \\ \sin\theta_i & \sin\theta & -\cos\alpha_i & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{SS} \\ R_{SS} \\ T_{SP} \\ R_{SP} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin 2\theta \\ \cos 2\theta \\ -\cos\theta \\ \sin\theta \end{bmatrix} \quad (1-135)$$

对于 P 波入射

$$\begin{bmatrix} \cos\theta_i & -\cos\theta & \sin\alpha_i & \sin\alpha \\ \sin\theta_i & \sin\theta & -\cos\alpha_i & \cos\alpha \\ -z\sin 2\theta_i & \sin 2\theta & zf_2 & f_1 \\ z\cos 2\theta_i & \cos 2\theta & \frac{v_{S2}}{v_{P2}}z\sin 2\alpha_i & -\frac{v_{S1}}{v_{P1}}\sin 2\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{PS} \\ R_{PS} \\ T_{PP} \\ R_{PP} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\alpha \\ -\cos\alpha \\ f_1 \\ \frac{v_{S1}}{v_{P1}}\sin 2\alpha \end{bmatrix} \quad (1-136)$$

式(1-136)称为 Zoeppritz 方程 (1919)。

3. 垂直入射情况

当 P 波、SV 波垂直入射, $\alpha_i = \alpha_r = \alpha_t = \theta_i = \theta_r = \theta_t = 0$, 且

$$f_i = v_{Pi}/v_{Si} \quad i = 1, 2$$

对于 SV 波入射, 由于 $\sin\theta = \sin\theta_i = \sin\alpha = \sin\alpha_i = 0$, 由式(1-135)得

$$\begin{cases} zf_2 T_{SP} + f_1 R_{SP} = 0 \\ zT_{SS} + R_{SS} = 1 \\ -T_{SS} + R_{SS} = -1 \\ -T_{SP} + R_{SP} = 0 \end{cases} \quad (1-137)$$

解得

$$R_{SS} = \frac{\rho_1 v_{S1} - \rho_2 v_{S2}}{\rho_1 v_{S1} + \rho_2 v_{S2}} \quad (1-138)$$

$$T_{SS} = \frac{2\rho_1 v_{S1}}{\rho_1 v_{S1} + \rho_2 v_{S2}} \quad (1-139)$$

$$R_{SP} = T_{SP} = 0 \quad (1-140)$$

同理, 对 P 波垂直入射, 有

$$R_{PP} = \frac{\rho_1 v_{P1} - \rho_2 v_{P2}}{\rho_1 v_{P1} + \rho_2 v_{P2}} \quad (1-141)$$

$$T_{PP} = \frac{2\rho_1 v_{P1}}{\rho_1 v_{P1} + \rho_2 v_{P2}} \quad (1-142)$$

$$R_{PS} = T_{PS} = 0 \quad (1-143)$$

众所熟知, 只要垂直入射, 都无转换波产生。

4. SH 波在平界面上的反射与透射

类似 P 波、SV 波入射的情况, 若有一 SH 平面谐波, 其位移可表示为

$$v_i = B_i \exp[-ip(\omega x + z \cot\theta)] \quad (1-144)$$

以 θ 角入射到一个平界面上。如果合适选择坐标系, 位移只有 v 分量, 仅在界面上产生反射 SH 波及透射 SH 波。它分别可表示为

$$\begin{cases} v_r = B_r \exp[-ip(\omega x - z \cot\theta)] \\ v_t = B_t \exp[-ip(\omega x + z \cot\theta)] \end{cases} \quad (1-145)$$

代入边界条件

$$\begin{cases} v_1|_{z=0} = v_2|_{z=0} \\ (\sigma_{yz})_1|_{z=0} = (\sigma_{yz})_2|_{z=0} \end{cases} \quad (1-146)$$

式中, $v_1 = v_i + v_r, v_2 = v_t$ 。不难解得反射系数及透射系数

$$R_{SS} = \frac{\rho_1 v_{S1} \cos \theta - \rho_2 v_{S2} \cos \theta_i}{\rho_1 v_{S1} \cos \theta + \rho_2 v_{S2} \cos \theta_i} \quad (1-147)$$

$$T_{SS} = \frac{2\rho_1 v_{S1} \cos \theta}{\rho_1 v_{S1} \cos \theta + \rho_2 v_{S2} \cos \theta_i} \quad (1-148)$$

当 SH 波垂直入射时, $\theta_i = \theta_r = \theta_t = 0$, 所以得

$$R_{SS} = \frac{\rho_1 v_{S1} - \rho_2 v_{S2}}{\rho_1 v_{S1} + \rho_2 v_{S2}} \quad (1-149)$$

$$T_{SS} = \frac{2\rho_1 v_{S1}}{\rho_1 v_{S1} + \rho_2 v_{S2}} \quad (1-150)$$

值得指出以下三点:

① 位势与位移的反射系数和透射系数不同。可以证明, 在垂直入射条件下同类反射波系数间相差一个负号, 即

$$R_{FP}(\text{位}) = -R_{FP}(\text{位移}) \quad (1-151)$$

② 位势反射系数较适合于海洋检波器, 而位移反射系数较适合于陆用速度检波器。

③ 在界面上的入射、反射与透射遵守能量守恒定律, 即: 在界面任一面元上入射的能流等于所有反射、透射能流之和。在 P 波入射的情况下, 可以证明 $R_{PP}, R_{PS}, T_{PP}, T_{PS}$ 满足如下的能量方程

$$T_{PP}^2 \frac{\rho_2 \sin 2\alpha_i}{\rho_1 \sin 2\alpha} + T_{PS}^2 \frac{\rho_2 \sin 2\theta_i}{\rho_1 \sin 2\theta} + R_{PP}^2 + R_{PS}^2 \frac{\sin 2\theta}{\sin 2\alpha} = 1 \quad (1-152)$$

式中 α ——P 波的反射角;

θ ——SV 波的反射角。

当 SV 波入射时, 即使对于自由界面, 也有类似的结论。所以, “守恒”是指能量守恒, 而非振幅守恒。

第六节 平面波的全反射与导波

当地震平面波入射到一个中间平界面上时, 产生 2 个二次波(当 SH 波入射) 或 4 个二次波(当 P 或 SV 波入射)。它们共同遵守斯奈尔定律

$$\begin{aligned} \alpha_i = \alpha_r = \alpha, \quad \theta_i = \theta_r = \theta \\ \frac{\sin \alpha}{v_{P1}} = \frac{\sin \alpha_i}{v_{P2}} = \frac{\sin \theta}{v_{S1}} = \frac{\sin \theta_i}{v_{S2}} = p = \frac{1}{c} \end{aligned}$$

式中 α ——P 波的入射角与反射角;

α_i ——P 波的折射角;

θ ——S 波的入射角与反射角;

θ_i ——S 波的折射角;

v_{P1}, v_{S1} ——介质 1 的 P 波速度与 S 波速度;

v_{p2}, v_{s2} ——介质 2 的 P 波和 S 波速度；

p ——射线参数，其倒数 $c = 1/p$ 是视速度，代表地震波波前沿界面移动的速度。

若以 v_r, v_e 代表入射波速度与二次波速度， β_r, β_e 代表入射角与二次波的反射角或透射角。这时斯奈尔定律为

$$\frac{\sin \beta_e}{v_e} = \frac{\sin \beta_r}{v_r} = p \quad (1-153)$$

若对任一个二次波有 $v_e > v_r$ ，则 $\beta_e > \beta_r$ 。随着入射角不断增大， β_e 也增大，且首先达到 $\pi/2$ ，使二次波 $\beta_e = \pi/2$ 时的入射角称为临界角，记为 β_c 。显然，有

$$\sin \beta_c = v_r/v_e \quad (1-154)$$

当任一种体波以临界角入射，则相应的二次波将沿界面以 $c = v_e$ 滑行，与 $\beta_e < \beta_c$ 情况一样，二次波保持原型，且满足 $\sin \beta_e \leq 1$ 。

当入射角 β_r 从临界角继续增大且 $\beta_c < \beta_r < \pi/2$ 时，由于 $\sin \beta_r > \sin \beta_c = v_r/v_e$ ，则

$$\sin \beta_e = v_e/v_r \times \sin \beta_r > 1 \quad (1-155)$$

$$\cos \beta_e = \sqrt{1 - \sin^2 \beta_e} = [1 - (v_e/v_r)^2 \sin^2 \beta_r]^{1/2} \quad (1-156)$$

$\cos \beta_e$ 成为虚数。这里承认这个现实，并仿效前面讨论非均匀波时将波数 $k = \omega \sin \beta_e / v_e$ 扩展到复数域的方法，也将角度 β_e 扩展到复数域，令

$$\beta_e = \beta_r - i\gamma$$

式中， β_r 与 γ 皆为实数。 β_r 代表二次波的传播方向。若向 x 正方向传播， $\beta_r = \pi/2$ ，则

$$\beta_e = \pi/2 - i\gamma$$

所以有 $\cos \beta_e = \cos(\pi/2 - i\gamma) = \sin i\gamma = i \operatorname{sh} \gamma$

$$\sin \beta_e = \operatorname{ch} \gamma \geq 1$$

或

$$\begin{cases} \cos \beta_e = i[(v_e/v_r)^2 \sin^2 \beta_r - 1]^{1/2} = \pm i\delta \\ \sin \beta_e = (1 + \delta^2)^{1/2} \geq 1 \end{cases} \quad (1-157)$$

式中 $\delta^2 = \left[\left(\frac{v_e}{v_r} \right)^2 \sin^2 \beta_r - 1 \right]$ 。

如果入射波与二次波的表达式为

$$S_1 = A_1 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \sin \beta_r}{v_r} - \frac{z \cos \beta_r}{v_r} \right) \right] \quad (1-158)$$

$$S_2 = A_2 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \sin \beta_e}{v_e} \pm \frac{z \cos \beta_e}{v_e} \right) \right] \quad (1-159)$$

式中， A_1, A_2 表示入射波与二次波振幅；符号 \pm 分别对应于反射波与透射波。将式(1-157)代入式(1-159)，得

$$S_2 = A_2 \exp \left(-\frac{\omega \delta}{v_e} |z| \right) \times \exp \left[i\omega \left(t - x \sqrt{(1 + \delta^2)}/v_e \right) \right] \quad (1-160)$$

由此可知，在这种条件下二次波就成了非均匀波，它的振幅随着离开界面的距离 $|z|$ 的增大按指数规律衰减，该波沿 x 正方向传播，速度为

$$c = \frac{v_e}{\sqrt{1 + \delta^2}} < v_e \quad (1-161)$$

将式(1-157)代入相应反射系数和透射系数的表达式,其就不再具有实数的形式。

当 SV 平面波入射到自由表面时,反射系数及透射系数由式(1-120)或(1-121)给定。在入射角 $\theta > \arcsin(v_s/v_p)$ 时,反射角 α 成为复数,反射 P 波振幅随深度衰减,生成非均匀平面波,以速度 c 沿界面传播,且 c 介于 v_p 与 v_s 之间;同时,反射 SV 波产生全反射,反射的系数为 -1 。反射 P 波相对于入射波相移 δ ,而反射 SV 波相对于入射波相移 2δ 。 δ 有表达式:

$$\tan \delta = \frac{4 \sqrt{(1 - c^2/v_p^2)(c^2/v_s^2 - 1)}}{(2 - c^2/v_s^2)^2} \quad (1-162)$$

当 SH 平面波入射到中间界面时,它的反系数与透射系数为

$$R_{ss} = \frac{\cos \theta - m \cos \theta_i}{\cos \theta + m \cos \theta_i} \quad (1-163)$$

$$T_{ss} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + m \cos \theta_i} \quad (1-164)$$

式中, $m = \rho_2 v_{s2} / \rho_1 v_{s1}$, 且有 $v_{s1} = v_r < v_{s2} = v_t$; $\theta_i = \theta_r = \theta = \beta_r$, $\theta_i = \beta_t$ 。将

$$\cos \theta_i = \pm i \delta$$

$$\sin \theta_i = \sqrt{1 + \delta^2}$$

代入式(1-163)、式(1-164),得

$$R_{ss} = \frac{\cos \theta - i m \delta}{\cos \theta + i m \delta} = \exp(i 2 \varphi) \quad (1-165)$$

$$T_{ss} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + i m \delta} = \frac{2 \cos \theta}{(\cos^2 \theta + m^2 \delta^2)^{1/2}} \exp(i \varphi) \quad (1-166)$$

式中

$$\begin{cases} \tan 2 \varphi = 2 \left(\frac{-m \delta}{\cos \theta} \right) / \left[1 - \left(\frac{-m \delta}{\cos \theta} \right)^2 \right] \\ \tan \varphi = - \frac{m \delta}{\cos \theta} \\ \delta^2 = (v_{s2}/v_{s1})^2 \sin^2 \theta - 1 \end{cases} \quad (1-167)$$

于是,考虑到 $\cos \theta_i = \pm i \delta$,入射、反射与透射 SH 平面谐波可分别写为

$$\begin{cases} v_i = \exp[i \omega(t - x \sin \theta / v_{s1} - z \cos \theta / v_{s1})] \\ v_r = \exp[i \omega(t - x \sin \theta / v_{s1} + z \cos \theta / v_{s1})] \times \exp(i 2 \varphi) \\ v_t = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + m^2 \delta^2}} \exp\left(-\frac{\omega \delta}{v_{s2}} |z|\right) \\ \quad \times \exp[i \omega(t - x \sqrt{1 + \delta^2} / v_{s2})] \times \exp(i \varphi) \end{cases} \quad (1-168)$$

P 波或 SV 波入射到中间界面的情况比较复杂。对于 $v_{p2} > v_{s2} > v_{p1} > v_{s1}$ 条件下,可定义四个临界角。以 SV 波入射为例,当入射角 $\theta > \arcsin(v_{s1}/v_{p1})$,则 P 波反射角 α 、折射角 α ,与 SV 波折射角 θ 全变为复数,相应的 3 个二次波都变成为非均匀平面波,在界面附近沿 x 方向传播;只有反射 SV 波产生全反射。

式(1-168)指出,当平面波以入射角大于临界入射的条件下,反射波和入射波的振幅相等,产生“内全反射”,或简称“全反射”。同时形成一个透射的非均匀平面波,其振幅随着离开界面的距离 $|z|$ 增大按指数规律衰减,并以速度

$$c = v_{s2} / \sqrt{1 + \delta^2} < v_{s2} \quad (1-169)$$

在下半空间界面附近约一个波长的薄层内,沿 x 正方向传播。值得注意的是,透射波相对于入射波产生了一个相移 $\varphi, \varphi = \arctan(-m\delta/\cos\theta)$,而反射波又相对于透射波产生一个相同的相移。

由此可以进一步说明全反射的机制:入射波传递给反射波的能量,首先透过界而进入另一介质,然后又回到入射波所在介质。换句话说,下层介质内的非均匀透射平面波的振动,是从入射波“借”来能量,然后传递给反射波,能量又全部返回到原来的介质。

通过以上讨论,可以得出如下结论:

① 任何一种透射二次波,当它的波速大于入射波速的条件下,只要入射角大于临界角,都可能产生全反射:反射系数的绝对值为1,但要产生一个相位移 2φ 。不论坐标轴选择与传播方向如何,相移效应都是把时间因子增加 $2\varphi/|\omega|$ 。

② 任一种二次波的折射角或反射角 $\sin\beta_t > 1$,则该二次波便失去均匀平面波的性质,沿界面约一个波长薄层内传播,离开界面振幅随深度迅速衰减;与此同时,其余的透射和反射波继续保持平面波性质,但因为相移波形发生畸变。

③ 均匀平面波与非均匀平面波的能量是可以互相转换的。但在转换的同时,要产生一个相位移 φ 。

地震波在有边界限制的介质中传播,由于在界面上反射面形成一些特定干涉现象。如当多层介质中有一低速层时,因其速度比上下围岩低,它的顶底界面都将是一个强反射面。如果这时有一震源在低速层中激发振动,振动能量就在其上下边界产生来回多次全反射,使振动的相当一部分能量被禁锢在低速层内,产生叠加,形成一类特殊的干涉波沿低速层传播,该低速层就称为波导层,在波导层中传播的波就叫导波。

第七节 地震面波

而波是地震体波在自由表面附近相互叠加、相长干涉结果形成的一类干涉波。它们的能量集中在自由表面附近薄层内,振幅随深度增加而迅速衰减并沿界面传播。由于它们总存在于界面附近,习惯上把这类干涉波称为地震面波。在地震勘探中,常记录到的面波有瑞利面波、地滚波及洛夫而波。

一 自由表面的瑞利面波

1. 瑞利方程 (Rayleigh, 1887)

弹性半空间表面的瑞利面波(R波),是非均匀平面P波与非均匀平面SV波沿自由表面传播时互相叠加产生的。

设 $z=0$ 为自由表面, $z>0$ 为弹性空间[图1-15(a)],求由波动方程导出的振幅随深度面衰减的波。若有沿 x 方向传播的稳定振动,取位函数为

$$\begin{cases} \varphi = A(z)\exp(-i\omega x/c) \\ \psi = B(z)\exp(-i\omega x/c) \end{cases} \quad (1-170)$$

代入 φ, ψ 满足的波动方程得

$$\begin{cases} A(z) = A\exp(-\alpha z) \\ B(z) = B\exp(-\beta z) \end{cases} \quad (1-171)$$

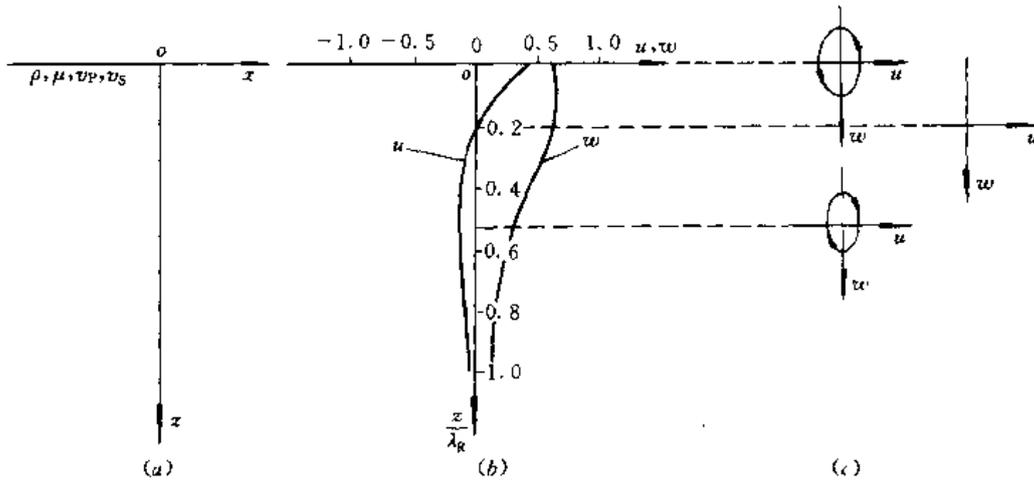


图1-15 瑞利面波

(a) 弹性半空间 (b) 振幅随深度衰减曲线 (c) 振动轨迹与深度的关系

式中

$$\begin{cases} \alpha^2 = \frac{\omega^2}{v_p^2} (v_p^2/c^2 - 1) \\ \beta^2 = \frac{\omega^2}{v_s^2} (v_s^2/c^2 - 1) \end{cases} \quad (1-172)$$

由于振幅 $A(z)$ 、 $B(z)$ 应随深度衰减, 则 α 、 β 必须为正实数。因此, 速度 c 应满足

$$c < v_s < v_p$$

在自由表面上, 满足边界条件

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = [\lambda(\partial u/\partial x + \partial w/\partial z) + 2\mu\partial w/\partial z]|_{z=0} = 0 \\ \sigma_{xx} = [\lambda(\partial u/\partial x + \partial w/\partial z)]|_{z=0} = 0 \end{cases} \quad (1-173)$$

以位移分量

$$\begin{cases} u = \partial\varphi/\partial x - \partial\psi/\partial z \\ w = \partial\varphi/\partial z + \partial\psi/\partial x \end{cases} \quad (1-174)$$

代入边界条件, 得

$$\begin{cases} A\left(2\frac{v_s^2}{c^2} - 1\right) + B\left(2i\frac{v_s}{c}\sqrt{\frac{v_s^2}{c^2} - 1}\right) = 0 \\ A\left(2i\frac{1}{c}\sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v_p^2}}\right) - B\frac{1}{v_s^2}\left(2\frac{v_s^2}{c^2} - 1\right) = 0 \end{cases} \quad (1-175)$$

为能解出关于 A 、 B 的非零解, 其系数行列式必须为零, 即

$$\begin{vmatrix} 2\frac{v_s^2}{c^2} - 1 & 2i\frac{v_s}{c}\sqrt{\frac{v_s^2}{c^2} - 1} \\ \frac{2i}{c}\sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v_p^2}} & \frac{1}{v_s^2}\left(2\frac{v_s^2}{c^2} - 1\right) \end{vmatrix} = 0 \quad (1-176)$$

令 $k_1 = v_p/v_s$, $k_2 = c/v_s$, 则上式可化解为

$$f(k_1, k_2) = k_2^6 - 8k_2^4 + (24 - 16/k_1^2)k_2^2 - 16(1 - 1/k_1^2) = 0 \quad (1-177)$$

它是一个关于相速度 c_R 的方程,称为瑞利方程。若方程中当 k_2 (即 c) 具有实根时,表示瑞利波存在。实际上当 $k_2^2 = 0$,方程左端 $= -16 + 16/k_1^2 < 0$;而当 $k_2^2 = 1$,则方程左端 $= 1$ 。这表明,当 k_2 从 0 变化到 1 之间,必然有一个 k_2 值,使方程式左端为零,即至少有一个实数根,且因 $k_2 < 1$,其相速度 $c < v_s$,保证了 $\alpha > 0, \beta > 0$,使振幅随深度衰减,这正是前面所要求的相应的波。这个波就是瑞利波,记作 R 波,它的相速度 c 记作 c_R 。

对于 $\sigma = 0.25$ 的泊松固体介质, $k_1 = \sqrt{3}$, 则瑞利方程式(1-177)成为

$$3k_2^6 - 24k_2^4 + 56k_2^2 + 32 = 0 \quad (1-178)$$

解出 k_2 的几个根,其中有一个根 $k_2 = 0.9194$ 满足 $k_2 < 1$ 的要求。于是得

$$c_R \approx 0.9194v_s \quad (1-179)$$

对地表松软土层, $\sigma \approx 0.45 \sim 0.49$, 则 $c_R \rightarrow v_s$, 近似相等,或 $c_R \approx v_s$, c_R 与 σ 的关系,见图1-16所示。

2. R 波的基本特征

① R 波的相速度 $c_R < v_s$, 在 $\sigma \approx 0.25$ 时,且有 $c_R \approx 0.9194v_s$, c_R 与频率无关,表明弹性半空间的 R 波没有频散。

② 若从式(1-175)解出 A, B ,考虑到式(1-170)、式(1-171),求得 R 波的位移分量。取其实部如下:

$$\begin{cases} u = D[\exp(-\alpha_1/\lambda_R z) - G\beta_1/\pi \times \exp(-\beta_1/\lambda_R z)]\sin\omega(t - x/c_R) \\ w = D[2G\exp(-\beta_1/\lambda_R z) - \alpha_1/2\pi \times \exp(-\alpha_1/\lambda_R z)]\cos\omega(t - x/c_R) \end{cases} \quad (1-180)$$

式中
$$G = \sqrt{1/k_2^2 - 1/k_1^2} / \left(\frac{2}{k_2} - k_2 \right)$$

$$\alpha_1 = 2\pi \sqrt{1 - k_2^2/k_1^2}$$

$$\beta_1 = 2\pi \sqrt{1 - k_2^2}$$

而 $\lambda_R = c_R T$, 为 R 波波长, D 是与震源强度有关的系数。

从式(1-180)可知,振幅 u, w 随深度增大而迅速减小,衰减系数与波长成反比,其衰减曲线见图1-15(b);该式还表明 R 波振动轨迹为一个椭圆,其形状随深度变化(图1-15(c))。在 $k_1 = v_p/v_s = \sqrt{3}, z = 0$ 时,有

$$\begin{cases} u_0 = 0.4227D\sin\omega(t - x/c_R) \\ w_0 = 0.6204D\cos\omega(t - x/c_R) \end{cases} \quad (1-181)$$

所以
$$[u_0/(0.4227D)]^2 + [w_0/(0.6204D)]^2 = 1 \quad (1-182)$$

由此可知,在地面上垂直位移大于水平位移,二者之比约为 3:2。

从图1-15可见, R 波的能量随深度迅速衰减,大致集中在近地表一个波长的薄层内,更确切说,大多数能量集中在近地表约半个波长的范围内。

综上所述, R 波是平而 P 波与平面 SV 波叠加产生的,它们都必须是以同一相速度 $c_R < v_s$ 传播的非均匀波。非均匀 P 波可以由 SV 波在自由表面上全反射后产生,而非均匀的 SV 波在平而波的反射中不能产生。因此,只有波前弯曲的体波(如球面波)在自由表面上反射中

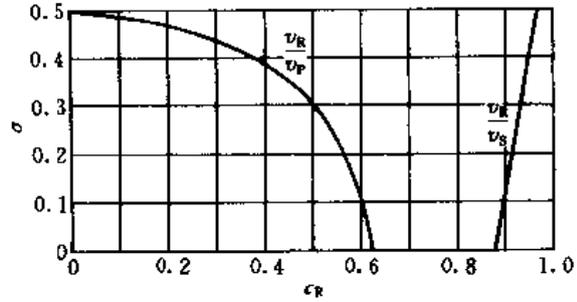


图1-16 波速 v_p, v_s 与 c_R 和泊松比 σ 间的关系
(据 Richart, 1962)

才能产生 R 波。这是因为弯曲波前的体波总可以分解为很多不同的平面波及非均匀平面波。对于一般点震源激发来说，震源深度越小，入射到自由表面的体波曲率越大，形成的 R 波越强。

据 Miller(1955)在均匀各向同性介质弹性半空间的自由表面对所置圆衬垫上下激震的条件下计算结果表明，将同时产生 P 波、S 波与 R 波在介质中传播，其中 R 波能量占激发总能量的 67%，S 波及 P 波仅分别占 26% 及 7%。P 波与 S 波以球面波前向介质半空间传播，其能量将由于波前扩散随距离 r 按 $1/r$ 衰减，在近震源地表附近甚至按 $1/r^2$ 迅速衰减；R 波则以柱状波前沿地表向外传播，其能量仅按 $1/\sqrt{r}$ 衰减，比体波慢得多(见图 1-17)。可见，如果在震源附近观测将主要接收到 R 波。

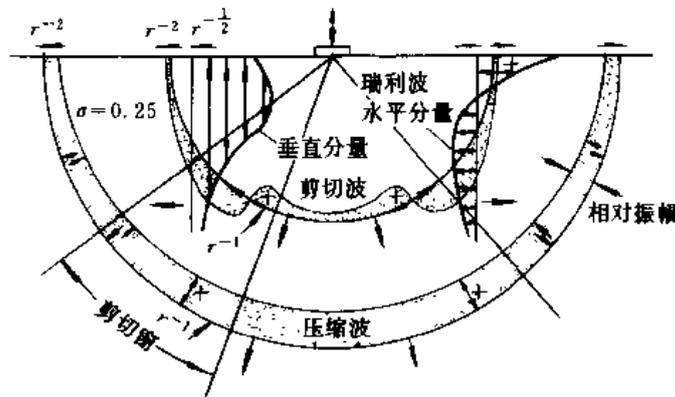


图1-17 地表激发的 R 波、P 波与 S 波
(据 Woods, 1968)

二 弹性固体层—弹性半空间内的洛夫波

1. 基本方程式

洛夫波 (Love wave, 记作 L 波) 实质上是一种典型的导波，习惯称表面波。L 波是由非均匀的 SH 波在分层介质中叠加的结果。

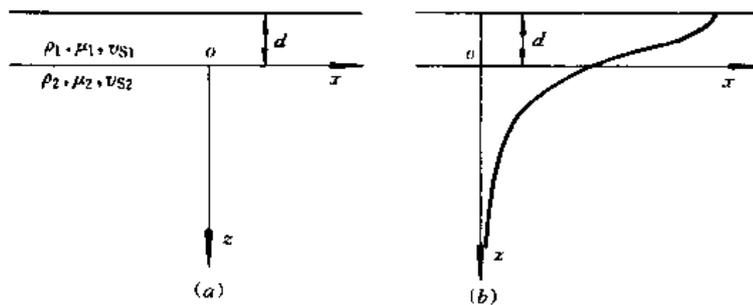


图1-18 洛夫面波
(a) 弹性固体层—弹性半空间 (b) 振幅与深度的关系

厚度为 d 的弹性面体层覆盖在弹性半空间之上(图 1-18)，坐标原点取在分界上， z 轴垂直向下。设 ρ_1, μ_1, v_{S1} 和 ρ_2, μ_2, v_{S2} 分别代表表层和弹性半空间的密度、剪切模量及 S 波速度。当 $v_{S1} < v_{S2}$ 时，在表层和弹性半空间中 SH 波的位移场可写为

$$\begin{cases} v_1 = C(z)\exp[i\omega(t - x/c_L)] & -d \leq z < 0 \\ v_2 = D\exp(-\beta_2 z)\exp[i\omega(t - x/c_L)] & z \geq 0 \\ u_1 = u_2 = w_1 = w_2 = 0 \end{cases} \quad (1-183)$$

代入波动方程,得通解为

$$C(z) = A\cos(\beta_1 z) + B\sin(\beta_1 z) \quad (1-184)$$

$$\beta_1 = \frac{\omega}{c_L} \sqrt{\frac{c_L^2}{v_{S1}^2} - 1}$$

$$\beta_2 = \frac{\omega}{c_L} \sqrt{1 - \frac{c_L^2}{v_{S2}^2}}$$

利用自由表面($z=-d$)及分界面($z=0$)上的边界条件,可以导出

$$\begin{cases} A\sin(\beta_1 d) + B\cos(\beta_1 d) = 0 \\ A = D \\ -\mu_2 \beta_2 D = \mu_1 \beta_1 B \end{cases} \quad (1-185)$$

由此可解得待定系数,并求得 L 波相速度 c_L 所满足的方程式

$$\frac{\omega d}{c_L} \left(\frac{c_L^2}{v_{S1}^2} - 1 \right)^{1/2} = \arctan \left[\frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\frac{1 - c_L^2/v_{S2}^2}{c_L^2/v_{S1}^2 - 1} \right)^{1/2} \right] \quad (1-186)$$

式(1-186)为 L 波的周期方程。显然,有 $v_{S1} < c_L < v_{S2}$ 。该方程也可写为

$$\frac{\omega}{c_L} = \frac{1}{d \sqrt{c_L^2/v_{S1}^2 - 1}} \left\{ \arctan \left[\frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\frac{1 - c_L^2/v_{S2}^2}{c_L^2/v_{S1}^2 - 1} \right)^{1/2} \right] + n\pi \right\} \quad (1-187)$$

式中, $n=0,1,2,3,\dots$,表示振型的阶数。 $n=0$,称为基阶振型 L 波; $n>0$,称为高阶振型 L 波。

2. L 波的基本特征

① L 波以相速度 c_L 沿界面传播,它介于两层介质 S 波速度之间,即 $v_{S1} \leq c_L \leq v_{S2}$ 。

② L 波的相速度 c_L 依赖于频率 ω ,即 L 波具有频散性质。频散特征由周期方程给定,该方程又称频散方程。由于频散的存在,L 波具有不同的相速度 c_L 与群速度 U_L ;L 波波列随传播距离而散开。

③ 从式(1-187)可看出,L 波的频散关系是多值的。这是因为 $\tan\theta = \tan(\theta + n\pi)$, $n=0,1,2,\dots$ 。对于每一个 n 值,都对应着一个具体的频散关系及一组 $c_L(\omega)$ 、 $U_L(\omega)$ 曲线。满足一组关系的频散波形成一个简正振型。在理论上可以有 $n=0,1,2,\dots$ 一族振型。实际观测中,最主要的却常是 $n=0$ 的基阶振型。

④ L 波的位移还可写为

$$v(x, y, t) = 2Af(z)e^{i(\omega t - kz)} \quad (1-188)$$

式中

$$f(z) = \begin{cases} \cos\beta_1(z+d) & -d < z \leq 0 \\ \cos(\beta_1 d) \times \exp(-\beta_2 z) & z \geq 0 \end{cases}$$

式(1-188)表明,L 波在 z 方向是驻波。在层内 $\beta_1 z = (2n+1)\pi/2$, $n=0,1,2,\dots$ 时,位移为零,有 n 个零位移平面(称为节平面)平行于自由表面,基阶振型没有节平面,它的振幅随深度分布情况见图 1-18(b)。

⑤ 在弹性半空间中, L 波随深度按 $\exp(-\beta_2 z)$ 迅速衰减。通常用 $\exp(-\beta_2 z)|_{z=d} = \exp(-\beta_2 d)$ 表征表层厚度为 d 时, L 波进入到弹性半空间中的地震波能量。当 $\exp(-\beta_2 d)$ 很小时, 地震波的能量集中在表层内, 进入弹性半空间的不多。

L 波是在 $v_{S2} > v_{S1}$ 的条件下, 在表层由 SH 波全反射产生的。若震源深度为 h , 则只有当距震中半径 r 满足

$$r \geq \frac{(2d - h)v_{S1}}{(v_{S2}^2 - v_{S1}^2)^{1/2}} \quad (1-189)$$

时才出现。

三 弹性固体层——弹性半空间内的瑞利波

地表风化层与地下半空间的速度常有很大差别。若在风化层内激发, 表层将产生一类特殊的导波。它的速度低、频率低但振幅很大, 甚至严重影响到有效信号的正常接收。表层内的这类导波, 是地震勘探中地滚波 (ground roll) 的主要来源。实际上它是低速表层内的“鸣震”现象, 就是在弹性固体层—弹性半空间系统内 P 波与 SV 波叠加、相长干涉形成的瑞利型导波, 有时又称伪瑞利波 (Pseudo-Rayleigh wave), 在下面讨论中仍记为 R 波。

如图 1-18 所示, 取满足波动方程的位函数为

$$\begin{cases} \varphi_1 = A \operatorname{sh} \alpha_1 z + B \operatorname{ch} \alpha_1 z, & \varphi_2 = E \exp(-a_2 z) \\ \psi_1 = C \operatorname{sh} \beta_1 z + D \operatorname{ch} \beta_1 z, & \psi_2 = F \exp(-\beta_2 z) \end{cases} \quad (1-190)$$

式中

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= k(c_R^2/v_{P1}^2 - 1)^{1/2}, & a_2 &= k(1 - c_R^2/v_{P2}^2)^{1/2} \\ \beta_1 &= k(c_R^2/v_{S1}^2 - 1)^{1/2}, & \beta_2 &= k(1 - c_R^2/v_{S2}^2)^{1/2} \end{aligned}$$

都是正实数, 利用自由表面和分界面上共 6 个边界条件

$$\begin{cases} (\sigma_{zz})_1|_{z=0} = 0 \\ (\sigma_{xx})_1|_{z=0} = 0 \\ u_1|_{z=d} = u_2|_{z=d} \\ w_1|_{z=d} = w_2|_{z=d} \\ (\sigma_{zz})_1|_{z=d} = (\sigma_{zz})_2|_{z=d} \\ (\sigma_{xx})_1|_{z=d} = (\sigma_{xx})_2|_{z=d} \end{cases} \quad (1-191)$$

可求得 6 个齐次方程。为使 6 个待定系数 A, B, C, D, E, F 不同时为零, 必须令系数行列式为零, 即

$$\begin{vmatrix} A_1 \operatorname{ch} \alpha_1 d & -C_1 \operatorname{ch} \beta_1 d & A_1 \operatorname{sh} \alpha_1 d & -C_1 \operatorname{sh} \beta_1 d & 0 & 0 \\ B_1 \operatorname{sh} \alpha_1 d & A_1 \operatorname{sh} \beta_1 d & B_1 \operatorname{ch} \alpha_1 d & A_1 \operatorname{ch} \beta_1 d & 0 & 0 \\ \mu_1 A_1 & -\mu_1 C_1 & 0 & 0 & -\mu_2 A_2 & \mu_2 C_2 \\ ik & \beta_1 & 0 & 0 & -ik & -\beta_2 \\ 0 & 0 & \mu_1 B_1 & \mu_1 A_1 & -\mu_2 B_2 & -\mu_2 A_2 \\ 0 & 0 & \alpha_1 & -ik & -\alpha_2 & -ik \end{vmatrix} = 0 \quad (1-192)$$

其中 $A_1 = k^2 - \beta_1^2, A_2 = k^2 + \beta_2^2$

$$B_1 = 2i\alpha_1 k, B_2 = 2i\alpha_2 k$$

$$C_1 = 2i\beta_1 k, C_2 = 2i\beta_2 k$$

式 (1-192) 为上述介质结构系统中的瑞利型导波的频散方程。当 kd 很小时, 上式可化为弹性

半空间的瑞利方程；反之，当 kd 很大时，又可化为两个因子，一个相当于表面层的 R 波，另一个相当于界面的斯通利波 (Stonley, 1974)。其中，后者除在声波测量中可能遇到外，在矿井地震工作中不常见。

从式(1-192)进一步讨论，除前面已讨论过的标准 R 波类似结论之外，还有两点值得指出：

① 地面质点运动不再是一个标准的椭圆，其地滚波质点速度轨迹图见图 1-19。

② 在这类常见的介质结构中激发的 R 波 (确切讲是 Pseudo-R) 具有明显的频散现象。不同的频率分量具有不同的传播速度，它仅与相应不同波长薄层范围内介质的平均性质(速度)有关。

通常的反射波法地震勘探都把 R 波看成最严重的规则干扰，采用组合、滤波、叠加等各种手段，千方百计压制它。但现今，充分利用了 R 波具有近震源能量最强、速度与 S 波速度相近且只与表层 $1 \sim \frac{1}{2}\lambda$ 薄层介质平均速度有关及频散等特点，80 年代初以来逐渐发展一种以 R 波为有效波的工程勘察方法——瑞利波勘探。

它可以在深约 0.3 ~ 30m 左右的表层范围内，进行土层划分和管道、洞穴、古墓及断层探测，可借助 $c_R \approx v_S$ 关系获取许多建筑工程急需的动弹模数据(可换成静弹模)。因此，10 多年来它越来越广泛地用于基础工程、考古与洞穴探查，以及矿井下残煤厚度测量、独头巷道前方小构造探测等。

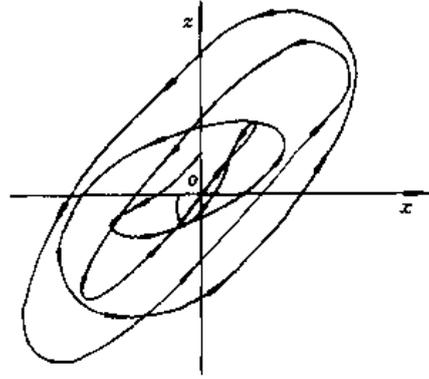


图1-19 地滚波质点速度轨迹
(据 Mowell, 1959)

第二章 槽波的形成

第一节 煤层的波导性质

中国幅员辽阔,煤田广布、储量丰富。成煤时代从石炭、二叠纪到第三纪,且成因类型繁多。但无论是中国的还是世界各国的含煤岩系(称煤系地层),都是由煤层及一套沉积岩层组成的,这些沉积岩主要是砂岩、粉砂岩、泥质岩、石灰岩,个别情况下还有砾岩。因而无一例外煤系地层都是典型的层状结构。在垂直岩层方向上煤系内地层之间的物性差异明显。根据德国及中国煤田资料,煤及围岩物性参数的常见值如表 2-1 所示。Н. Я. Азаров(1988)统计了原苏联几个大煤田的岩性特征和物体参数,如表 2-2 所示。同时 В. В. Гречухин 给出了粉砂岩、砂岩及煤层的密度、纵波速度与煤变质程度的统计关系,如图 2-1 所示。

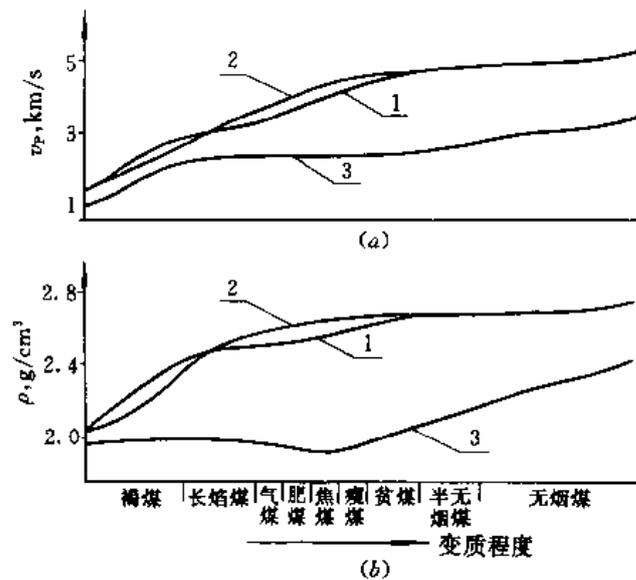


图 2-1 岩石 v_p 、 ρ 与煤变质程度的关系
(a) 纵波速度 (b) 密度 ρ 1—粉砂岩; 2—砂岩; 3—煤
(据 Гречухин, 1988)

表 2-1 煤及其围岩的速度与密度

岩 性	v_p , km/s	v_s , km/s	ρ , g/cm ³
围岩(砂岩、粉砂岩、泥岩、页岩、灰岩)	3.0~4.8	1.6~2.8	2.4~2.8
煤	1.8~2.4	0.9~1.4	1.2~1.4

表 2-2

原苏联各煤田岩石物性特征

煤 田	岩 性	$\rho, \text{g/cm}^3$	$v_p, \text{km/s}$	$v_s, \text{km/s}$
顿 巴 斯	砂 岩	2.4~2.8	3.4~5.0	2.1~2.9
	粉砂岩	2.5~2.8	2.3~3.9	1.7~2.3
	页 岩	2.6~2.8	2.1~3.6	1.6~2.1
	煤 层	1.8	2.0~2.55	0.95~1.5
彼 乔 拉	砂 岩	2.5	3.1~3.6	1.7~1.9
	粉砂岩	2.5~2.6	2.3~3.5	1.2~1.8
	页 岩	2.5~2.6	2.1~1.3	1.0~1.6
	煤 层	1.3~1.5	2.3~3.6	1.0~1.3
卡 尔 干 答	砂 岩	2.4~2.8	3.1~5.1	1.9~2.6
	粉砂岩	2.4~2.7	3.7~5.0	2.3~2.4
	页 岩	2.1~2.6	3.3~4.1	2.2~2.4
	煤 层	1.1~1.7	2.3~3.5	1.7~1.9
库 兹 巴 斯	砂 岩	2.5~3.2	3.3~3.9	$\frac{2.2\sim 2.6}{2.2}$
	粉砂岩	2.5	2.7~3.3	$\frac{1.5\sim 2.0}{1.8}$
	页 岩	2.4~2.8	1.2~3.0	$\frac{0.6\sim 1.6}{1.3}$
	煤 层	1.4~1.5	1.2~1.5	0.8~1.0
莫 斯 科 近 郊	石灰岩	2.5~2.7	4.2~5.9	1.5~2.0
	砂 岩	1.9~2.0	1.3~1.5	0.6~0.9
	泥 岩	2.2	1.8~2.2	0.7~1.0
	煤 层	1.1~1.2	1.0~1.3	0.4~0.6

(据 Н. Я. Азаров, 1988)

ISS 应用的物理前提是煤层具有槽导性。从表 2-1、表 2-2 的数据分析,在煤系地层中,与围岩相比煤层具有速度低、密度小的特点。煤与围岩密度、速度的比值约为 1:1.5~3.0 之间,表明煤层上下界面都是一个极强的波阻抗分界面。在煤系地层中,确实形成了以煤层为中心的一些低速“槽”或低速“波导层”,它将对煤层中激发的地震能量起到有效的制导作用。煤层作为波导层对地震能量的槽导水平,在很大程度上决定于煤层与上下围岩波速的差异大小;若煤层与围岩 P 波速度之比在 0.72~0.82 时,属中等水平;当比值在 0.52~0.72 时,属于强的差异;有时甚至煤层的 P 波速度小于围岩的 S 波速度,其结果在相应的界面上存在第二临界角。

为了证实煤层的波导现象,国外有的学者曾在垂直煤层方向、直至围岩内部安置检波器,接收煤层中激发的地震波,了解其能量分布。图 2-2 给出了一个例子,(a)图是一个上下围岩皆为页岩对称的情况,在煤层中心能量最强;(b)图是顶板为砂岩、底板为页岩不对称的情况,在煤层中地震能量的分布也不对称。但所有试验均表明,地震能量随着离开煤层距离增大而迅速衰减;当大于一个波长时,实际上已经趋于零。

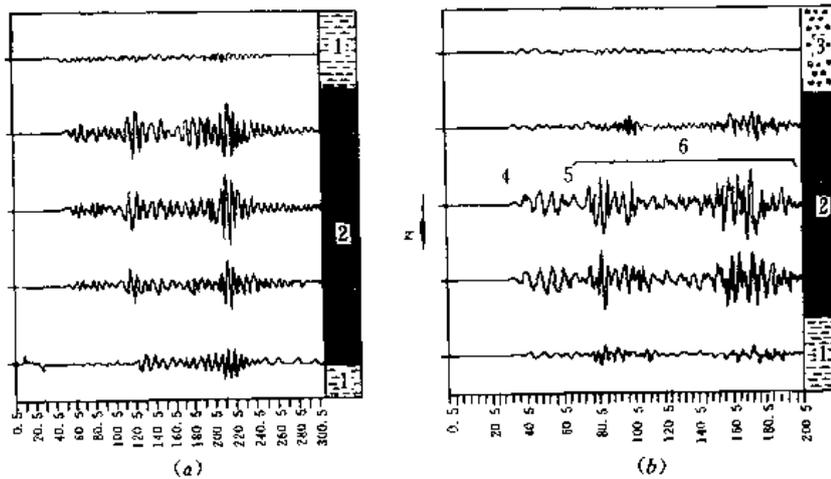


图 2-2 煤层的波导现象

(a) 对称波导 (b) 不对称波导

1—泥岩；2—煤层；3—砂岩；4—纵波；5—横波；6—槽波

(据 Jose Regueiro S., 1990)

第二节 煤层内主要地质异常及其地震地质特征

ISS 探测的对象是煤层内类型不同而规模小(或幅度小)的构造破坏等地质异常。根据其形成的原因,地质异常分为两大类:

① 原生地质异常:如煤层变薄、分叉、冲刷及含夹矸等,是在成煤过程中形成的;

② 后生地质异常:是在煤层形成之后由于各种后期地质作用或人为造成的原因而引起的,如断裂、陷落柱(无炭柱)、挠曲、岩浆侵入以及采空区与废弃的巷道等。

最常见的地质异常是小断层,井下探测的对象主要指落差与煤厚相近的断层。断层面附近常伴有破碎带,其宽度取决于断层的落差和地层的岩性,但有一点可以肯定,煤层较松软,其破碎带宽度一定大于围岩中同一断层破碎带的宽度。在破碎带内,岩体物性有明显变化。首先是裂隙性增高,裂隙性随距断层面、褶曲轴线的距离不同而异;随断层的幅度即落差大小而异。在通常情况下,断层落差越大、距断层面越近,裂隙性越强。据 И. Т. Козелвский 统计,有如下经验关系:

$$\text{裂隙性总强度} \approx C \cdot \left(\frac{r}{\Delta h} \right)^{-0.5} \quad (2-1)$$

式中 r ——测量点至断层面距离;

Δh ——断层落差;

C ——取决于构造复杂程度的统计系数。不同煤田有不同的统计关系,系数也不同。

破碎带常因地下水化学作用而被水、泥质、钙质、铁质、硅质等物质充填,使煤的矿物质升高,使煤“石化”、改变煤的物理性质、密度增大,从而导致地震波速度增大。

由于原生成因而造成的地质异常不同于断层,一般情况下物性不会发生变化,但却可改变波导层的几何参数。

总之,使煤层连续性中断、其幅度又大于煤厚的断层、陷落柱、无煤带及挠曲等,主要是

改变煤层的波导性质,遂改变了槽波的形成条件;小幅度的断层及地质异常则只引起岩石性质的局部变化,造成波场的异常效应,表现为槽波运动学和动力学特征的变化。

第三节 槽波的形成及基本类型

一 槽波的形成

在地质剖面中,煤层是一个典型的低速夹层,在物理上构成一个“波导”。当煤层中激发了体波,包括纵波与横波,激发的部分能量由于顶底界面的多次全反射被禁锢在煤层及其邻近的岩石(简称煤槽)中,不向围岩辐射,在煤槽中相互叠加、相长干涉,形成一个强的干涉扰动,即槽波。它以煤层为波导沿着煤槽向外传播,因此槽波又称煤层波或导波。

在一个岩石—煤—岩石三层对称模型中,煤层中激发的体波——P波和SV波分别以 α 角、 θ 角入射到煤—岩分界面,产生反射与透射并遵守斯奈尔定律,即

$$\frac{v_{P2}}{\sin\alpha} = \frac{v_{S2}}{\sin\theta} = \frac{v_{P1}}{\sin\alpha_1} = \frac{v_{S1}}{\sin\theta_1} = c$$

式中 v_{P2} 、 v_{S2} ——分别代表煤层的P波速度与S波速度;

v_{P1} 、 v_{S1} ——分别代表围岩的P波速度与S波速度;

α_1 、 θ_1 ——分别代表P波与S波的折射角;

c ——波前沿煤—岩分界面传播的速度。

煤层上、下界面的速度条件直接关系到槽波的形成。煤层P波速度可能大于或小于围岩S波速度。于是煤—岩体波速度可能存在两种情况,即: $v_{P1} > v_{P2} \geq v_{S1} > v_{S2}$, $v_{P1} > v_{S1} \geq v_{P2} > v_{S2}$ (图2-3)。图中,虚线表示S波波前,实线表示P波波前。当煤层中激发的体波以入射角小于临界角入射到煤—岩分界面时,即 $c > v_{S1}$, 尽管这些界面都是反射系数 $>0.2 \sim 0.3$ 的强反射面,在其界面上产生强的反射返回煤层;但同时仍有相当多的能量,由于折射作用以体波的形式向围岩辐射,因而,这些地震体波在煤层内来回反射的过程中迅速衰减而消失,形成了所谓的“漏能”振型[图2-3(a)(b)(c)(e)(f)];反之,当体波以入射角大于临界角入射到煤—岩分界面,即 $c_R \leq v_{S1}$, 则由于全反射,地震体波的能量被限制在煤层及其邻近岩石的一个薄层中、不向围岩辐射而损耗,形成了所谓的简正振型[图2-3(d)(g)(h)]。这里讨论的槽波就属于简正振型的范畴。它对于实际应用具有重要意义。

显然,在两种情况下都可形成槽波:在情况1的条件下,如果 $v_{S1} > c \geq v_{S2}$, 只有SV波产生全反射,可形成槽波,作为简正振型在煤层中传播[图2-3(d)];在情况2的条件下,如果 $v_{S1} \geq c \geq v_{P2}$, 则在煤层分界面上将有P—P、P—SV及SV—SV全反射,可形成槽波,作为简正振型在煤层中传播[图2-3(g)(h)],因此这种速度条件是一种更为有效的波导条件。

对SH波只有 $v_{S1} > v_{S2}$ 一种情况,如图2-4所示,可作类似讨论。

从上面讨论可见,在煤层中可能同时存在P波、SV波和SH波。煤层中的SH波由于质点振动平面垂直于P波、SV波质点振动平面,在煤—岩分界面上没有波型转换,在煤层内只存在SH波与SH波的干涉模式。对于P波与SV波,则由于质点振动在同一平面且在煤—岩分界面上可以互相转换,干涉模式要复杂得多。如图2-5所示,在煤层内P波与SV波干涉示意图中,从点①、②发出的上行P波经上界面全反射的P波,与点②、③发出的上行S波经上界面全反射的转换P波在同一方向传播;同理,点③、④发出的P波,经上界面全反

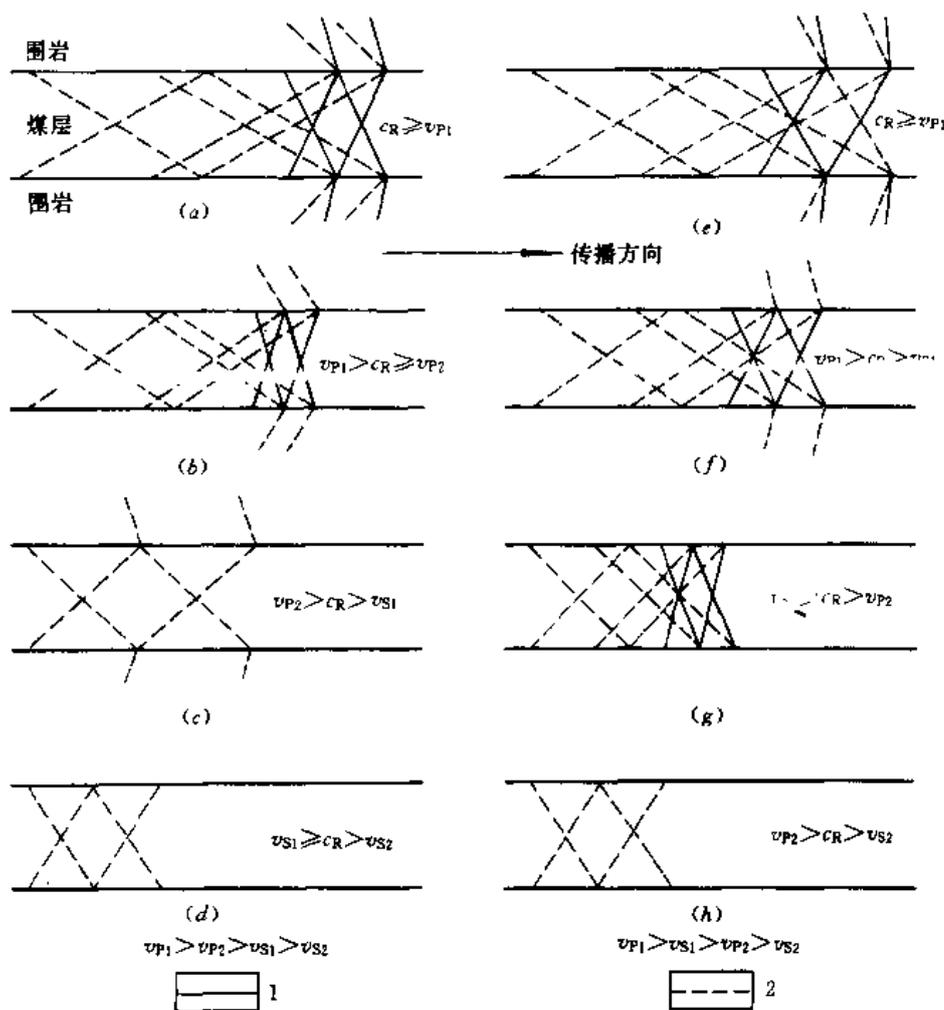


图 2-3 由 P 波与 SV 波激发的槽波——简正振型及漏能振型
1—P 波波前 2—SV 波波前

射的转换 S 波与④、⑤的上行 S 波经上界面全反射的 S 波在同一方向传播。此后经下界面全反射,在点⑥的 P 波与 S 波只要考虑到上下界面全反射相移、波长与煤厚关系适当,在煤层内将形成 P—SV 波的相长干涉。

煤层上下界面的速度条件直接关系到槽波的形成。煤层 S 波速度小于上、下围岩 S 波速度,煤层中的 S 波可能被煤层所制导,但要区别不同极化的横波:垂直极化 SV 波入射到煤—岩分界面上,部分能量转换成 P 波,如果 P 波不满足全反射条件,它将以透射 P 波的形式向围岩辐射,因此它的能量不断“漏失”,导致煤层内激发的 P 波与 SV 波迅速消失;而 SH 波在煤—岩分界面上只要满足全反射条件,它在煤层中不产生能量的漏失而相长干涉形成槽波。当煤层的横波与纵波速度都小于上、下围岩的横波速度时,不仅 SH 波而且 SV 波和 P 波都能产生全反射被煤层有效制导。当 SV 波与 P 波都以大于临界角入射到煤—岩分界面时,根据斯奈尔定律,P 波入射时转换的 SV 波与 SV 波入射时形成的反射 SV 波传播方向相同,SV 波入射时转换的 P 波与 P 波入射时形成的反射 P 波传播方向相同。从而 P 波与 SV 波具有干涉的可能。考虑到煤层上下界面上全反射时产生的相移,一旦入射波波长(或

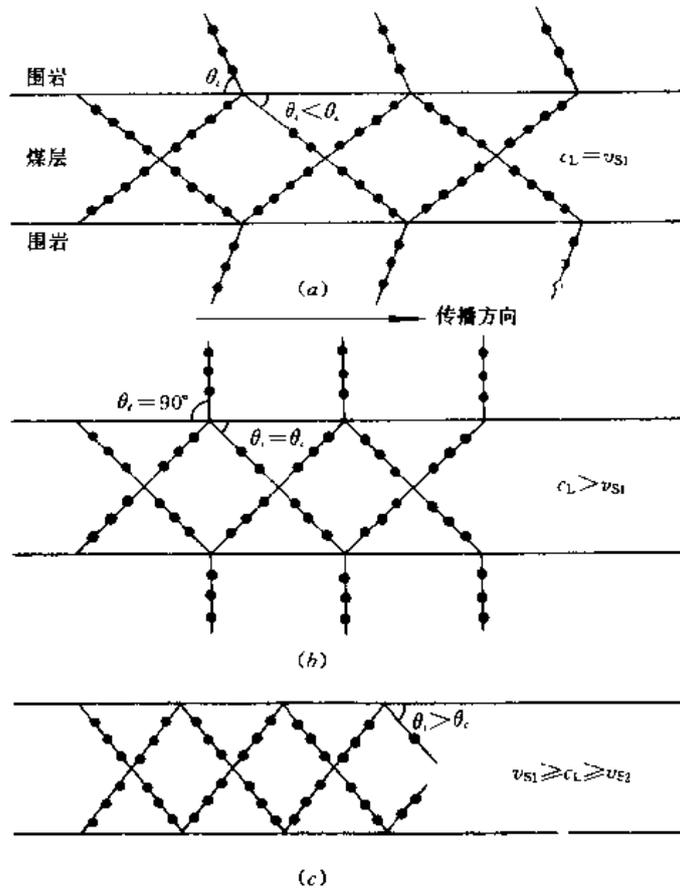


图 2-4 由 SH 波激发槽波——简正振型与漏能振型
(图中点线为 SH 波波前)

频率)与入射角的关系合适,P 波与 SV 波就可能产生相长干涉形成槽波。综上所述,在煤层中可能存在有 SH—SH 及 P—SV 两类干涉振动或槽波,作为简正振型在煤层中传播。

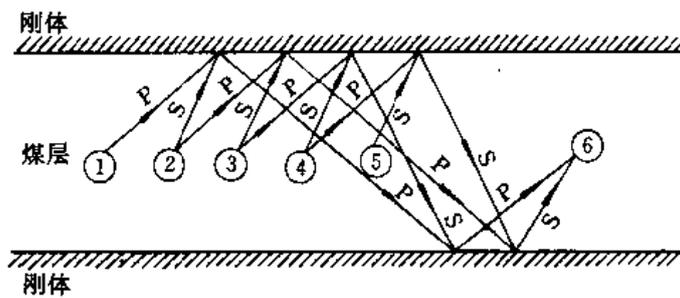


图 2-5 P 波与 SV 波干涉示意图
(据 Suhler et al, 1981)

二 槽波的基本类型

按物理构成及极化特征,槽波分为瑞利型槽波和洛夫型槽波两类,简单记为 R 波与 L 波。R 波是由 P 波与 SV 波形成的干涉波,质点在与煤层面相垂直、与传播方向平行的平面内振动。由于既有水平分量又有垂直分量,所以质点振动的轨迹一般呈逆行椭圆状(图 2-6)。

L波只由单一的SH波在煤层中干涉形成,质点在平行煤层面的平面内、垂直于波传播方向上振动。显然,槽波实际上就是由体波在煤层中形成的干涉波,即层间面波。

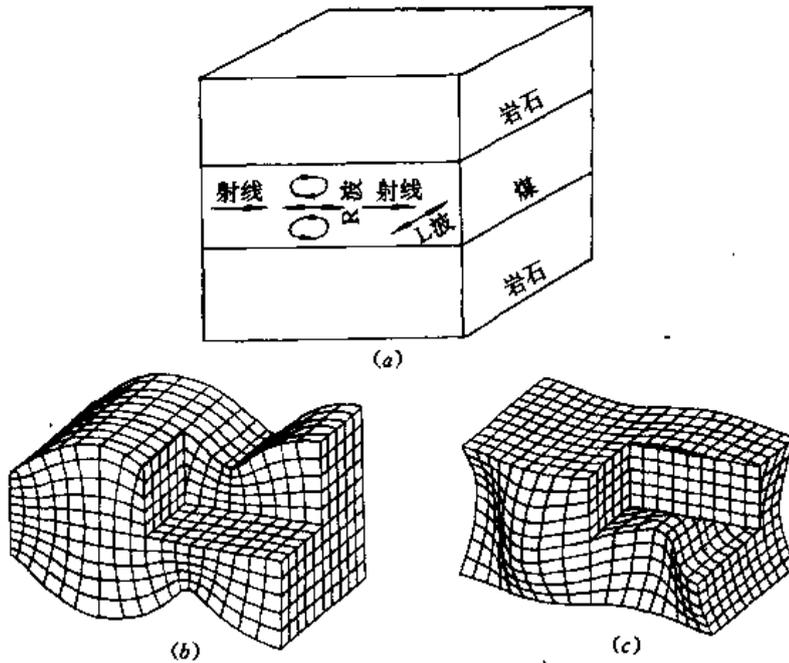


图 2-6 槽波的基本类型及质点的振动
 (a) 槽波类型及质点振动(据 Krey,1963) (b) R波 (c) L波(据 Arnetzl,1978)
 R——瑞利型槽波 L——洛夫型槽波

煤层中激发槽波的同时,在安置震源的另一煤壁表面上,通常还可以观测到另一种巷道振型(roadway mode)槽波,它是由煤壁(或工作面)自由表面所制导的,类似于地面地震勘探的地滚波,从震源沿煤壁自由表面“直接”传播,又称直达槽波,记作 C_d 。最低阶振型的 C_d 波与基阶振型 L 波类似,只是速度偏低 10%~20%、频率向低移动(这可能与自由表面煤壁的破裂有关),其振幅从煤壁向煤层内迅速衰减。在 ISS 反射测量中,直达槽波可能干扰近距离反射槽波的检测,所以这时把它看作一种干扰波。当直达槽波干扰严重时,可借助于其极化角是 0° 或 90° 即平行煤壁或垂直煤壁振动的特征,以区别于反射槽波。

不能认为,在煤层中激发只形成 P 波,在界面上转换为 SV 波,只对 R 波及 C_d 波的形成最为有利。实际上,由于震源的非球对称,附近介质的非均匀各向同性,结果 P 波、SV 波与 SH 波几乎同时被激发,因此既可能形成 R 波、 C_d 波,同时也形成 L 波。

从形成简正振型的条件看,L 波仅为 SH 波形成的干涉波,它仅要求煤层的 S 波速度小于上下围岩的 S 波速度;但 R 波是由 P 波、SV 波形成的干涉波,它不仅要求煤层的 S 波速度小于上下围岩的 S 波速度,而且还要求煤层的 P 波速度也要小于上下围岩的 S 波速度,条件更为严格。

从上述可知,槽波是体波在低速煤层内形成的干涉波,类似于地表传播的瑞利面波与洛夫面波的层间面波。但槽波与体波又有所不同,即:传播速度低;仅在低速层及其邻近岩石的二维板状空间中传播;振幅随深度非均匀分布;具有明显的频散特征。

第四节 煤层中的洛夫型槽波(L)

现在讨论三层对称模型 SH 波干涉的情况。上下弹性半空间为围岩，密度与横波速度分别为 ρ_1, v_{s1} ，切变模量为 μ_1 ；低速夹层为煤层，其相应参数为 ρ_2, v_{s2} 及 μ_2 ，厚度为 $2d$ ，详见图 2-7(a) 所示。

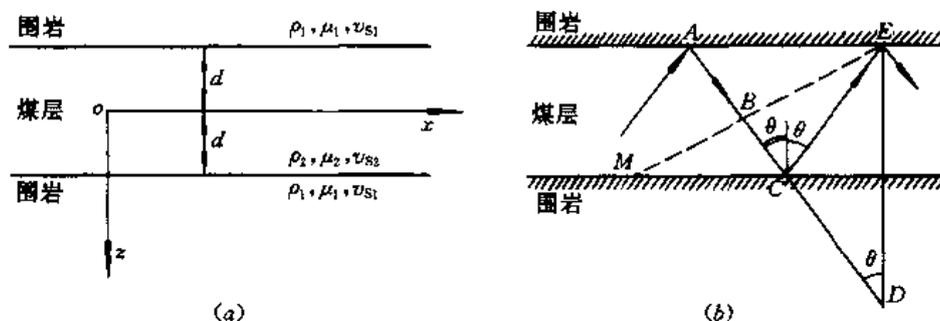


图 2-7 对称三层 L 波计算模型
(a) 对称三层模型 (b) 射线法原理图

一 洛夫型槽波的基本方程

取 SH 波满足波动方程的位移场为

$$\begin{cases} v_1 = C \exp[\beta_1(x+d)] & -\infty < z \leq -d \\ v_2 = A \cos\beta_2 z + B \sin\beta_2 z & -d < z \leq d \\ v_3 = D \exp[-\beta_1(z-d)] & d \leq z < \infty \end{cases} \quad (2-2)$$

这里，略去了共同的谐波因子 $\exp[i\omega(t-x/c_L)]$ 。式中 β_1, β_2 全为正实数，且

$$\begin{cases} \beta_1 = \omega/c_L(1 - c_L^2/v_{s1}^2)^{1/2} \\ \beta_2 = \omega/c_L(c_L^2/v_{s2}^2 - 1)^{1/2} \end{cases} \quad (2-3)$$

显然， $v_{s2} \leq c_L \leq v_{s1}$ ， c_L 介于 v_{s1} 与 v_{s2} 之间。

考虑到边界条件

$$\begin{cases} v_1|_{z=-d} = v_2|_{z=-d} \\ (\sigma_{yz})_1|_{z=-d} = (\sigma_{yz})_2|_{z=-d} \\ v_2|_{z=d} = v_3|_{z=d} \\ (\sigma_{yz})_2|_{z=d} = (\sigma_{yz})_3|_{z=d} \end{cases} \quad (2-4)$$

式中， $\delta_{yz} = \mu(\partial v/\partial z)$ 。将 SH 位移场代入边界条件，得线性方程组

$$\begin{cases} C - A\cos\beta_2 d + B\sin\beta_2 d = 0 \\ \mu_1\beta_1 C - \mu_2\beta_2 A\sin\beta_2 d - \mu_2\beta_2 B\cos\beta_2 d = 0 \\ -\mu_2\beta_2 A\sin\beta_2 d + \mu_2\beta_2 B\cos\beta_2 d + \mu_1\beta_1 D = 0 \\ A\cos\beta_2 d + B\sin\beta_2 d - D = 0 \end{cases} \quad (2-5)$$

为使四个系数 A, B, C, D 不同时为零，则要求系数行列式等于零，即

$$\begin{bmatrix} 1 & -\cos\beta_2 d & \sin\beta_2 d & 0 \\ \mu_1\beta_1 & -\mu_2\beta_2\sin\beta_2 d & -\mu_2\beta_2\cos\beta_2 d & 0 \\ 0 & -\mu_2\beta_2\sin\beta_2 d & \mu_2\beta_2\cos\beta_2 d & \mu_1\beta_1 \\ 0 & \cos\beta_2 d & \sin\beta_2 d & -1 \end{bmatrix} = 0 \quad (2-6)$$

所以,有

$$\tan\beta_2 d = \mu_1\beta_1 / (\mu_2\beta_2) \quad (2-7a)$$

即

$$\frac{\omega d}{c_L} (c_L^2/v_{S1}^2 - 1)^{1/2} = \arctan \left[\frac{\mu_1 \sqrt{1 - c_L^2/v_{S1}^2}}{\mu_2 \sqrt{c_L^2/v_{S2}^2 - 1}} \right] + n\pi$$

$$n = 0, 1, 2, \dots \quad (2-7b)$$

式中 d ——1/2 煤厚, m;

v_{S1}, v_{S2} ——围岩与煤层的 S 波速度, m/s;

μ_1, μ_2 ——围岩与煤层的剪切模量;

ω ——圆频率;

c_L ——L 波的相速度, 且 $v_{S2} \leq c_L \leq v_{S1}$ 。

式(2-7)称洛夫型槽波的周期方程, 亦称频散方程或速度方程。它描述了 c_L 与 ω 间的函数关系, 是 SH 平面波在煤层内相长干涉的条件。

周期方程也可直观地用射线法导出, 如图 2-7 所示。图中, 从上界面 A 点下行的平面波前 MB, 与再经过 BCE 路程传播、在 E 点反射的平面波前 MBE 相叠加, 若该平面谐波要能保留而不消失, 其相长干涉的条件是

$$\omega(\overline{BCE}/v_{S2}) - 4\varphi = 2n\pi \quad (2-8)$$

式中 \overline{BCE} ——从 B 点经 C 到 E 点的距离;

2φ ——在上界面或下界面上一次全反射产生的相移。

根据式(1-167), 有

$$\tan\varphi = \frac{\mu_1 \sqrt{1 - c_L^2/v_{S1}^2}}{\mu_2 \sqrt{c_L^2/v_{S2}^2 - 1}} \quad (2-9)$$

不难求得

$$\overline{BCE} = 2d\cos\theta$$

$$\cos\theta = \sqrt{c_L^2/v_{S2}^2 - 1} \quad (2-10)$$

将式(2-9)、式(2-10)代入式(2-8), 即得式(2-7)所示的周期方程。

有时, 将频散方程写为规格化的形式:

$$\frac{\pi f_N}{c_{LN}} \sqrt{c_{LN}^2 - 1} = \arctan \left[\frac{\rho_N v_{SN}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_{LN}}{v_{SN}}\right)^2}}{\sqrt{c_{LN}^2 - 1}} \right] + n\pi$$

$$n = 0, 1, 2, \dots \quad (2-11)$$

式中 $v_{SN} = v_{S1}/v_{S2}$, $\rho_N = \rho_1/\rho_2$, $f_N = 2fd/v_{S2}$, $c_{LN} = c_L/v_{S2}$ 。

若 $c_{LN} > v_{SN}$, 式(2-11)变为复数, 在这种条件下, 煤层中激发的 SH 波的能量将向围岩辐射, 产生“漏能”振型(leaky mode)。只有当 $c_{LN} \leq v_{SN}$, 式(2-11)变为实数, 在煤层中才能有洛夫型槽波(L 波)传播。

二 洛夫型槽波的特征

① SH 导波是在低速煤层中激发的 SH 波在边界上多次全反射、在层内相互叠加、相长干涉形成的导波, 类似于洛夫面波, 实际上就是层间的洛夫面波。为了区别, 又叫洛夫型导波或槽波, 也记作 L 波。

② 低速夹层中的导波(L 波)的相速度仍介于上下围岩 S 波速度与低速夹层中 S 波速度之间, $v_{S2} \leq c_L \leq v_{S1}$ 。它与频率有关, L 波是频散波。

③ 低速夹层中的导波可能存在有多阶振型, 其振型的阶数决定于 n 值。

从周期方程可见, 随着 n 的不同, L 波在理论上对应于一族振型。 $n=0$ 的频率最低, 叫基阶振型; $n>0$, 都叫高阶振型。因此, 只有当波长小于煤厚条件下, 谐波全反射相长干涉才出现高阶振型。尽管高阶振型比基阶振型对煤层的形态与不均匀性更为敏感, 但由于激发的振动中低频分量占据优势, 在传播过程中低频分量衰减较慢, 因此实际观测的槽波资料中多以基阶振型为主。理论计算也证明低阶振型比高阶振型发育。

④ 各阶振型都存在着一个截止频率。

式(2-7)中, 若 $c_L \rightarrow v_{S1}$, 则

$$\omega_{cn} = \frac{n \pi v_{S2}}{d \sqrt{1 - v_{S2}^2/v_{S1}^2}} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2-12)$$

表示 n 阶振型中包含的下限频率, 面对应的波长

$$\lambda_{cn} = \frac{2d}{n} \sqrt{1 - v_{S2}^2/v_{S1}^2} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2-13)$$

则表示其中最大的波长。它表明频率小于 ω_{cn} 、波长大于 λ_{cn} 的 n 阶振型在理论上都不存在。所以, ω_{cn} 、 λ_{cn} 分别称为 n 阶振型 L 波的截止频率与截止波长, 它们都与阶数 n 直接有关。截止频率与截止波长都对应着各阶振型干涉波波前沿临界射线的传播。除了三层对称模型条件下基阶 L 波的截止频率趋于零外, 其余振型都存在截止频率。

⑤ 由于 SH 波只有 y 分量, 所以 L 波在低速夹层中传播时, 介质质点在平行于界面的平面内且在垂直于传播方向振动。

以上, 只讨论了三层对称的最简单的情况。关于多层及不对称的情况, 将在下章中专门讨论。

第五节 煤层中的瑞利型槽波(R)

在煤层夹于上下围岩半空间对称三层介质最简单 P—SV 波干涉的情况, 见图 2-8。由于一个界面有 4 个边界条件、三层介质有两个界面, 将导致 8 个齐次联立方程式及 8 个行列式, 计算比较复杂。在此, 略去中间冗长的计算过程, 直接以规格化的形式给出三层对称波导中 R 波的周期方程。

$$\begin{aligned}
& C \tan \left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}} \sqrt{c_{RN}^2 - 1} - n\pi \right] \tan \left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}} \sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1} - n\pi \right] \\
& + D \tan \left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}} \sqrt{c_{RN}^2 - 1} - n\pi \right] + A \tan \left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}} \sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1} - n\pi \right] + B = 0 \\
& n = 0, 1, 2, \dots
\end{aligned} \tag{2-14}$$

式中

$$\begin{aligned}
A &= \left[(\rho_N - E)^2 - E^2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{P1N}}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{SN}}\right)^2} \right] \sqrt{c_{RN}^2 - 1} \sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1} \\
B &= -\rho_N \sqrt{c_{RN}^2 - 1} \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{P1N}}\right)^2} \\
C &= \rho_N \sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1} \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{SN}}\right)^2} \\
D &= \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{P1N}}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{SN}}\right)^2} (1 + E)^2 + (1 + E - \rho_N)^2 \\
E &= 2 \left[\rho_N \left(\frac{v_{SN}}{c_{RN}}\right)^2 - \left(\frac{1}{c_{RN}}\right)^2 \right]
\end{aligned}$$

其规格化的参数及变量为：

$$\begin{cases}
f_N = \frac{2fd}{v_{S2}} \\
c_{RN} = \frac{c_R}{v_{S2}} \\
v_{P1N} = \frac{v_{P1}}{v_{S2}} \\
v_{P2N} = \frac{v_{P2}}{v_{S2}} \\
v_{SN} = \frac{v_{S1}}{v_{S2}} \\
\rho_N = \frac{\rho_1}{\rho_2} \\
2d \text{—— 煤层的厚度}
\end{cases}$$

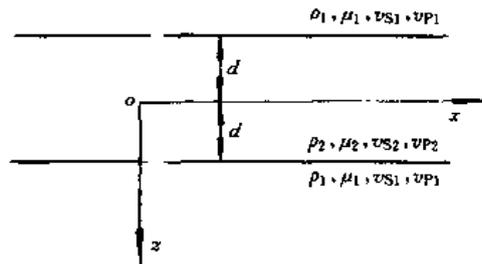


图 2-8 对称三层模型(P-SV)

简正振型 R 波在煤层中存在的前提是上述周期方程必须具有实根。根据围岩 S 波速度与煤层 P 波速度的大小,可能出现两种情况:

- ① $1 < v_{P2N} \leq v_{SN} < v_{P1N}$
- ② $1 < v_{SN} \leq v_{P2N} < v_{P1N}$

关键在于因子 $\sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1}$ 是实数或是虚数。下面分别对于这两种情况讨论 R 波相速度的大小。

1. 第一种情况 $1 < v_{P2N} \leq v_{SN} < v_{P1N}$

① 当 $v_{P2N} < v_{RN} < v_{SN}$ 时,式(2-14)所有根式及系数 A、B、C、D、E 都是实数,式(2-14)具有实根,R 波可有效地形成与传播,其频散关系决定于

$$-\tan\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2-1}-n\pi\right]=\frac{B+D\tan\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{c_{RN}^2-1}-n\pi\right]}{A+C\tan\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{c_{RN}^2-1}-n\pi\right]}$$

$$n=0,1,2,\dots \quad (2-15)$$

② 当 $1 < c_{RN} \leq v_{P2N}$ 时, 因子 $\sqrt{\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2-1}$ 是虚数, 它使系数 A, C 成为虚数, $A=iA', C=iC'$, 且出现在式(2-14)的第1, 3项中。如果用等式 $\tan ix = i \tanh x$, 则式(2-14)具有实根, 且写为:

$$\tanh\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{\left|\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2-1\right|}\right]=\frac{B+D\tan\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{c_{RN}^2-1}-n\pi\right]}{A'+C'\tan\left[\frac{\pi f_N}{c_{RN}}\sqrt{c_{RN}^2-1}-n\pi\right]}$$

$$n=0,1,2,\dots \quad (2-16)$$

$$\text{式中 } A' = \left[(\rho_N - E)^2 - E^2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{P1N}}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{SN}}\right)^2} \right] \sqrt{c_{RN}^2 - 1} \sqrt{\left|\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1\right|}$$

$$C' = \rho_N \sqrt{1 - \left(\frac{c_{RN}}{v_{SN}}\right)^2} \sqrt{\left|\left(\frac{c_{RN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1\right|}$$

③ 当 $c_{RN} = v_{P2N}$ 时, $A = C = 0$, 式(2-14)简化为

$$\tan\left[\frac{\pi f_N}{v_{P2N}}\sqrt{v_{P2N}^2-1}-n\pi\right] = -\frac{B}{C} \quad n=0,1,2,\dots \quad (2-17)$$

④ 当 $c_{RN} = v_{SN}$ 时, 系数变为

$$A = (\rho_N - E)^2 \sqrt{v_{SN}^2 - 1} \sqrt{\left(\frac{v_{SN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1}, \quad B = -\rho_N \sqrt{1 - \left(\frac{v_{SN}}{v_{P1N}}\right)^2} \sqrt{v_{SN}^2 - 1},$$

$$C = 0, \quad D = (E - \rho_N + 1)^2, \quad E = 2\left(\rho_N - \frac{1}{v_{SN}}\right)$$

方程式(2-14)可写为

$$-\tan\left[\frac{\pi f_N}{v_{SN}}\sqrt{\left(\frac{v_{SN}}{v_{P2N}}\right)^2-1}-n\pi\right]=\frac{B+D\tan\left[\frac{\pi f_N}{v_{SN}}\sqrt{v_{SN}^2-1}-n\pi\right]}{A}$$

$$n=0,1,2,\dots \quad (2-18)$$

式中, f_N 与各阶振型的截止频率对应。当 $f_N \rightarrow 0$ 时, 等式左边趋于零。但右边 $B/A \neq 0$, 因此所有各阶振型截止频率必须大于零。

⑤ 当 $v_{SN} < c_{RN} < v_{P1N}$ 时, 系数 A, C, D 变成复数, 因此, 方程式(2-14)无实根, 与漏能振型对应。

2. 第二种情况 $1 < v_{SN} \leq v_{P2N} < v_{P1N}$

① 当 $1 < c_{RN} < v_{SN}$ 时, 系数 $A = iA', C = iC'$, 周期方程式(2-14)因此与第一种情况的式(2-16)相同。

② 当 $c_{RN} = v_{SN}$ 时, 系数 $A = (\rho_N - E)^2 \sqrt{v_{SN}^2 - 1} \sqrt{\left|\left(\frac{v_{SN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1\right|}$, $C = 0$,

$$B = -\rho_N \sqrt{1 - \left(\frac{v_{SN}}{v_{P1N}}\right)^2} \sqrt{v_{SN}^2 - 1}, \quad D = (E - \rho_N + 1)^2, \quad E = 2\left(\rho_N - \frac{1}{v_{SN}^2}\right)$$

周期方程式(2-14)写为

$$\tanh\left[\frac{\pi f_N}{v_{SN}} \sqrt{\left|\left(\frac{v_{SN}}{v_{P2N}}\right)^2 - 1\right|}\right] = \frac{B + D \tan\left[\frac{\pi f_N}{v_{SN}} \sqrt{v_{SN}^2 - 1} - n\pi\right]}{A'} \quad (2-19)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

式中 A' 与式(2-16)中的 A' 相同, 当截止频率 $f_N \rightarrow 0$ 时, 等式左边 $\rightarrow 0$, 但右边 $B/A' \neq 0$, 因此 f_N 也必须大于零。

③ 当 $v_{SN} < c_{RN} < v_{P2N}$ 时, 系数 A, D , 变为复数, 周期方程(2-14)只有复根, 因此, 与漏能振型对应。

总之, 当 R 波相速度 c_{RN} 大于围岩 S 波速度 v_{SN} 时, 被煤层槽导的波 P—SV 都成为漏能振型; 最后当 $c_{RN} > v_{P1N}$, SV 与 P 波都变成漏能振型。因此 R 波的相速度, 在所有情况下, 仍将限制在范围 $1 < c_{RN} \leq v_{SN}$ 之内。

第三章 槽波的基本特性

第一节 槽波的频散

槽波最大的特点是频散,即槽波的传播速度是频率的函数。从周期方程可知,在波导层内,干涉振动波前的传播速度决定于层厚及震源激发的频率。较长波长的振动要在波导层内产生相长干涉,必须以较陡的射线来回反射,所以它沿波导传播的速度比较短波长振动的速度高。于是,震源信号不同频率的分量有不同的速度传播,从而产生频散。激发的短促脉冲,由于频散随着传播距离的增大而“散开”,逐渐形成变频的长波列。

频散使槽波在传播中相位与能量包络极大值的传播速度不同,或者说相速度与群速度出现明显的差异。

因此,频散给 ISS 带来三个问题,即:不能精确估计波至时间;不同类型、不同振型的槽波波列互相重叠、难于分开;波列散开,使振幅减弱,降低了信噪比。

一 相速度与群速度

具有频散特征的槽波,相速度与群速度明显不同(图 3-1)。

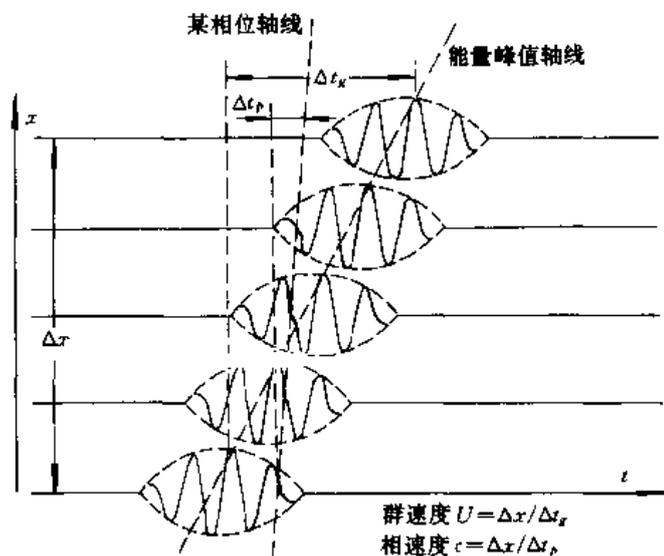


图 3-1 相速度与群速度

(据 Sheriff, 1982)

相速度是指相长干涉相位波前沿波导传播的速度,以 c 表示。在图 3-1 上,点 x 在时间 t 的波形扭曲特征相位经过 Δt , 传播到 $x + \Delta x$, 由于 x 点 t 时刻相位于 $x + \Delta x$ 点 $t + \Delta t$, 时

刻相位相等,即 $\omega t - kx = \omega(t + \Delta t_p) - k(x + \Delta x)$,那么,可以得到波的相速度

$$c = \frac{\Delta x}{\Delta t_p} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} \quad (3-1)$$

频率不同的一“群”平面谐波在传播中互相干涉,形成一个图像复杂的合成振动,该合成振动的振幅也是变化的。对于频散波列,合成振动的振幅不同于谐波,它以一个独立的速度行进着。合成振动极大值沿波导传播的速度称为群速度,以 U 表示。由于波的能量与振幅的平方成正比,这意味着波的绝大部分能量集中在振幅极大值附近,所以群速度也就是波的能量传播的速度。图中可见,群速度相当于波列包络极值传播的速度。

$$U = \Delta x / \Delta t_g \quad (3-2)$$

为了讨论群速度与相速度间的关系,现设有两个沿 x 正方向传播的且频率与相速度相近的平面谐波,振幅都为 1,则其合成振动为

$$f(x, t) = \exp\{i(\omega - \Delta\omega)[t - x/(c - \Delta c)]\} + \exp\{i(\omega + \Delta\omega)[t - x/(c + \Delta c)]\}$$

将此式按 $\Delta c/c$ 展开,取一阶微量 $\Delta c/c, \Delta\omega/\omega$,得

$$f(x, t) = 2\cos\Delta\omega[t - \Delta(\omega/c)x/\Delta\omega]\exp[i\omega(t - x/c)] \quad (3-3)$$

由此可知,合成振动以相速度 c 、频率 ω 沿 x 正方向传播;但合成振动的振幅 $2\cos\Delta\omega[t - \Delta(\omega/c)x/\Delta\omega]$ 也在变化或传播;变化的频率是 $\Delta\omega$,运动的速度即群速度为 $\Delta\omega/\Delta(\omega/c)$;在取极限的情况下,有

$$U = \frac{d\omega}{d(\omega/c)} = \frac{d(ck)}{dk} = c + k \frac{dc}{dk} \quad (3-4)$$

此式表达了群速度与相速度间的关系。

若有无限个振幅皆为 1 的平面谐波沿 x 正方向传播,它们的频率 ω 从 ω_1 到 ω_2 ,或者波数 k 从 k_1 到 k_2 ,那末合成振动略去时间因子、以积分形式表达为

$$f(x, t) = \int_{k_1}^{k_2} \cos kx dk$$

或

$$f(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \cos kx dk \quad (3-5)$$

式中, $k_0 = \frac{1}{2}(k_1 + k_2)$, $k_1 = k_0 - \Delta k$, $k_2 = k_0 + \Delta k$ 。因为

$$k = k_0 + (k - k_0)$$

则

$$\begin{aligned} f(x, t) &= \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \cos[k_0 x + (k - k_0)x] dk = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \cos k_0 x \cos(k - k_0)x dk \\ &= 2\Delta k \frac{\sin(\Delta k x)}{(\Delta k x) \cos k_0 x} \end{aligned} \quad (3-6)$$

把略去的时间因子加上,则有

$$f(x, t) = \frac{2\Delta k \sin[\Delta k(c_0 t - x)]}{[\Delta k(c_0 t - x)]} \cos[k_0(c_0 t - x)] \quad (3-7)$$

式中 c_0 ——相速度的平均值。

由此可知,合成振动的波形为 $\cos[k_0(c_0 t - x)]$,其振幅以 sinc 函数形式变化,波包的绝大部分在 $2\pi/\Delta k$ 范围内,极大振幅的传播速度为 $\Delta\omega/\Delta k$,即 $U = d\omega/dk$ 。

槽波的周期方程以隐函数形式给出了 L 波与 R 波的相速度 c 与频率 f 的关系。L 波与 R 波前三阶振型的频散曲线如图 3-2 所示。

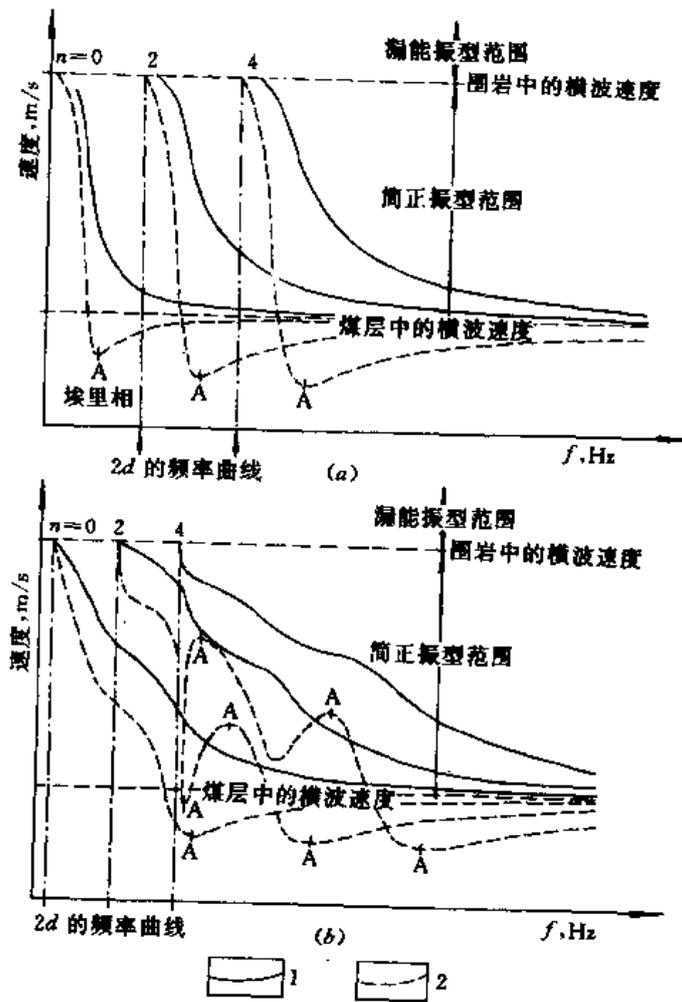


图 3-2 频散曲线

(a) L 波频散曲线 (b) R 波频散曲线

1—相速度曲线; 2—群速度曲线

频散方程与图 3-2、式(3-4)说明以下四个问题:

① 相速度总是介于围岩与煤层的横波速度之间,随 f 的升高而逐渐降低。在 $f \rightarrow 0$ 时,各阶振型的相速度 $c \rightarrow v_{s1}$ 达最大,这与煤层的厚度及其它物性参数无关。

② 群速度总小于相速度,即 $U < c$,只有当 $f \rightarrow 0$ 或 $f \rightarrow \infty$ 时, $U \rightarrow c$ 。

③ 群速度曲线存在着 1 个以上的极值点,它们分别对应着槽波波列上的一个特殊震相,称埃里(震)相。埃里震相以其频率高、振幅大的特点出现在 L 波波列的尾部。R 波埃里震相常有 2 个以上,既可对应于极小值,也可对应于极大值,情况比 L 波复杂,但仍以强振幅为特征。后面将以 f_A 、 U_A 分别表示埃里相的频率和群速度。

④ 不同 n (即不同阶振型) 对应着不同的频散曲线及不同的截止频率和频带范围。随着 n 增大,截止频率和频带范围升高,埃里震相频率 f_A 也升高,但它的群速度 U_A 降低,频散程度增大。

二 影响频散的因素

槽波频散使相速度与群速度存在差异,频散越强烈,群速度与相速度差异越大。影响频散的因素很多,下面用理论模型(表 3-1) 计算来讨论其中的一些因素对基阶 L 波频散的影响。在图 3-3(a)~(f) 及图 3-4(a)(b) 中,频散曲线成对绘出。图上横坐标为频率 f (Hz),纵坐标为速度 c, U (m/s)。

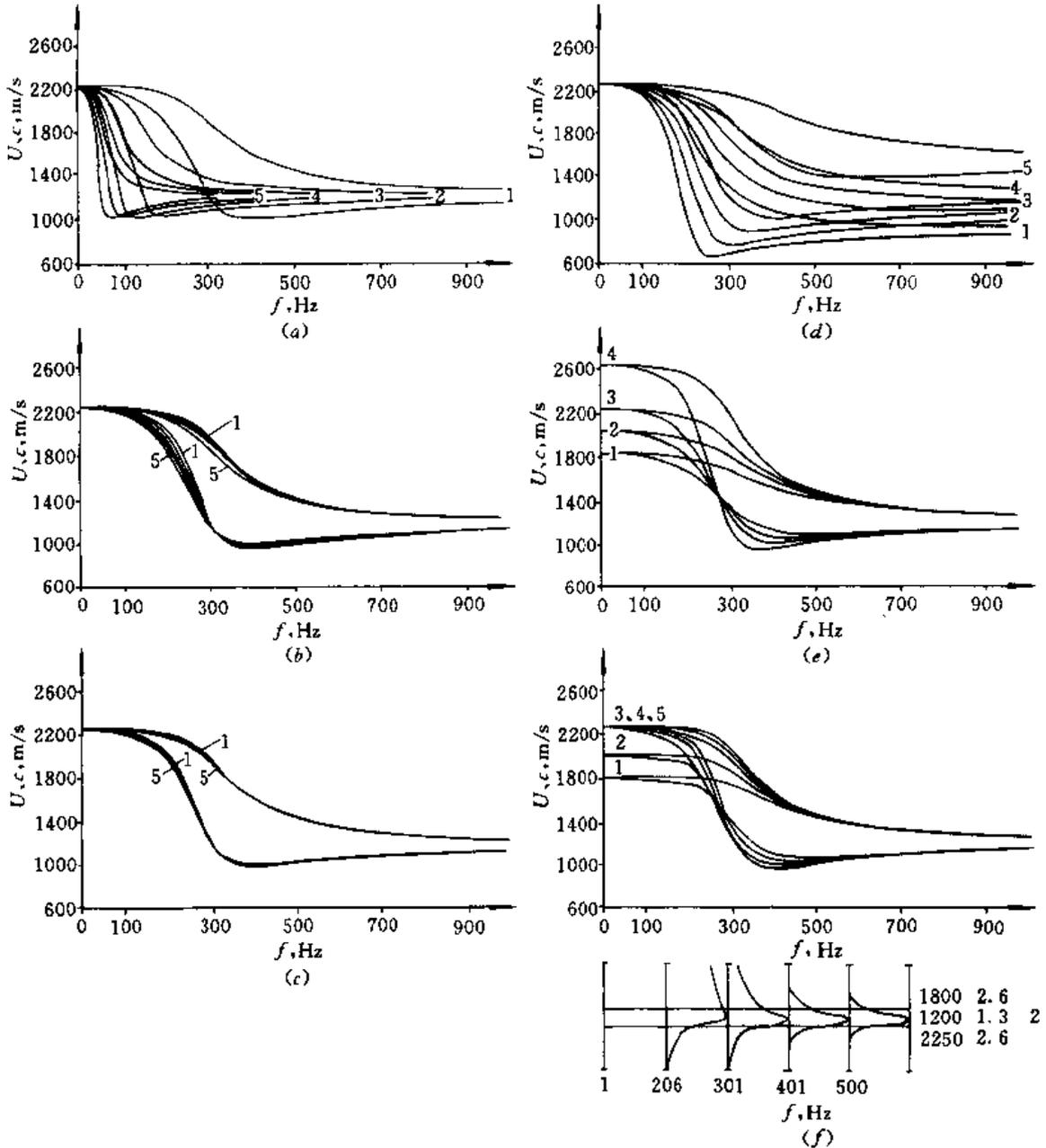


图 3-3 从理论模型计算的基阶 L 波频散特征
 (a) 煤厚变化 (b) 煤层密度变化 (c) 围岩密度变化
 (d) 煤层速度变化 (e) 围岩速度变化 (f) 围岩速度不对称时
 1,2,3,4,5——参数变化的顺序号

表 3-1

模型参数一览表

模型内容	模型参数: $v_s, \text{km/s}; 2d, \text{m}; \rho, \text{g/cm}^3$							
	围岩 1		煤层、夹矸			围岩 3		参数变化量
	v_{s1}	ρ_1	v_{s2}	ρ_2	$2d$	v_{s3}	ρ_3	*
煤 厚	2.25	2.6	1.2	1.3	*	2.25	2.6	2,4,6,8,10
煤层密度	2.25	2.6	1.2	*	2	2.25	2.6	1.1,1.2,1.3,1.4,1.5
围岩密度	2.25	*	1.2	1.3	2	2.25	*	2.4,2.5,2.6,2.7,2.8
煤层速度	2.25	2.6	*	1.3	2	2.25	2.6	0.9,1.0,1.1,1.2,1.5
围岩速度	*	2.6	1.2	1.3	2	*	2.6	1.8,2.0,2.2,2.6
非对称性	*	2.6	1.2	1.3	2	2.25	2.6	1.8,2.0,2.25,2.5,2.8
底 粘 土	2.3	2.7	1.2	1.3	2	1.8	1.8	底粘土厚度 1,2,4
						2.3	2.7	
夹 矸	2.3	2.7	1.2	1.3	1	2.3	2.7	
			2.0	2.3	*			0.1,0.5,1.0
			1.2	1.3	1			

注: * 变化的参数。

详细分析图 3-3 和下页图 3-4 后,可得出如下结论:

① 煤层厚度变化对 L 波频散特征影响十分明显〔图 3-3(a)〕:随煤厚 $2d$ 增大,L 波所含主要频段与 f_A 迅速向低频移动。显然,煤层变厚,要从井下低频干扰背景上检测出 L 波相当困难,分辨率也降低。由此来看,可能中厚煤层比厚煤层更利于 ISS 应用。但是,煤厚变化并不影响 U_A 。

② 煤层或是围岩密度变化对 L 波的频散特征均影响不大〔图 3-3(b)(c)〕。

③ 围岩与煤层速度差异越大,或者说围岩速度越高,煤层速度越低,L 波频散越强烈〔图 3-3(d)(e)〕。随着围岩速度增大,煤层速度减小,埃里相 f_A 及 U_A 都向低移,其中煤层速度变化影响更大。 U_A/v_{s2} 越小,频散越烈,波导性越好。

④ 若上、下围岩速度不对称,在煤层顶底界面上全反射时产生不同相移,破坏了对称相长干涉,从而使振幅分布不对称,频散特征也发生变化。L 波的相速度是介于围岩 S 波速度的最小值与煤层 S 波速度之间〔图 3-3(f)〕;它的振幅分布不对称,其不对称程度随频率的降低而加剧,频率越低,振幅极值向低速围岩一侧偏移越大,在低速围岩中的振动能量越多,衰减也越慢。底粘土的存在,与这类情况相似〔图 3-4(a)〕。应当指出,底粘土的存在可能破坏 R 波形成的速度条件。

⑤ 夹矸存在的影响是将一个煤层分成了多层并破坏了其对称性。夹矸对 L 波频散的影响,主要有以下两个方面〔图 3-4(b)〕。

——使频散曲线发生畸变,夹矸厚度越大影响越明显,甚至出现多个极值,对应多组埃里震相。

—— f 较低时,煤与夹矸被视为一体,振幅分布犹如没有夹矸的情况;随着 f 升高,能量逐渐向厚分层集中,夹矸厚度越大,随 f 升高能量集中的速度越快。

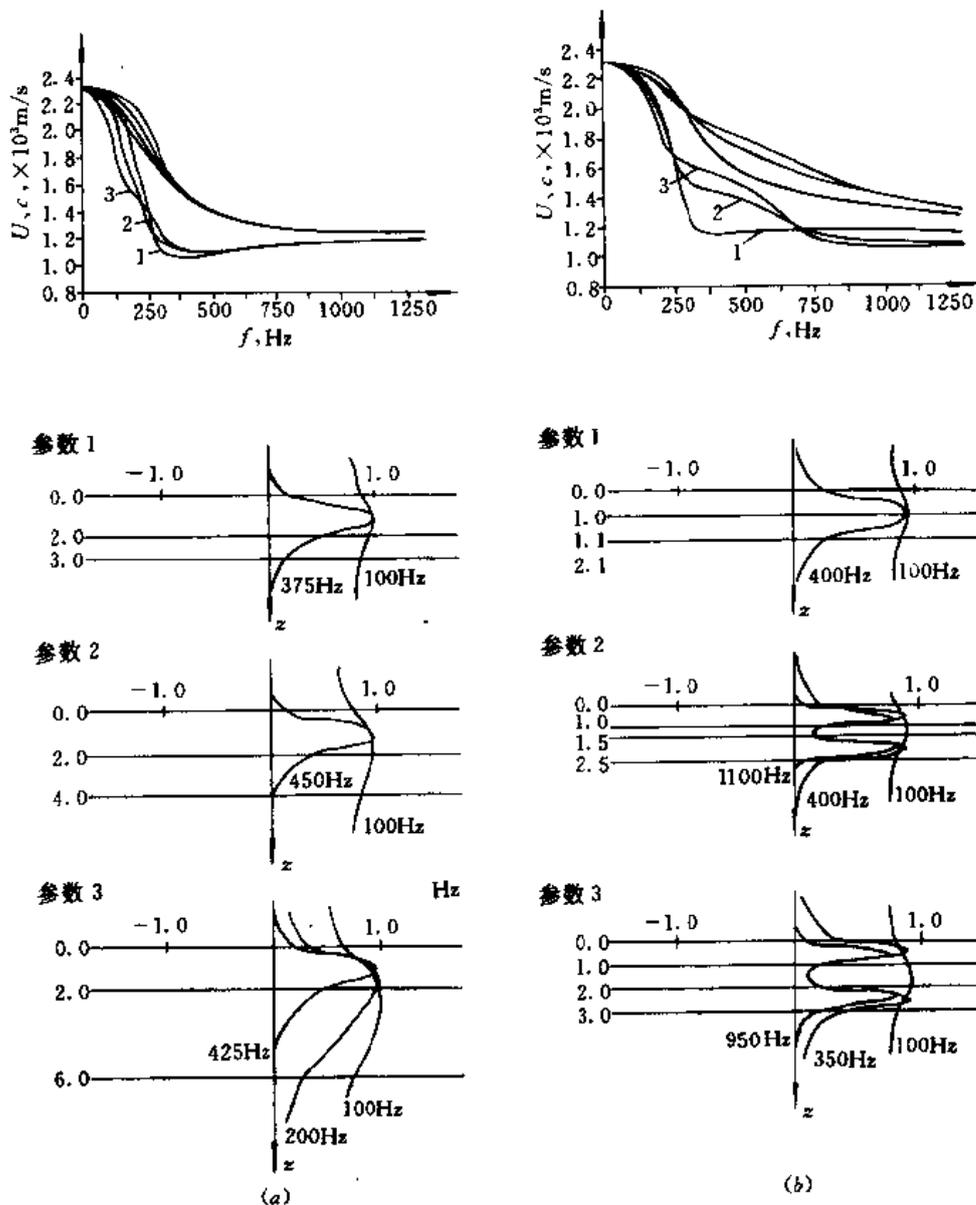


图 3-4 底粘土及夹砂存在条件下的频散曲线

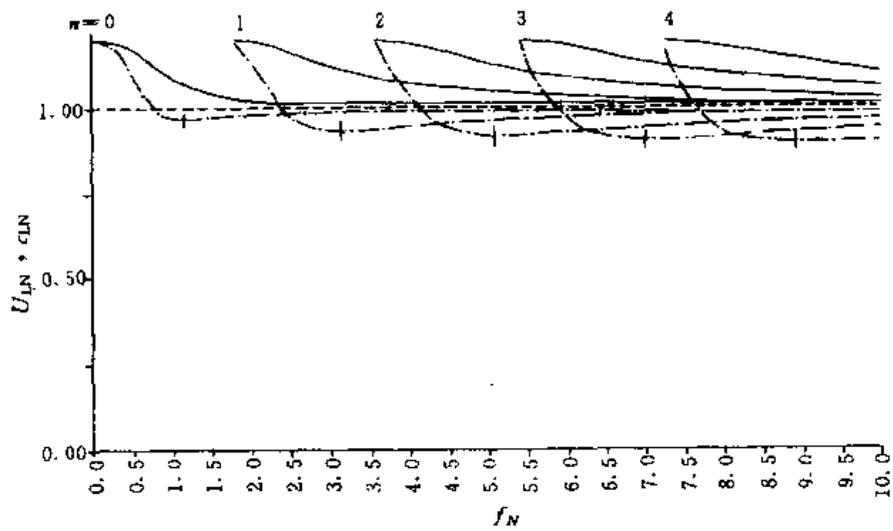
(a) 底粘土存在的情况 (b) 夹砂存在的情况

1, 2, 3——参数变化的顺序号

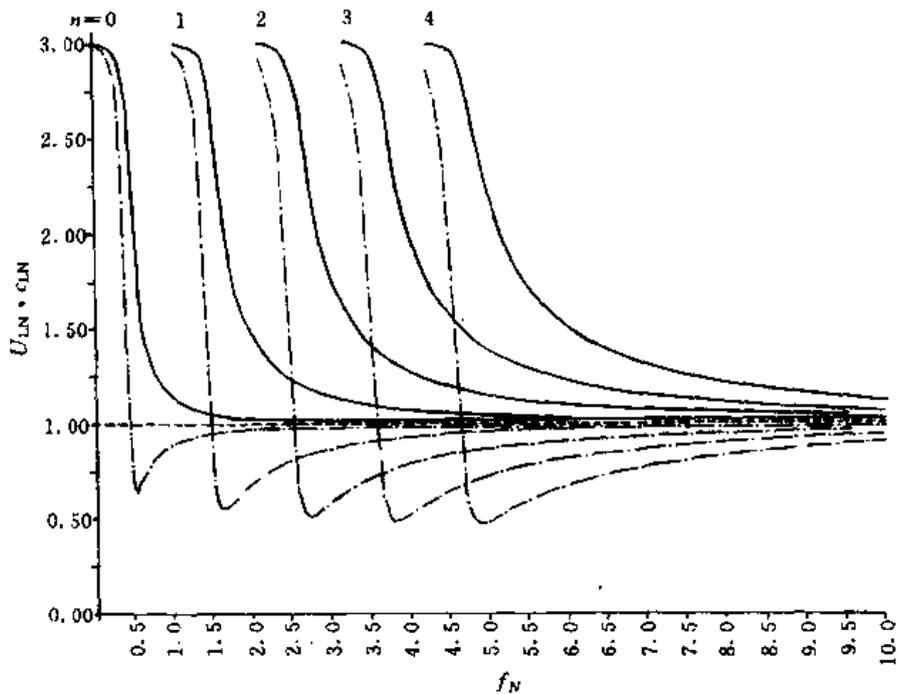
煤层附近的低速层(如邻近的煤层)对频散特征的影响类似于夹砂厚度大的情况。

如果按规格化频散方程式(2-11)计算,可取较少的相对变量。

令 $\rho_N = 2.16$, 改变 $v_{SN} = 1.20, 1.80, 2.40, 3.00$ 计算, 其前五阶两个极端的频散曲线如图 3-5 所示, 相应埃里震相特征参数列于表 3-2。在这种条件下, v_{SN} 增大 86%, 各阶振型埃里震相群速度平均减小 53%; 其相对频率平均降低 62%。



(a)



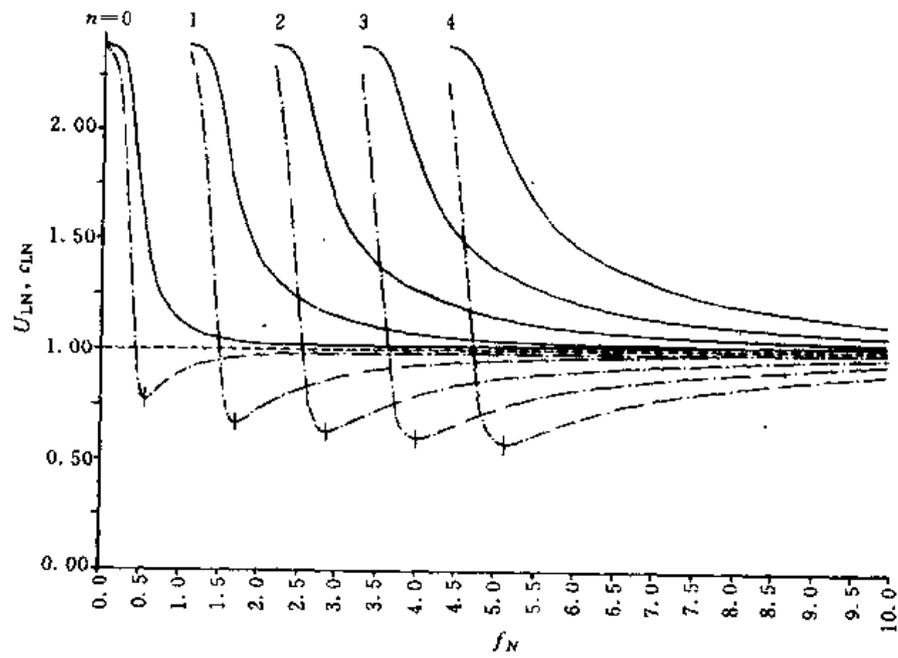
(b)

图 3-5 L 波频散曲线族 ($\rho_N = 2.16$)

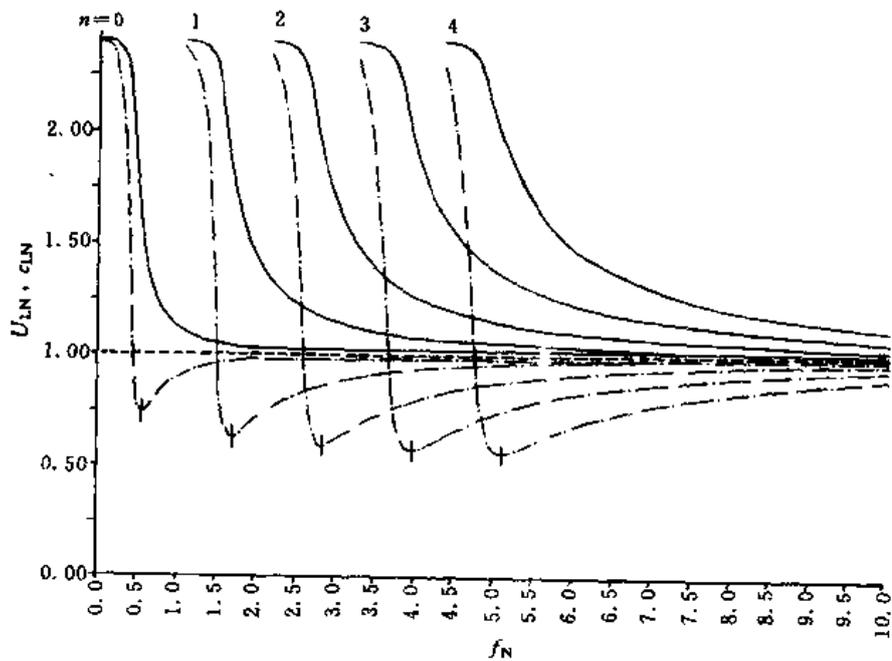
(a) $v_{SN} = 1.20$ (b) $v_{SN} = 3.00$

(据 Suhler, 1981)

然后, 令 $v_{SN} = 2.40$, 改变 $\rho_N = 1.50, 1.83, 2.16, 2.49$ 进行计算, 其前五阶两个极端的频散曲线如图 3-6 所示, 相应埃里震相的特征参数列于表 3-2。与改变 v_{SN} 相反, 在这种条件下, ρ_N 增大 66%, 各阶振型埃里震相群速度 v_{LN} 仅平均降低 6%, 而相对频率仅仅减小 0.5%, 几乎没有变化。



(a)



(b)

图 3-6 L 波频散曲线族 ($v_{SN} = 2.40$)

(a) $\rho_N = 1.50$ (b) $\rho_N = 2.49$

(据 Subler, 1981)

从图 3-5、图 3-6 及下页表 3-2 分析可见：

① 密度 ρ_N 的变化对 L 波频散曲线的形态及埃里震相的频率、群速度及各阶埃里震相的频率间隔均无明显的影响；

表 3-2

L 波埃里相规格化参数

(据 Sühler, 1981)

V_{SN}, ρ_N		振 型				
		0	1	2	3	4
1.20, 2.16	f_N	1.16	3.13	5.07	6.98	8.88
	U_{LN}	0.97	0.93	0.92	0.91	0.90
1.80, 2.16	f_N	0.68	1.96	3.22	4.47	5.72
	U_{LN}	0.85	0.76	0.73	0.71	0.70
2.40, 2.16	f_N	0.59	1.74	2.87	4.00	5.13
	U_{LN}	0.74	0.64	0.60	0.58	0.57
3.00, 2.16	f_N	0.56	1.65	2.73	3.82	4.90
	U_{LN}	0.66	0.55	0.52	0.49	0.48
2.40, 1.50	f_N	0.60	1.74	2.88	4.01	5.14
	U_{LN}	0.78	0.67	0.63	0.60	0.59
2.40, 1.83	f_N	0.60	1.74	2.88	4.01	5.14
	U_{LN}	0.76	0.65	0.61	0.59	0.57
2.40, 2.16	f_N	0.59	1.74	2.87	4.00	5.13
	U_{LN}	0.74	0.64	0.60	0.58	0.57
2.40, 2.49	f_N	0.59	1.74	2.87	4.00	5.13
	U_{LN}	0.73	0.63	0.59	0.57	0.56

注:表中 $U_{LN} = \frac{U_A}{v_{S2}}$, $f_N = \frac{2f_A d}{v_{S2}}$

② 煤—岩速度差异 v_{SN} 对 L 波频散曲线及埃里震相的频率、群速度都有明显影响;

③ 随振型阶次 n 的增大, 频散曲线向高频端移动; 相邻埃里震相频率间隔 Δf_N 几乎相等, 但随速度差异 v_{SN} 的增大而减小; 埃里震相的群速度 $U_{LN} = U_A/v_{S2}$ 减小, 说明高阶振型频散越烈, 煤层对其槽导性越好。

关于 R 波的频散比较复杂。根据 R 波频散方程式(2-14), 分别改变 U_{PIN} 、 v_{P2N} 、 ρ_N 及 v_{SN} 中的 1 个而固定另外 3 个参数进行计算, 其结果如图 3-7 至图 3-10 所示。

所有曲线均表明, 在三层对称模型条件下, R 波频散曲线的突出特点是相速度曲线 3 次改变凹向, 但仍介于围岩 v_{S1} 及煤层 v_{S2} 之间; 群速度曲线一般出现 3 个明显的极值或埃里震相: 两个极小值, 一个极大值。将上述模型所计算出的埃里震相对应的频率 f_N 及群速度值 U_{RN} 列于表 3-3 及表 3-4 中。

若固定 $\rho_N = 2.0$, $v_{P2N} = 2.52$, 分别取 $v_{PIN} = 3.12, 3.46, 3.81, 4.30$ 计算频散曲线如图 3-7 所示, 相应埃里震相的特征值列于表 3-3。在这种条件下, v_{PIN} 增大 32%, 低、高频极小埃里震相频率分别变化 3.30% 和 -1.05%, 极大埃里震相频率平均改变 -0.9%。

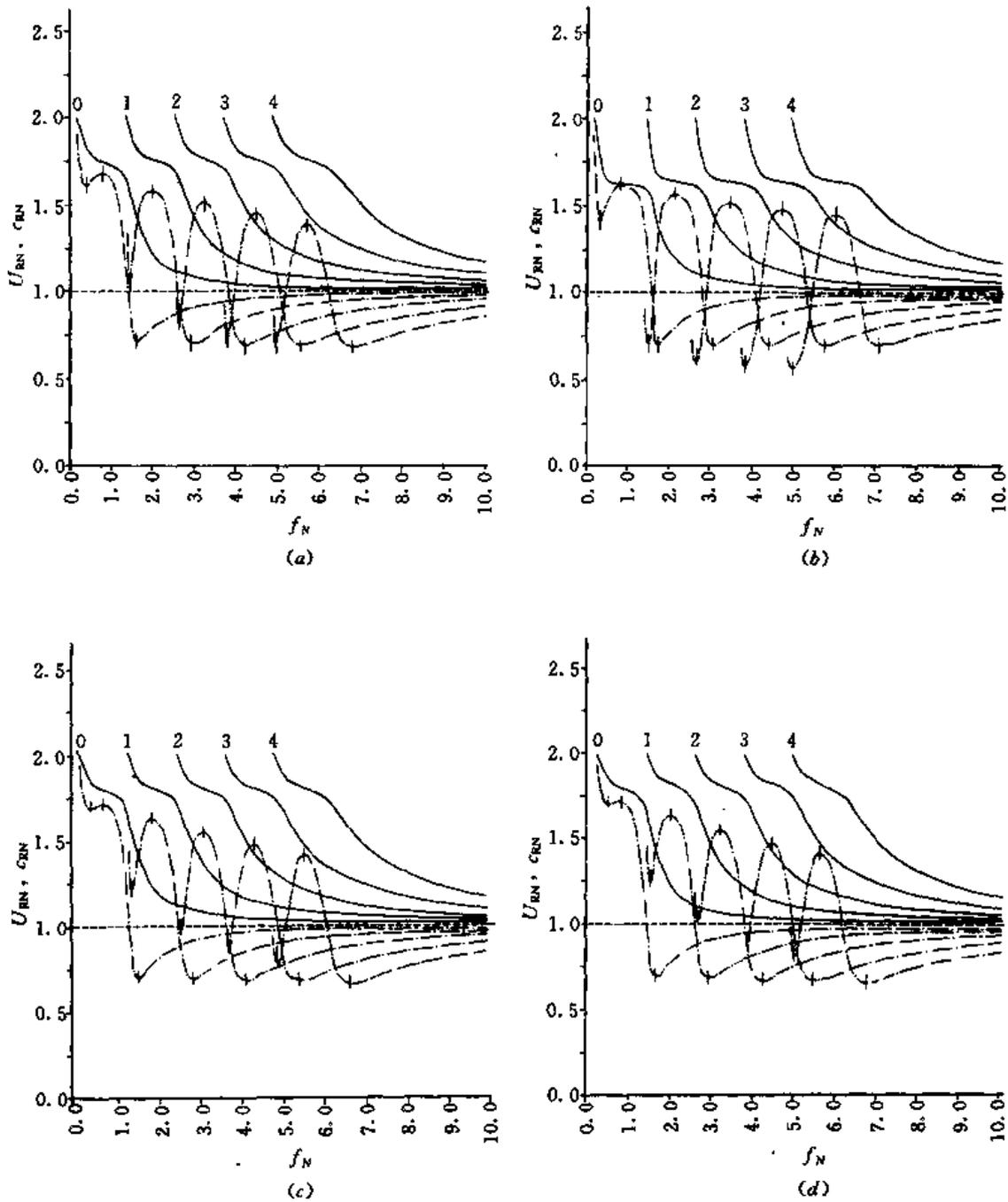


图 3-7 R 波频散曲线族(v_{PIN})

($\rho_N = 2.0, v_{SN} = 2.0, v_{P2N} = 2.52$)

(a) $v_{PIN} = 3.12$ (b) $v_{PIN} = 3.46$ (c) $v_{PIN} = 3.81$ (d) $v_{PIN} = 4.30$

(据 Suhler, 1981)

若固定 $v_{PIN} = 3.46, v_{P2N} = 2.52, v_{SN} = 2.0$, 分别改变 $\rho_N = 1.46, 1.87, 2.0, 2.29$ 计算 R 波频散曲线见图 3-8, 相应埃里震相特征值列于表 3-3。这里 ρ_N 增大 44%, 各阶振型低、高频极小埃里震相频率才分别平均改变 -1.35% 和 1.4% 。

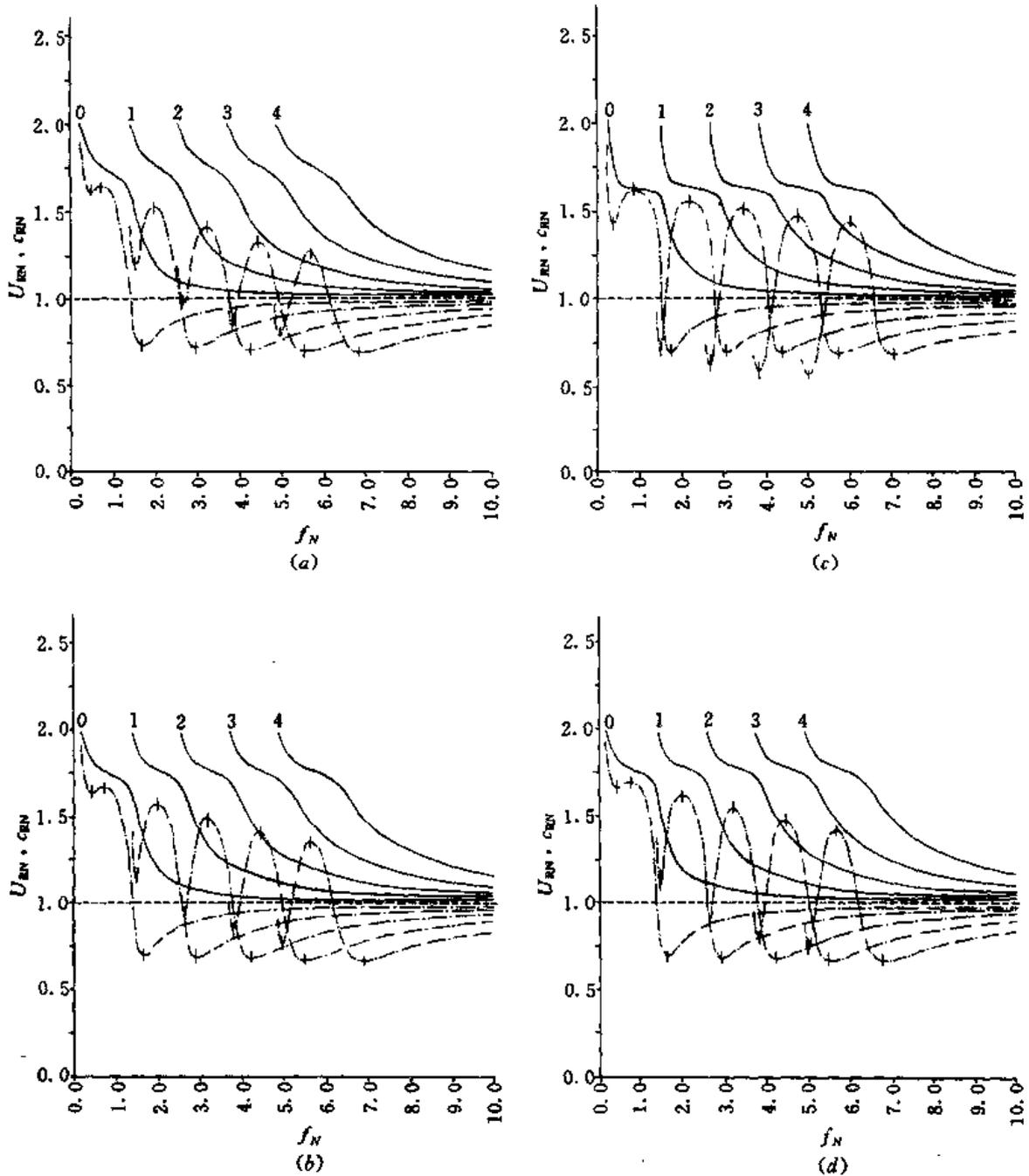


图 3-8 R 波频散曲线族 (ρ_N)

($v_{SN} = 2.0, v_{PIN} = 3.46, v_{P2N} = 2.52$)

(a) $\rho_N = 1.46$ (b) $\rho_N = 1.87$ (c) $\rho_N = 2.0$ (d) $\rho_N = 2.29$

(参 Suhler, 1981)

若固定 $\rho_N = 2.0, v_{SN} = 2.0, v_{PIN} = 3.46$, 分别取 $v_{P2N} = 1.5, 1.75, 2.0, 2.52$ 计算 R 波频散曲线示于图 3-9。当 $v_{P2N} > v_{SN}$ 时, v_{P2N} 改变 32%, 各阶振型低、高频极小埃里震相频率平均分别改变 5.6% 和 3.2%, 极大埃里震相频率改变仅 0.6%; 当 $v_{P2N} \leq v_{SN}$ 时, v_{P2N} 改变 -29%, 各阶振型极大埃里震相频率分别平均改变 24.4% 和 29%, 极大埃里震相频率平均

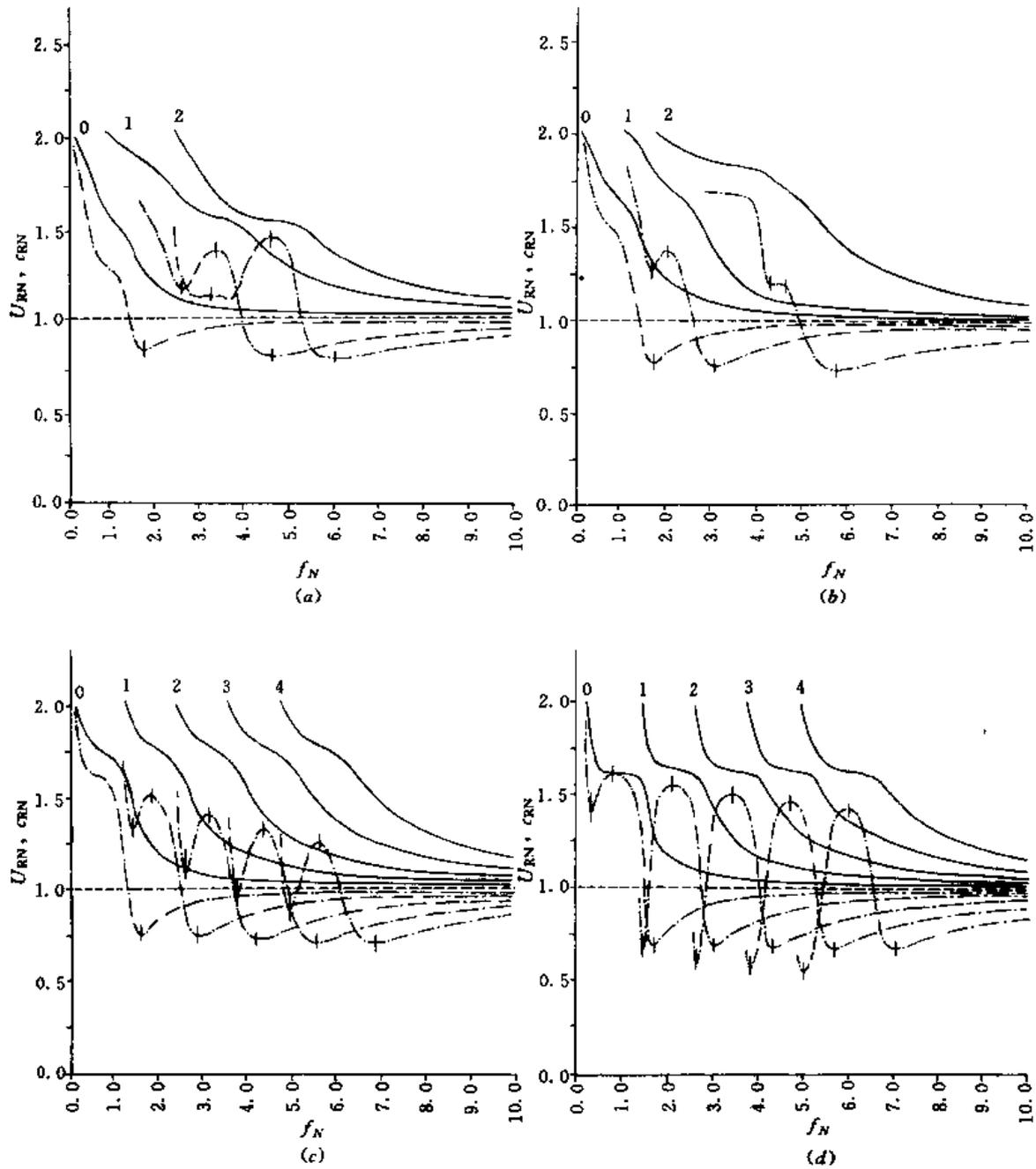


图 3-9 R 波频散曲线族 (v_{P2N})

($\rho_N = 2.0, v_{SN} = 2.0, v_{P1N} = 3.46$)

(a) $v_{P2N} = 1.50$ (b) $v_{P2N} = 1.75$ (c) $v_{P2N} = 2.0$ (d) $v_{P2N} = 2.52$

(据 Suhler, 1981)

改变 29.5%。

如果固定 $\rho_N = 2.0, v_{P1N} = 3.46, v_{P2N} = 2.52$, 分别改变 $v_{SN} = 1.50, 1.75, 2.0, 2.25$ 计算 R 波频散曲线, 见图 3-10, 相应埃里震相特征值列于表 3-4。在此条件下, v_{SN} 增大 50%, 各阶振型低、高频极小埃里震相频率平均降低 14.9% 和 16.31%, 极大埃里震相频率平均减小 15.6%。

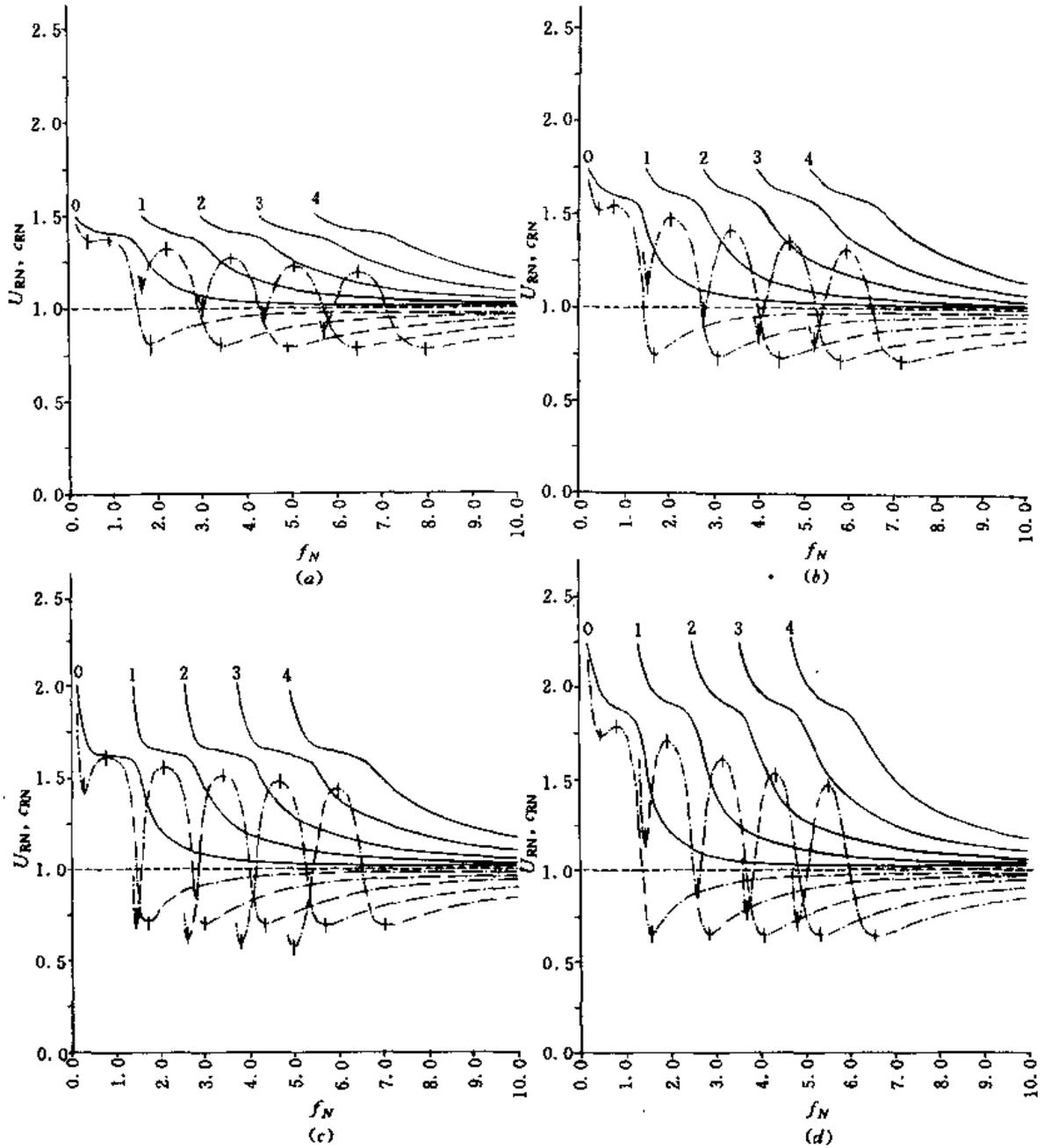


图 3-10 R 波频散曲线族 (v_{SN})

($\rho_N = 2.0, v_{P1N} = 3.46, v_{P2N} = 2.52$)

(a) $v_{SN} = 1.50$ (b) $v_{SN} = 1.75$ (c) $v_{SN} = 2.0$ (d) $v_{SN} = 2.25$

(据 Suhler, 1981)

总之, R 波频散特征对 v_{P1N} 及 ρ_N 是不敏感的、影响不大; 相反, R 波频散特征对 v_{P2N} 、 v_{SN} 要灵敏得多。

各阶振型埃里震相沿频率轴 f_N 近于等间隔分布, 且总是趋向于相邻阶曲线相互覆盖。如果 n 阶振型同时被激发时, 就将产生复杂的脉冲信号波形。这时若用时域信号进行振型解释, 不如针对每阶振型埃里震相进行频带分析。

表 3-3

R 波埃里相规格化参数 (设 $v_{SN} = 2.0, v_{PN} = 2.52$)

v_{PIN}, ρ_N		振 型														
		0			1			2			3			4		
		min	max	min												
3.12, 2.08	f_N	0.42	0.79	1.61	1.47	1.99	2.91	2.62	3.24	4.22	3.79	4.49	5.54	4.96	5.70	6.79
	U_{RN}	1.62	1.67	0.71	1.06	1.59	0.70	0.85	1.51	0.69	0.77	1.45	0.68	0.71	1.39	0.68
3.46, 2.08	f_N	0.31	0.80	1.69	1.45	2.08	3.03	2.61	3.41	4.35	3.79	4.67	5.70	4.93	5.94	7.03
	U_{RN}	1.42	1.61	0.70	0.70	1.56	0.70	0.62	1.51	0.69	0.58	1.48	0.69	0.59	1.44	0.69
3.81, 2.08	f_N	0.48	0.79	1.62	1.48	1.96	2.92	2.63	3.20	4.20	3.79	4.42	5.46	4.96	5.62	6.71
	U_{RN}	1.69	1.71	0.70	1.20	1.63	0.69	0.97	1.54	0.68	0.86	1.47	0.67	0.80	1.41	0.67
4.30, 2.08	f_N	0.49	0.81	1.61	1.48	1.97	2.89	2.64	3.18	4.19	3.80	4.40	5.42	4.96	5.60	6.68
	U_{RN}	1.71	1.72	0.70	1.25	1.64	0.68	1.02	1.55	0.68	0.90	1.48	0.67	0.83	1.41	0.66
3.46, 1.46	f_N	0.47	0.72	1.64	1.49	1.95	2.96	2.64	3.21	4.24	3.81	4.44	5.53	4.96	5.65	6.84
	U_{RN}	1.62	1.64	0.73	1.19	1.53	0.72	0.98	1.42	0.71	0.87	1.34	0.70	0.80	1.27	0.69
3.46, 1.87	f_N	0.46	0.75	1.64	1.47	1.99	2.91	2.63	3.21	4.22	3.80	4.40	5.51	4.96	5.65	6.79
	U_{RN}	1.65	1.68	0.71	1.16	1.59	0.70	0.94	1.50	0.69	0.84	1.42	0.68	0.77	1.36	0.68
3.46, 2.08	f_N	0.31	0.80	1.69	1.45	2.08	3.03	2.61	3.41	4.35	3.79	4.67	5.70	4.93	5.94	7.03
	U_{RN}	1.42	1.61	0.70	0.70	1.56	0.70	0.62	1.51	0.69	0.58	1.48	0.69	0.57	1.44	0.69
3.46, 2.29	f_N	0.45	0.77	1.62	1.47	1.99	2.91	2.63	3.21	4.21	3.79	4.44	5.46	4.95	5.65	6.74
	U_{RN}	1.67	1.70	0.69	1.13	1.62	0.68	0.91	1.56	0.68	0.81	1.49	0.67	0.75	1.43	0.67

注: 表中 $U_{RN} = U_A/v_{S2}, f_N = 2f_{Ad}/v_{S2}$

(据 Suhler, 1981)

表 3-4

R 波埃里相规格化参数 (设 $\rho_N = 2.08, v_{PIN} = 3.46$)

v_{PN}, v_{SN}		振 型														
		0			1			2			3			4		
		min	max	min												
1.50, 2.00	f_N	—	—	1.81	2.63	3.38	4.67	3.28	4.61	6.06	—	—	—	—	—	—
	U_{RN}	—	—	0.82	1.14	1.36	0.79	1.11	1.42	0.78	—	—	—	—	—	—
1.75, 2.00	f_N	—	—	1.72	1.67	2.03	3.05	4.27	4.61	5.72	—	—	—	—	—	—
	U_{RN}	—	—	0.78	1.27	1.37	0.76	1.18	1.17	0.73	—	—	—	—	—	—
2.00, 2.00	f_N	—	—	1.68	1.52	1.97	2.96	2.69	3.21	4.27	3.84	4.44	5.60	5.01	5.65	6.89
	U_{RN}	—	—	0.74	1.30	1.50	0.73	1.09	1.40	0.72	0.97	1.31	0.71	0.89	1.24	0.70
2.27, 2.00	f_N	0.51	0.81	1.65	1.48	1.98	2.96	2.63	3.20	4.24	3.79	4.43	5.54	4.95	5.66	6.79
	U_{RN}	1.65	1.66	0.72	1.21	1.57	0.70	0.98	1.48	0.70	0.87	1.40	0.69	0.80	1.34	0.68
2.52, 2.00	f_N	0.31	0.80	1.69	1.45	2.08	3.03	2.61	3.41	4.35	3.79	4.67	5.70	4.93	5.94	7.03
	U_{RN}	1.42	1.61	0.70	0.70	1.56	0.70	0.62	1.51	0.69	0.58	1.48	0.69	0.57	1.44	0.69
2.77, 2.00	f_N	0.43	0.79	1.61	1.48	1.98	2.92	2.64	3.22	4.18	3.80	4.43	5.46	4.95	5.66	6.72
	U_{RN}	1.67	1.71	0.69	1.10	1.64	0.68	0.88	1.56	0.67	0.79	1.50	0.67	0.72	1.44	0.66
2.52, 1.50	f_N	0.47	0.95	1.86	1.66	2.21	3.42	3.01	3.64	4.93	4.36	5.08	6.45	5.71	6.48	7.95
	U_{RN}	1.38	1.37	0.82	1.13	1.33	0.81	1.01	1.28	0.80	0.94	1.24	0.80	0.89	1.20	0.79
2.52, 1.75	f_N	0.45	0.78	1.70	1.53	2.05	3.09	2.75	3.35	4.44	3.99	4.65	5.81	5.21	5.93	7.13
	U_{RN}	1.54	1.55	0.75	1.14	1.48	0.74	0.96	1.42	0.73	0.88	1.36	0.73	0.82	1.31	0.72
2.52, 2.00	f_N	0.31	0.80	1.69	1.45	2.08	3.03	2.61	3.41	4.35	3.79	4.67	5.70	4.93	5.94	7.03
	U_{RN}	1.42	1.61	0.70	0.70	1.56	0.70	0.62	1.51	0.69	0.58	1.48	0.69	0.57	1.44	0.69
2.52, 2.25	f_N	0.44	0.80	1.60	1.45	1.96	2.84	1.57	3.15	4.09	3.69	4.32	5.34	4.82	5.50	6.55
	U_{RN}	1.74	1.79	0.67	1.16	1.71	0.66	0.90	1.61	0.65	0.78	1.53	0.64	0.72	1.46	0.64
2.52, 2.50	f_N	0.43	0.82	1.59	1.44	1.95	2.82	2.55	3.11	4.03	3.65	4.30	5.22	4.76	5.45	6.43
	U_{RN}	1.72	1.85	0.65	1.13	1.77	0.63	0.87	1.66	0.63	0.75	1.57	0.62	0.68	1.49	0.62

注: 表中 $U_{RN} = \frac{U_A}{v_{S2}}, f_N = \frac{2f_{Ad}}{v_{S2}}$

(据 Suhler, 1981)

第二节 槽波的振幅分布及可检测性

槽波是在低速煤层中形成的干涉波,沿煤层传播;同时,在垂直煤层的 z 方向又是一个驻波,它的振幅是深度的函数。

对于基阶振型 L 波,它的振幅分布函数,不难从式(2-5)中,解出系数 A, B, C, D ,代入式(2-2)得到

$$\begin{cases} v_1 = A \cos \beta_2 d \exp[\beta_1(z + d)] & -\infty < z < -d \\ v_2 = A \cos \beta_2 z & -d \leq z \leq d \\ v_3 = A \cos \beta_2 d \exp[-\beta_1(z - d)] & d < z < \infty \end{cases} \quad (3-8)$$

式中

$$\beta_1 = \frac{\omega}{c_L} \sqrt{1 - c_L^2/v_{s1}^2}$$

$$\beta_2 = \frac{\omega}{c_L} \sqrt{c_L^2/v_{s2}^2 - 1}$$

A 是与震源强度有关的系数, d 是煤层的半厚度。

设有 $v_1 = 2500\text{m/s}, v_2 = 1200\text{m/s}, \rho_1 = 2.6\text{g/cm}^3, \rho_2 = 1.3\text{g/cm}^3, 2d = 2.0\text{m}$ 三层对称模型,计算基阶 L 波的频散曲线及对应 n 个频率谱波分量振幅——深度分布曲线如图 3-11 所示。

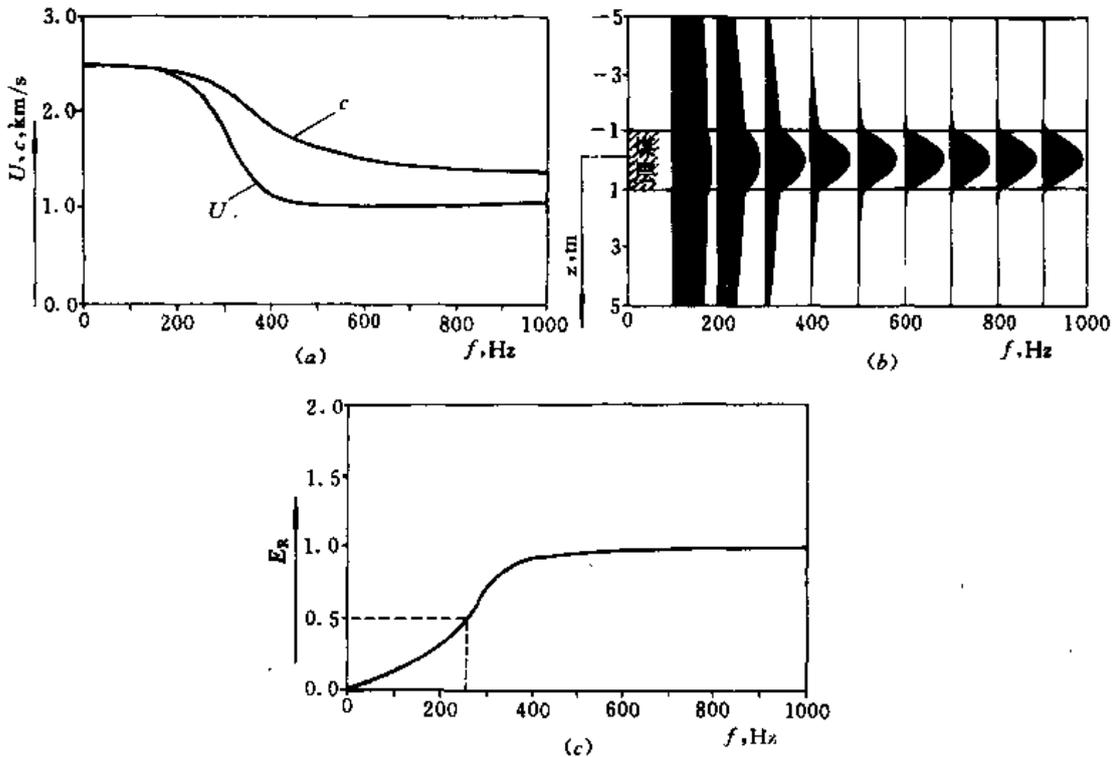


图 3-11 三层对称模 L 波频散曲线(a) 振幅分布曲线(b) 及振幅特性曲线(c)

同时,一并给出三层对称模型 R 波及 L 波最低 n 阶振幅随深度分布的曲线(图 3-12)。

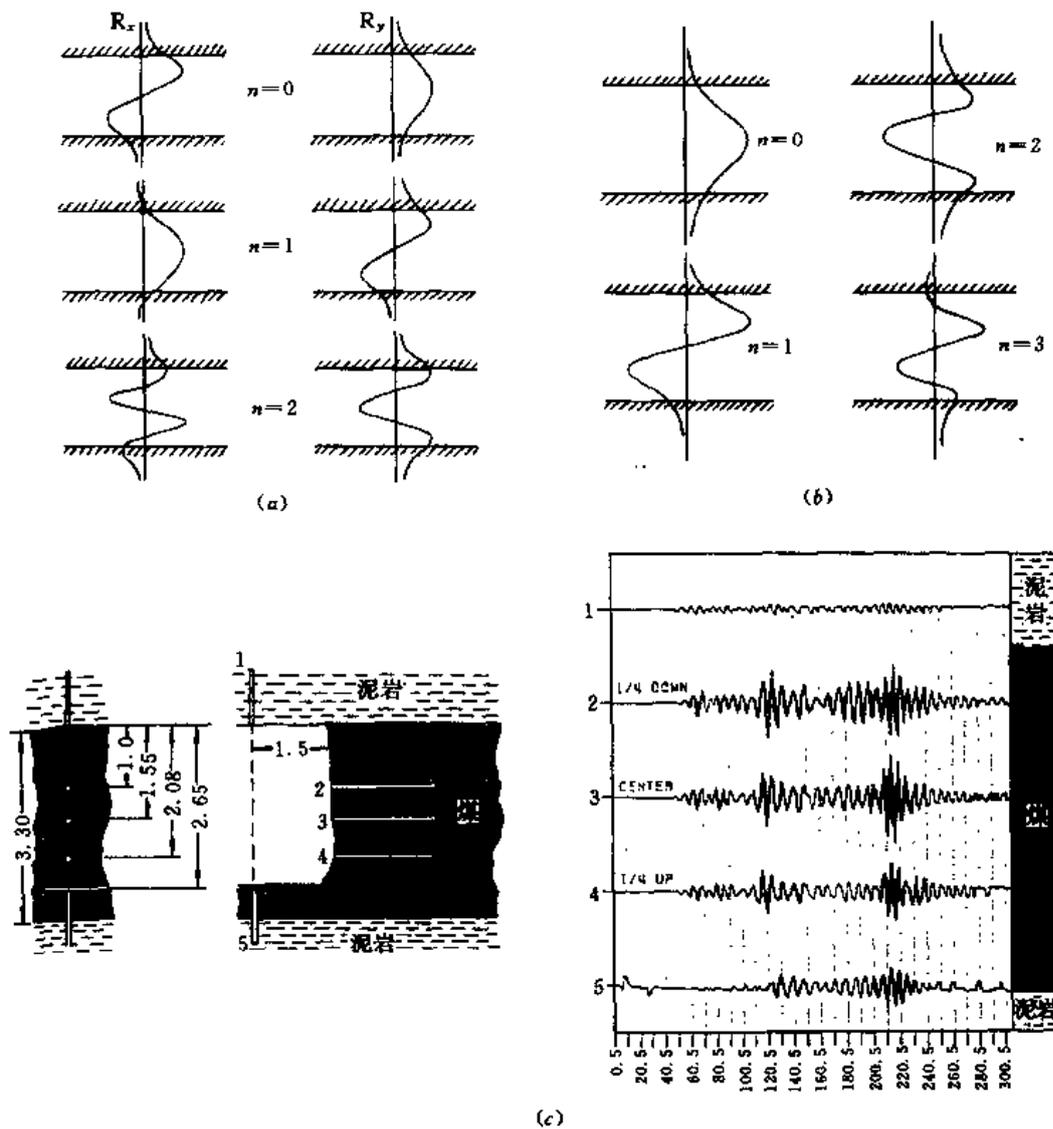


图 3-12 槽波振幅—深度分布曲线

(a) R 波 (b) L 波 (c) 实测 L 波振幅分布

R_x ——R 波 x 分量; R_z ——R 波 z 分量; n ——振型的阶数

(据 Jose Regueiro S., 1990)

由图 3-11、图 3-12 可见,槽波的振幅分布决定于槽波的类型、振型的阶数、谐波分量的频率及模型的对称性等。对于三层对称模型基阶振型槽波来说,L 波振幅及 R 波 z 分量振幅是关于煤层中心面对称分布的,在煤层中心振幅最大;R 波的 x 分量则关于煤层中心呈奇对称分布。实际上,由于围岩是非刚性体,槽波的能量不局限在煤层中,而在邻近的围岩中也有分布,只是随离开煤—岩界面的距离而按指数衰减,到一个波长的地方,实际上其振幅近于零。从图 3-11(b) 还可看见,频率越高,槽波的能量越往煤层中集中;在围岩中的能量随离煤—岩界面距离增大衰减得更快。还应指出,随着煤—岩速度差异增大,这种趋势越清楚。

若定义槽波能量分布比率为: $E_R = \frac{\text{煤层中的动能}}{\text{煤层内外总动能}}$

据 Dresen(1976),对于 R 波,有

$$E_{RR} = \frac{\int_{-d}^d \int_0^T \frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_z^2) dt dz}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^T \frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_z^2) dt dz} \quad (3-9)$$

与 R 波类似, 对于 L 波

$$E_{RL} = \frac{\int_{-d}^d \int_0^T \frac{1}{2} \rho v_y^2 dt dz}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^T \frac{1}{2} \rho v_y^2 dt dz} \quad (3-10)$$

式中 T ——周期;

d ——1/2 煤厚;

v_x, v_y, v_z ——分别代表在 x, y, z 三个方向的速度分量。

据 Buchanan(1978), 对 L 波也可按下式计算:

$$E_{RL}^S = \frac{1}{1 + R_S} \quad (3-11)$$

$$E_{RL}^A = \frac{1}{1 + R_A} \quad (3-12)$$

E_{RL}^S, E_{RL}^A 分别用于三层对称及非对称模型, 式中

$$R_S = \frac{\cos^2\left(\frac{f_N \gamma_2}{c_N}\right)}{\rho_N \frac{f_N \gamma_1}{c_N} \left[1 + \frac{c_N}{2f_N \gamma_2} \sin\left(2\frac{f_N \gamma_2}{c_N}\right)\right]}; \quad (3-13)$$

$$R_A = \frac{\sin^2\left(\frac{f_N \gamma_2}{c_N}\right)}{\rho_N \frac{f_N \gamma_1}{c_N} \left[1 - \frac{c_N}{f_N \gamma_2} \sin^2\left(\frac{f_N \gamma_2}{c_N}\right)\right]}; \quad (3-14)$$

其中, $\rho_N = \frac{\rho_1}{\rho_2}, c_N = \frac{c}{v_{S2}}, f_N = \frac{\omega d}{v_{S2}}, \gamma_1 = \sqrt{1 - \frac{c_N^2}{v_{SN}^2}}, \gamma_2 = \sqrt{c_N^2 - 1}, v_{SN} = \frac{v_{S1}}{v_{S2}}$ 。

这里 ρ_1, v_{S1} ——围岩的密度, g/cm^3 , S 波速度, m/s ;

ρ_2, v_{S2} ——煤层的密度, g/cm^3 , S 波速度, m/s ;

d ——煤层的半厚度, m ;

c ——相速度, m/s 。

显然, E_R 随 f 增高而增大〔见图 3-11(c)〕。理论与模型研究认为, 只有在 $E_R \geq 0.5$ 的条件下, 才可能检测到清晰的槽波。因此, 在实际工作中应选择合适的工作频带的下限频率。

第三节 槽波的波形图像

一 槽波的定性图像

槽波的图像可从图 3-13(a) 群速度曲线来定性理解。这里列举的是基阶振型 L 波的频散曲线。群速度曲线可以极小点(埃里相)为界, 分为左右两支。最先到达的槽波震相是通过围岩传播的频率 ω 最低的波, 到达时间 $t_1 = x/v_{S1}$; 随后到的震相频率不断升高。当煤层较厚、 v_{S1}/v_{S2} 较大时, 左支曲线较陡, 在不大的频率范围内群速度很快下降, 这意味着很长一段波列上频率仅缓慢增加, 波列类似谐波; 当 $t_2 = x/v_{S2}$ 或略大于此值时, 右支高频震相开始出

现,并与左支较低频震相叠加在一起。随着群速度继续下降(即时间更大),这时群速度皆具有双值,对应左右两支低、高频震相相互叠加,只是左支频率不断升高,右支频率不断减小,直到 $t_3 \approx x/U_A$, 埃里相附近左右两支频率接近,在一个较宽频带范围内的波几乎同相叠加,形成一个很强的震相,即埃里震相。它出现在波列的尾部,如图 3-13(b) 的合成记录所示。

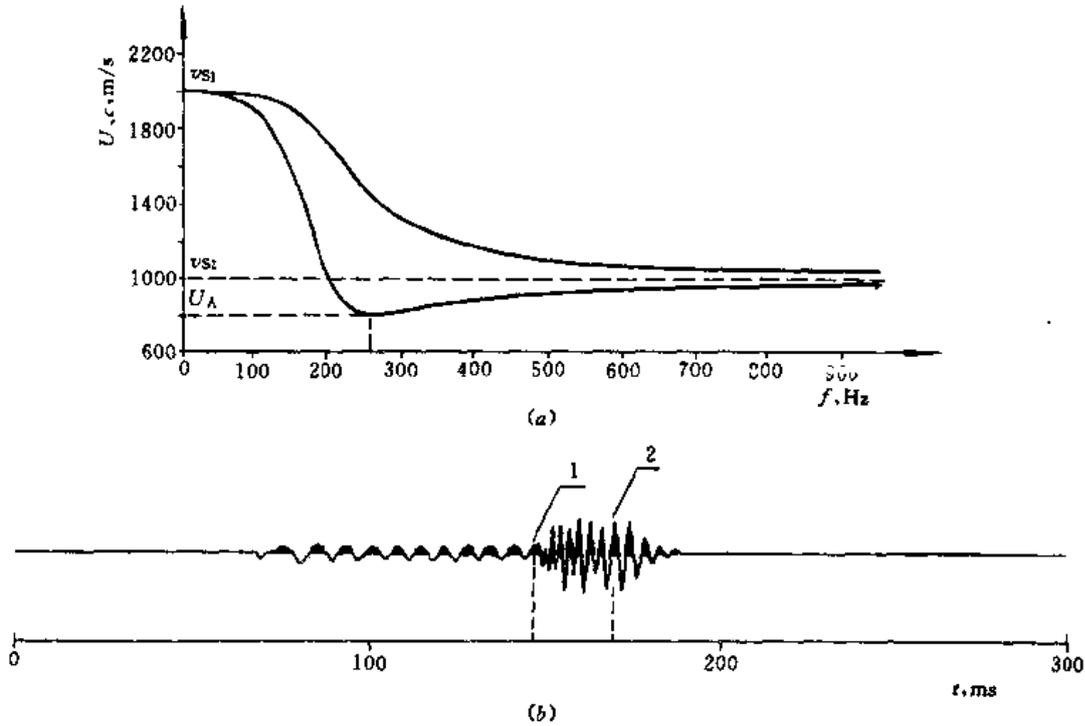


图 3-13 槽波的波形图像
 (a) 槽波定性图像解释 (b) 基阶振型 L 波的合成记录
 1——高频加入, 2——埃里震相

槽波波列的长度将由下式决定:

$$L_T \approx \left(\frac{1}{U_A} - \frac{1}{v_{S1}} \right) x \quad (3-15)$$

显然,波列长度与观测点到震源的距离、埃里震相群速度 U_A 及围岩最小 S 波速度 v_{S1} 有关。

二 槽波的波形

不论 L 波或 R 波,都是频散波。它们都是无数不同频率、不同速度谐波的合成。现设槽波沿 x 正方向传播,在数学上总可将它表达为

$$f(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp[i(\omega t - kx)] d\omega \quad (3-16)$$

令 $\theta(k) = \omega t - kx$, 则

$$f(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k) e^{i\theta(k)} dk \quad (3-17)$$

式中 $S(k)$ ——震源激发脉冲的频谱。

在 x, t 相当大时,可用稳相法来计算这个积分。通常,频谱 $S(k)$ 相对于 $e^{i\theta(k)}$ 变化缓慢,以至可将被积函数看成是一个常数 $S(k)$ 乘以一个在 $0 \sim 1$ 之间迅速变化的函数 $\exp[i\theta(k)]$,

除了使 $\theta(k)$ 处于稳定的那些 k 值之外,其余对积分有贡献的各部分彼此相消。在使 $\theta(k)$ 稳定的 k 值处,被积函数近似等于常数 $S(k)$ 乘以 $\exp[i\theta(k)]$ 。令 $k = k_0$ 为 $\theta(k)$ 的稳定点,在 $k = k_0$ 邻域,将 $\theta(k)$ 展为泰勒级数,即

$$\theta(k) \approx \theta(k_0) + \xi\theta'(k_0) + \xi^2/2! \times \theta''(k_0) + \dots$$

式中, ξ 为一个很小的数,且 $k = k_0 + \xi$ 。由于在 $k = k_0$ 时, $\theta(k)$ 为一稳定值,所以有 $\theta'(k_0) = 0$ 。若只取到二阶微量,有如下近似式:

$$\theta(k) \approx \theta(k_0) + \xi^2/2 \times \theta''(k_0)$$

将此式代入式(3-17),有

$$f(x, t) = S(k_0)\exp[i\theta(k_0)] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\frac{1}{2}i\theta''(k_0)\xi^2\right] d\xi \quad (3-18)$$

考虑到定积分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\pm \frac{iax^2}{2}\right) dx = \sqrt{\frac{2\pi}{a}} \exp\left(\pm \frac{i\pi}{4}\right)$$

并取式(3-18)的实部,于是

$$f(x, t) = \frac{\sqrt{\pi} S(k_0)}{\sqrt{\left|\frac{1}{2}\theta''(k_0)\right|}} \cos\left[\theta(k_0) \pm \frac{\pi}{4}\right] \quad (3-19)$$

式中 \pm 号与 $\theta''(k_0)$ 的符号相同。式(3-19)描述了槽波在 x 足够大时的近似波形。但由于只取得二阶微量,其近似条件为

$$\xi\theta''(k_0)/\theta''(k_0) < (\text{任意一个小数}) \quad (3-20)$$

因为 $\theta(k) = \omega t - kx$,且在 $\theta(k)$ 稳定值处

$$\theta'(k) = \left(\frac{d\omega}{dk}t - x\right) \Big|_{k=k_0} = 0$$

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{x}{t}$$

因此群速度有

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{x}{t} \quad (3-22)$$

换句话说,群速度为槽波所走距离 x 与相应的旅行时 t 之比。考虑到式(3-22),将

$$\theta''(k) = \frac{d^2\omega}{dk^2}t = \frac{dU}{dk}t$$

代入式(3-19),得

$$f(x, t) = \frac{\sqrt{\pi} S(k_0)}{\left(\frac{x}{2U} \left|\frac{dU}{dk}\right|_{k=k_0}\right)^{1/2}} \cos\left[\omega t - kx \pm \frac{\pi}{4}\right] \quad (3-23)$$

由此可知,频散槽波振幅变化决定于群速度的变化率,且因几何频散,其振幅按 $x^{-1/2}$ 的形式衰减。由式(3-20),式(3-23)应满足条件

$$\frac{\frac{d^2U}{dk^2}}{\left[t\left(\frac{dU}{dk}\right)_a\right]^{1/2}} < (\text{任意一小整数}) \quad (3-24)$$

在群速度曲线极值点, $\frac{dU}{dk} = 0$, 式(3-22)不成立。所以, 不适用于埃里震相。在此情况下, 至少要取到三阶微量。计算结果表明, 在埃里震相附近的波列振幅将以 $x^{-1/3}$ 形式衰减, 较其余波列衰减要慢。

当在 x 足够大时, 埃里震相相对增强, 成为槽波波列的优势震相:

第四节 槽波的衰减

槽波在沿煤层及邻近岩石传播过程中, 其能量不断衰减。它主要与波前扩散、频散和介质的非完全弹性的吸收有关, 当然, 也与在地质异常上的反射、透射乃至辐射有关。

一 槽波的波前扩散与频散衰减

槽波局限在煤层及邻近岩石一个薄层内, 近似二维空间向外传播, 其波前呈圆柱状。随传播距离 x 增大, 柱状波前不断扩大, 能量密度不断减小。根据式(1-41), 其振幅将按 $x^{-1/2}$ 衰减, 即与传播距离的平方根成反比。比球面波波前扩散要慢。

槽波的频散, 使它的波列随传播距离增大不断散开, 槽波振幅不断减小。按上一节式(3-23), 由于频散, 槽波振幅将按 $x^{-1/2}$ 衰减, 对埃里震相, 按 $x^{-1/3}$ 衰减。

综合这两种几何衰减因素, 槽波振幅仍将按 x^{-1} 的规律衰减, 总的效应与球面体波类似。应当指出, 埃里震相则仅按 $x^{-5/6}$ 衰减, 比槽波其余部分衰减要慢。于是可以预料, 当 x 足够大时, 埃里震相将成为槽波波列的优势震相。由于埃里震相有频率高、振幅大、出现时间晚的特点, 易于识别, 便于提取, 因此, 有时 ISS 仅仅分析研究和利用埃里震相这一特殊部分的槽波。

实际介质并非理想的完全弹性介质, 而槽波频率又常高达 500 ~ 1000Hz 以上, 因此在工作中介质对槽波的吸收作用是不能被忽略的。

二 介质的吸收衰减

实际煤层及邻近岩层对槽波的吸收效应是由材料或岩石特性所引起的, 是一个复杂的问题。根据第一章第三节的讨论, 介质的吸收效应一般可用吸收系数 α 来描述。因此这里仍可认为, 由于介质的吸收作用, 槽波的振幅将按 $e^{-\alpha x}$ 衰减。布坎南(Buchanan, 1978) 等人实验研究工作表明, 在 $f < 1\text{kHz}$ 条件下, α 与 f 呈线性关系。

虽然由于几何频散形成了高频、强振幅的特殊震相——埃里相, 可能随距离 x 的增大而成为频散槽波波列的优势震相。然而, 由于介质的吸收作用, 又使高频的埃里相随 x 增大而强烈衰减, 在 x 很大时实际上又很难检测。所以, 介质的吸收作用对研究、利用埃里震相带来困难, 阻碍了槽波探测范围的扩大。

根据以上讨论, 槽波双程衰减可按式计算:

$$TL = 20\log(2x) + 2\delta \frac{x}{\lambda_A} \quad (3-25)$$

式中 x —— 从震源到目标的单程距离, m;

λ_A —— 基阶振型埃里相波长, m;

δ —— 吸收衰减速率, $\delta = \alpha\lambda$, dB/m。

式(3-25)右端第一项与柱状波前扩散及几何频散有关, 第二项与吸收衰减有关。Dresen 等人对具有代表性煤层的模型研究指出, 在最坏的情况下 R 波的吸收衰减速率 $\delta = 1\text{dB/m}$ 。如果

认为这个数字有效又已知煤厚及有关参数,不难算出在现有设备动态范围下最大的探测范围。从舒特(1979)按透射法计算的L波合成记录图中(图3-14),可清楚说明埃里震相的吸收衰减情况。该模型参数是: $2d = 2.0\text{m}$, $\rho_1 = 2.6/\text{cm}^3$, $\rho_2 = 1.3\text{g}/\text{cm}^3$, $v_{s1} = 2500\text{m}/\text{s}$, $v_{s2} = 1300\text{m}/\text{s}$, 围岩的品质因子 $Q_1 = 100$, 煤层品质因子 $Q_2 = 50$ 。图3-14表明,当 $x < 250\text{m}$ 时,埃里相始终很强,当 $x > 250\text{m}$ 以后,随 x 增大,埃里相迅速衰减。

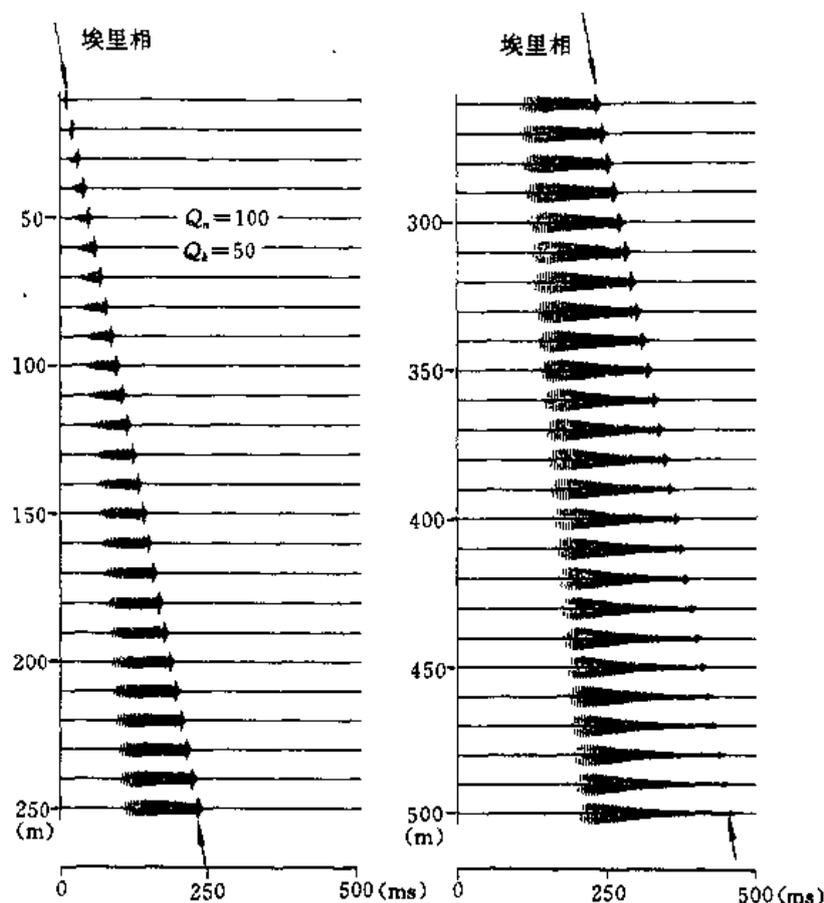


图 3-14 埃里震相的吸收衰减

二 煤槽的品质因子 Q_1 值

煤槽指槽波传播通过的煤层与邻近的岩石层。显然,槽波的吸收衰减应该与这一部分介质的吸收特性 α 或品质因子 Q 值有关。

根据第一章第三节,介质非完全弹性的吸收效应 $e^{-\alpha}$,可以在谐波传播因子 $\exp[i(kx - \omega t)]$ 中将波数 k 从实数域扩展到复数域来获得。令复波数

$$K = k + ia \quad (3-26)$$

且 $\alpha = \omega / (2Qc) \quad (3-27)$

式中 α ——吸收系数;
 c ——相速度;
 Q ——介质的品质因子。

在槽波的一般表达式(3-16)中,将 $kx = \frac{\omega}{c}x$ 替换为

$$Kx \approx \frac{\omega x}{c[1 - i/(2Q)]} \quad (3-28)$$

详细对比发现,将 k 扩展到复数域,相当于引入一个复数速度。

对于三层对称模型,设 Q_1, Q_2 分别表示围岩及煤层的 Q 值,且认为 Q_1, Q_2 在通常的频率范围内与 f 无关。现引入复数速度

$$\begin{aligned} v_{1Q} &= v_{1S}(1 + ie_1), & e_1 &= 1/(2Q_1) \\ v_{2Q} &= v_{2S}(1 + ie_2), & e_2 &= 1/(2Q_2) \\ c_{LQ} &= c_L(1 + ie_L), & e_L &= 1/(2Q_L) \end{aligned} \quad (3-29)$$

代入 L 波周期方程

$$G = \tan\zeta - \eta = 0 \quad (3-30)$$

式中

$$\zeta = \frac{\omega d}{c_L} \sqrt{c_L^2/v_{S2}^2 - 1} \quad \eta = \frac{\mu_1 \sqrt{1 - c_L^2/v_{S1}^2}}{\mu_2 \sqrt{c_L^2/v_{S2}^2 - 1}}$$

只取 e_1, e_2, e_L 的一阶微量,得新的周期方程 $G_0 = 0$ 。 G_0 等于零,则其实部与虚部必须同时为零。 $\text{Re}G_0 = 0$,与弹性介质周期方程相同,即

$$\text{Re}G_0 = G = 0 \quad (3-31)$$

而从 $\text{Im}G_0 = 0$ 中,可求得

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{A}{Q_1} + \frac{B}{Q_2} \quad (3-32)$$

式中, $A = \frac{p_1}{p}, B = \frac{p_2}{p}$ 。若令 $n_1 = \frac{c_L^2}{(v_{S1}^2 - c_L^2)}, n_2 = \frac{c_L^2}{(c_L^2 - v_{S2}^2)}$,

$$p = \eta(n_1 + n_2) - (1 - n_2)\zeta \sec^2\zeta$$

则

$$\begin{aligned} p_1 &= \eta(n_1 + n_2) \\ p_2 &= \eta(n_2 - 2) + n_2\zeta \sec^2\zeta \end{aligned}$$

根据式(3-32)可计算出煤槽的 Q_L 值。对于三层对称模型, $v_{S1} = 2000\text{m/s}, v_{S2} = 1000\text{m/s}, \rho_1 = 2.7\text{g/cm}^3, \rho_2 = 1.3\text{g/cm}^3, Q_1 = 150, Q_2 = 50$, 煤厚 $2d = 1, 2, 0, 4, 0\text{m}$ 时,计算的结果如图 3-15 所示。

根据上述讨论及图 3-15,总结出以下四点:

① 煤槽 Q_L 值不仅决定于煤层 Q_2 值,还与围岩 Q_1 值有关。

② 煤槽 Q_L 值与 ω 有关。当 ω 很低时, $c \rightarrow v_{S1}$, 于是 $A \rightarrow 1, B \rightarrow 0$, 所以 $Q_L \rightarrow Q_1$ 。这时槽波的大部分能量分散在围岩中传播,介质的吸收衰减主要决定于围岩的 Q_1 值(因为 Q_1 大,衰减较慢);反之,当 ω 很高时, $c \rightarrow v_{S2}$, 于是 $A \rightarrow 0, B \rightarrow 1$, 所以 $Q_L \rightarrow Q_2$ 。这是因为 ω 越高,槽波能量越集中于煤层中,槽波的衰减主要与煤层 Q_2 值有关(因为 Q_2 小,衰减较快)。

③ 煤槽 Q_L 值曲线与群速度曲线形态类似:左支陡,右支缓,在埃里震相附近具有极小值。考虑到

$$\frac{d\alpha}{dk} = \frac{1}{(2Q_L)} \left(1 + \frac{k}{Q_L} \frac{dQ_L}{dk} \right) \quad (3-33)$$

则在低频端、高频端及埃里相附近,由于 $dQ_L/dk \rightarrow 0$,吸收系数随 ω 的变化率分别为低、

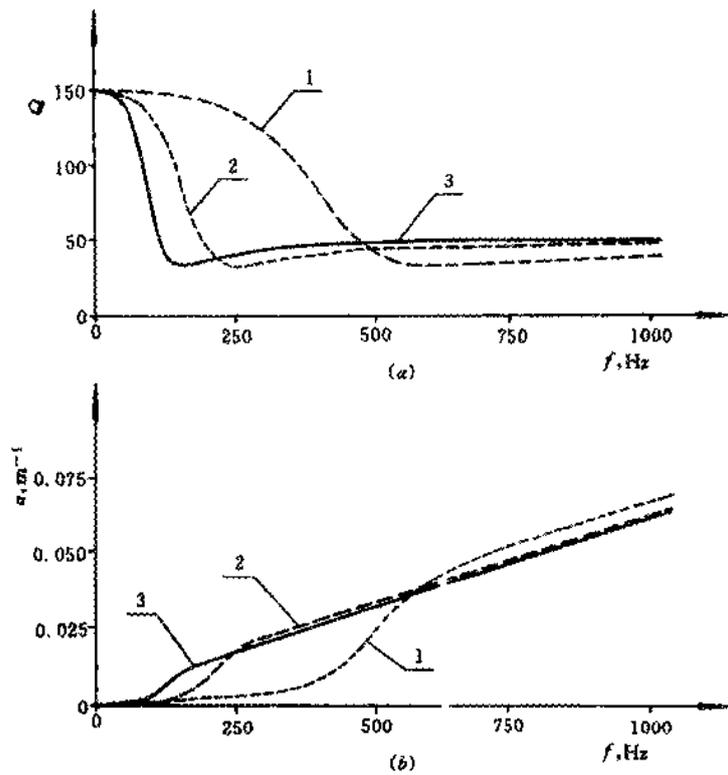


图 3-15 煤槽的品质因子及吸收系数

(a) 品质因子 (b) 吸收系数

1— $2d = 1.0\text{m}$; 2— $2d = 2.0\text{m}$; 3— $2d = 4.0\text{m}$

中、高三个不等的常数： $1/(2Q_1)$ 、 $1/(2Q_2)$ 、 $1/Q_{\text{Lmin}}$ 。在这些频段，煤槽吸收系数近于线性变化〔图 3-14(b)〕。高频端比低频端 α 随 ω 升高增长快，而在埃里相附近， α 随 ω 有陡然急增的趋势，增长最快。

④ 煤槽 Q_L 值与煤厚有关〔图 3-15(a)〕。

如从理论计算或实测已知 Q_L ，则可对槽波的吸收衰减进行 Q_L 补偿，即反 Q 滤波，有益于研究埃里相及扩大 ISS 探测范围和提高分辨率。

在进行 Q 补偿时，要设计一个反 Q 滤波器 $Q'(f, r)$ ，大致与实测 Q 值相补偿。图 3-16 是一个简单反滤波器示意图。该补偿的因子能补偿埃里震相附近频带内谐波的吸收衰减，从而突出埃里震相。该反 Q 滤波器的表达式可写为

$$Q'(f, r) = \begin{cases} Q'\left(\frac{f_\Lambda}{2}, r\right) & 0 < f < \frac{f_\Lambda}{2} \\ Q'(f, r) & \frac{f_\Lambda}{2} \leq f < f_\Lambda - f_0 \\ Q'(f_\Lambda, r) & f_\Lambda - f_0 \leq f < f_\Lambda + f_0 \\ Q'(f, r) & f_\Lambda + f_0 \leq f < f_\Lambda + \frac{f_\Lambda}{2} \\ Q'\left(\frac{f_\Lambda}{2}, r\right) & f_\Lambda + \frac{f_\Lambda}{2} \leq f < f_N \end{cases} \quad (3-34)$$

式中 f_A ——埃里相频率；
 f_N ——尼奎斯特(褶迭频率)；
 f_c ——通带半宽度。

图 3-17 是一个反 Q 滤波的实例。图 3-17(a) 是 x 分量透射记录，图 3-17(b) 是经过 AGC(时窗 150ms) 和带通滤波(300 ~ 600Hz/65dB) 处理之后的透射记录。处理后的记录，信噪比明显提高，埃里震相突出。图 3-17(c) 是经反 Q 滤波、AGC(150ms) 及滤波(300 ~ 600Hz/65dB) 之后的结果。由于 Q 补偿，使埃里相可靠检测范围从 650m 左右扩大到 740m，记录面貌得到进一步改善。

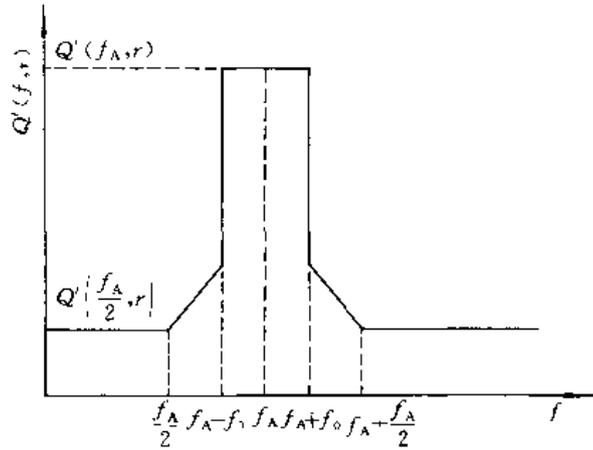


图 3-16 反 Q 滤波器

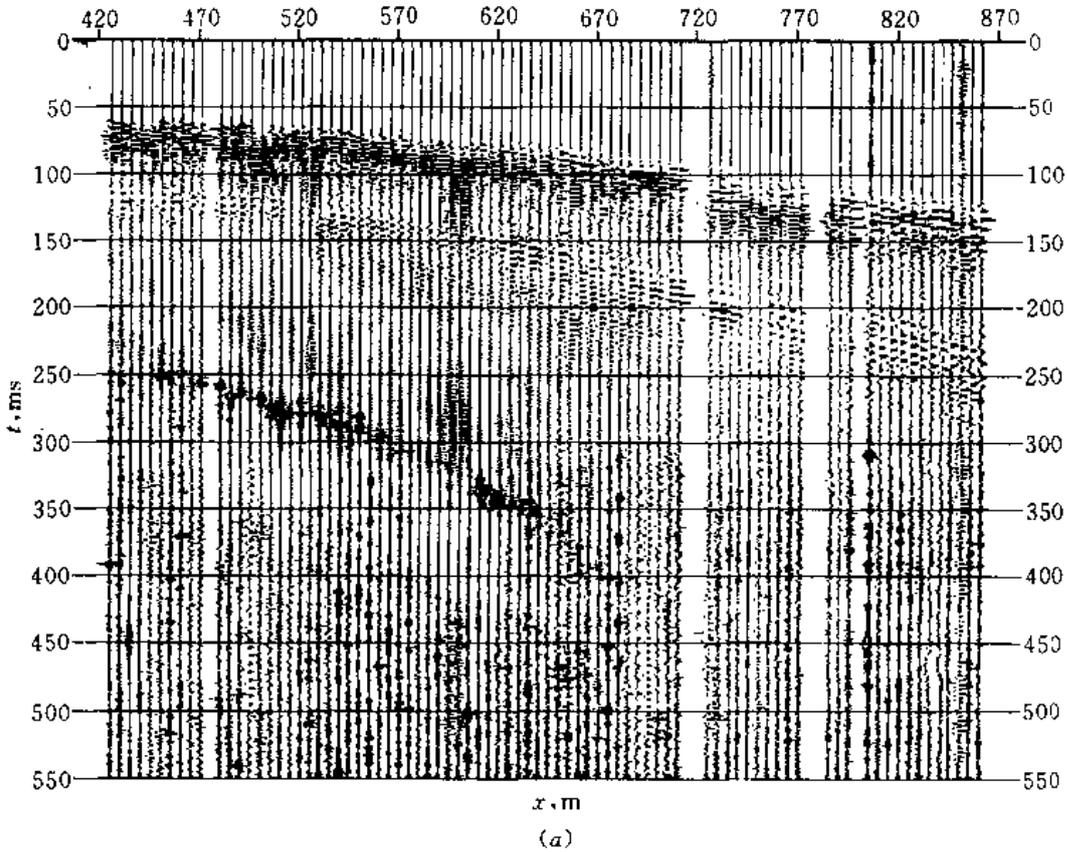


图 3-17 透射槽波记录反 Q 滤波实例

(a) 输入的原始 x 分量透射记录

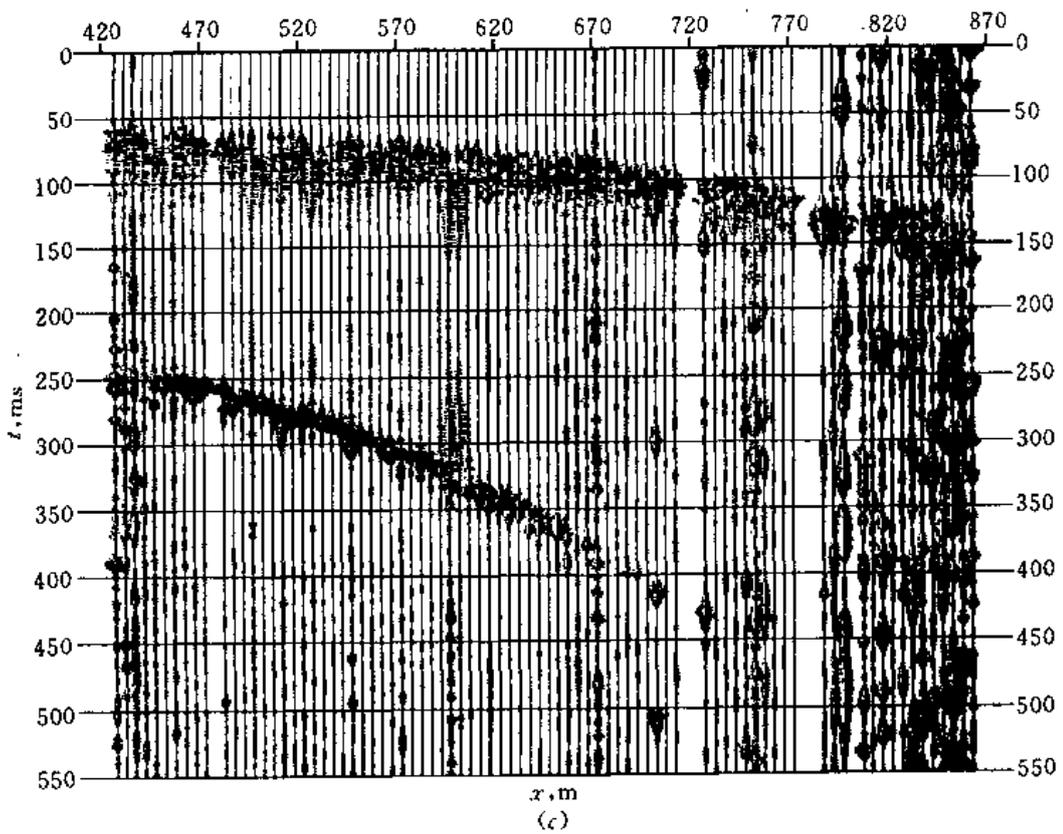
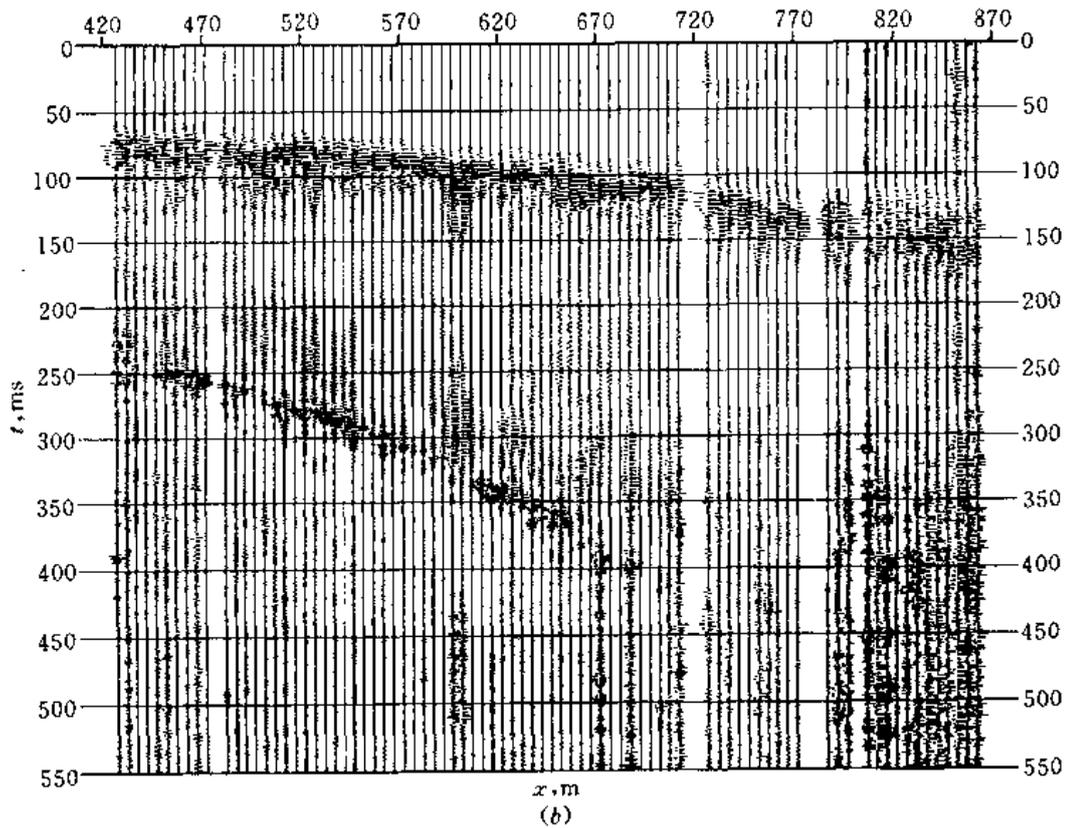


图 3-17 透射槽波记录反 Q 滤波实例

(b) 经 AGC(时窗长 150ms)与带通滤波(300 ~ 600Hz/65dB)处理 (c) 再经反 Q 滤波处理

(据李小平, 1991)

煤的 Q_L 值随煤的类型和产地不同而异。Jackson 等人(1982)测得英国下佛罗里达煤层 Q_L 值约为 45; Buchanan 等(1982)测出澳大利亚 Bulli 煤层的 Q_L 值约为 39; Arnetzl 等(1981)测得鲁尔矿区 EB 煤层的 Q_L 值约为 95, 富沥青煤 Q_L 值约为 40 ~ 65。根据世界各地现有资料, 估计煤的 Q_L 值一般小于 100。

第四章 槽波的数学模拟技术

第一节 地震模型技术概述

地震模拟技术分为物理模型模拟及数学模型模拟两种。

物理模拟是根据相似比的原则,采用相似材料模拟现场地质构造的主要特征,建立物理模型,用超声波模拟地震波,在实验室内测量有关波场特征。Dresen 与 Freystatter(1976, 1977, 1978)等人曾应用二维平板物理模型模拟瑞利型槽波在无干扰的地层及有干扰地层中传播的规律,为瑞利型槽波用于实际探测做了理论准备。国内,煤炭科学总院重庆分院及北京大学地球物理系也在槽波物理模型研究方面做过一些工作。尽管物理模型模拟具有更接近于实际、能模拟一些目前数学尚难解决的问题,但由于二维模型只能模拟瑞利型槽波、制作困难、不能灵活多变、成本高等原因,至今应用也不甚广泛。

解决地震波传播问题的数学模拟方法均以反映地震波传播规律的波动方程为依据。通常从实际地质情况出发、加以简化遂建立地质地震模型,然后再进一步抽象建立起物理数学模型。对于槽波,在一个采区的局部地段,一般可认为是一个水平层次介质模型。其中最简单也是最常用的是三层对称模型。由于煤层夹矸及底粘土的存在、上下围岩性质的不同、邻近低速层的影响等,实际上多属非对称的多层介质模型。大自然是复杂多变的,煤层形成当时或以后由于种种地质营力,使煤层变得十分复杂,简单的三层对称模型与实际地质情况差别较大。因此,波状、断层、变薄、尖灭、陷落柱等更复杂的模型也陆续开始讨论。在这些模型的研究中,可更充分地考虑吸收衰减及各向异性等,因之更接近于实际。

在数学模型模拟中常采用的方法有:有限差分法、有限元法、射线法及相位递归法。有时还用有限差分与有限元的混合法以及传播矩阵法。

有限差分法是目前偏微分方程边值问题近似求解中应用最广泛的方法之一,也称网格法。方法要点是将自变量连续变化区域用有限(离散)的点(节点)的集合代替,这个点集称网格。连续变量的函数用定义在网格点上的离散变量的函数来代替,这种函数称网格函数。出现在微分方程及边界条件中的导数用差商代替,也就是用某些点上网格函数值的线性组合代替。于是,线性微分方程边值问题代换为线性代数方程组(差分格式)。该法本质上与实验室利用一定比例模型进行的模拟相似,但精度更高且灵活易变。

有限元法是近几十年发展起来的,它是在变分法原理基础上进行离散化处理,用以求解数学物理问题的一种很有价值的计算方法。它的基本思想是将难以用解析方法和其它方法求解的偏微分方程转化为与其等价的变分问题,用解析多项式函数类作为有限元子空间,然后将变分问题转化成有限元空间中的多元极值问题,从而求得变分问题的近似解,以作为原偏微分方程的近似解。

与有限元法相比,差分法(显式)具有计算量小、方法简便、易理解的优点,但也存在稳定性及适应性较差的缺点。因为差分法用矩形网格剖分,对于较复杂的边界,不是难以将模型精确剖分就是网格过细。所以,差分法适用于较规则的模型,对复杂的模型多采用有限元法,它能适应各种复杂形状的边界及介质内部的各种变化。

随着大型、高速计算机的出现,传播矩阵法也广泛用于面波分析,计算多层水平层状介质中面波的频散特性。在各向同性介质中,Krey(1963)就用矩阵法计算了洛夫型及瑞利型槽波的频散特性,Freytatter(1974)还计算了振幅分布。

在这一章中,仅讨论一些比较简单的、有关 L_s 波数学模拟的问题。

第二节 洛夫型槽波频散曲线及振幅分布的相位递归算法

相位递归算法是1985年由D. Rader等人提出来的。它讨论在上下半空间夹有 $N-2$ 层水平层状介质(包括煤、夹矸、底粘土等)的情况,见图4-1。

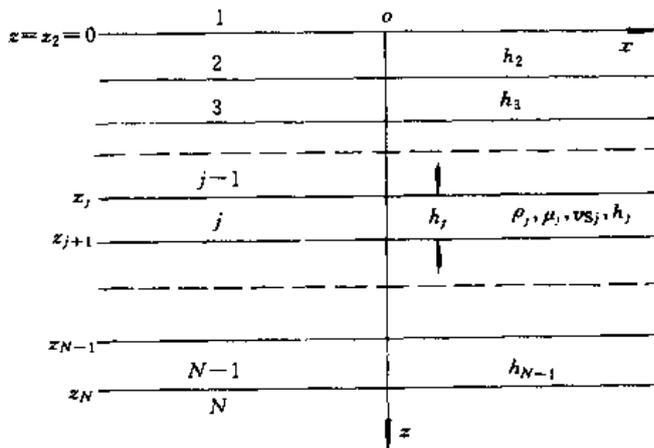


图 4-1 相位递归算法的模型

设所有各层都是弹性均匀各向同性介质,各层的弹性参数为 ρ_j, μ_j, v_{sj} ($j=1, 2, \dots, N$), 各层厚度为 h_j ($j=2, 3, \dots, N-1$)。取直角坐标系如图4-1所示, y 轴垂直纸面, z 轴垂直向下, x 轴与上半空间的底界重合。各界面的埋深为

$$z = z_j = \text{常数} \quad j = 2, 3, \dots, N-1$$

若讨论的 L 波沿 x 的正方向传播,它的质点沿 y 方向振动。为了推导计算 L 波频散曲线及振幅分布的递归算法,认为有平面SH波在所有各层中以相同相速度 c 沿 x 的正方向传播,并认为具远场条件、忽略震源影响。

在每层中,SH平面波的传播由二维波动方程

$$\frac{\partial^2 v_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_j}{\partial z^2} = \frac{1}{v_{sj}^2} \frac{\partial^2 v_j}{\partial t^2} \quad (4-1)$$

来描述。式中 $v_j(x, z, t)$ 是SH波的位移。将其一个解

$$v_j(x, z, t) = A_j(z) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \quad (4-2)$$

代入式(4-1),得如下微分方程

$$\frac{d^2 A_j}{dz^2} = -\omega^2 \gamma_j^2 A_j(z) \quad (4-3)$$

$$\gamma_j = \sqrt{\frac{1}{v_{Sj}^2} - \frac{1}{c^2}}$$

式(4-3)的通解,以局部坐标系 $z=z_j$ 表达为

$$A_j(z) = B_j \exp[-i\omega\gamma_j(z - z_j)] + C_j \exp[i\omega\gamma_j(z - z_j)] \quad (4-4)$$

$A_j(z)$ 是一个与 z 有关的第 j 层中的振幅函数。式(4-4)表示了在第 j 层中的一个下行波、一个上行波,两个波在第 j 层中叠加。当它们的相位差正好为 2π 的整倍数时,即同相,而相长干涉则形成驻波。如果适当选取上行波的振幅

$$C_j = B_j \exp(i2\xi_j) \quad (4-5)$$

则

$$A_j(z) = D_j \cos[\omega\gamma_j(z - z_j) + \xi_j] \quad (4-6)$$

$$D_j = 2B_j \exp(i\xi_j)$$

式中 ξ_j 是上下行波间的综合相位移,既包括通过层的旅行时差,也包括在上下界面上反射产生的相移。

在上下半空间 SH 平面波振幅 $A_1(z)$ 、 $A_N(z)$ 应满足

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} A_1(z) = 0, \quad \lim_{z \rightarrow \infty} A_N(z) = 0$$

且 γ_1 、 γ_N 必须是负的虚数,才能保证振幅上下半空间按指数衰减,因此有

$$A_1(z) = C_1 \exp[i\omega\gamma_1(z - z_1)] \quad (4-7)$$

$$A_N(z) = B_N \exp[-i\omega\gamma_N(z - z_{N-1})] \quad (4-8)$$

为将 $A_1(z)$ 、 $A_N(z)$ 用于计算各层的振幅,则必须利用位移连续性及应力连续性的边界条件:

$$\begin{cases} A_j|_{z=z_{j+1}} = A_{j+1}|_{z=z_{j+1}} \\ \mu_j \frac{dA_j}{dz} \Big|_{z=z_{j+1}} = \mu_{j+1} \frac{dA_{j+1}}{dz} \Big|_{z=z_{j+1}} \end{cases} \quad (4-9)$$

将式(4-6)代入,得方程组

$$\begin{cases} D_j \cos(\omega\gamma_j h_j + \xi_j) = D_{j+1} \cos(\xi_{j+1}) \\ D_j \mu_j \gamma_j \sin(\omega\gamma_j h_j + \xi_j) = \mu_{j+1} \gamma_{j+1} D_{j+1} \sin(\xi_{j+1}) \end{cases} \quad (4-10)$$

要求得此方程组的非零解,其系数矩阵为零,于是即得相位递归算法的基本方程

$$\tan(\xi_{j+1}) = \frac{\mu_j \gamma_j}{\mu_{j+1} \gamma_{j+1}} \tan(\xi_j + \omega\gamma_j h_j) \quad (4-11)$$

从上半空间下的第一个界面开始,逐次往下递推计算综合相移,直到 ξ_{n-1} 。其初值可根据式(4-9)简化为

$$\tan(\xi_2) = -i \frac{\mu_1 \gamma_1}{\mu_2 \gamma_2} \quad (4-12)$$

当由于相长干涉形成 L 波,则它的综合相位移 ξ_{n-1} 必须等于递归的终值,即

$$\tan(\xi_{N-1} + \omega\gamma_{N-1}h_{N-1}) = i \frac{\mu_N \gamma_N}{\mu_{N-1} \gamma_{N-1}} \quad (4-13)$$

此即水平多层介质模型的频散方程。除了上下半空间夹一层煤的情况外，该方程不能以显函数形式来表达 $c(f)$ 或 $f(c)$ 相速度与频率的关系。因此，它只能用数值解法。当计算出相速度之后，按式(3-21)计算群速度。

从式(4-12)开始计算出所有的相移 $\xi_j (j=2, \dots, N-1)$ 到按式(4-13)计算出相速度后，就可根据式(4-6)、(4-7)、(4-8)计算出各层包括上下半空间给定频率的振幅分布。

在 $N=3$ 的最简单情况，有

$$\omega\gamma_2 h_2 = \left[\arctan\left(\frac{\mu_1 \gamma_1}{\mu_2 \gamma_2}\right) + \arctan\left(\frac{\gamma_3 \mu_3}{\gamma_2 \mu_2}\right) + 2n\pi \right] \\ n = 0, 1, 2, \dots \quad (4-14)$$

当顶底板对称时

$$\frac{\omega\gamma_2 h_2}{2} = \arctan\left(\frac{\mu_3 \gamma_1}{\mu_3 \gamma_2}\right) + n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4-15)$$

可见，与第三章第二节推导的结果式(3-7)一致，图 3-3、图 3-4 就是用此法计算的实例。

第三节 洛夫型槽波频散曲线的矩阵算法

下面仍讨论在上下弹性半空间夹有 N 层水平层介质时 L 波的传播问题，见图 4-2。

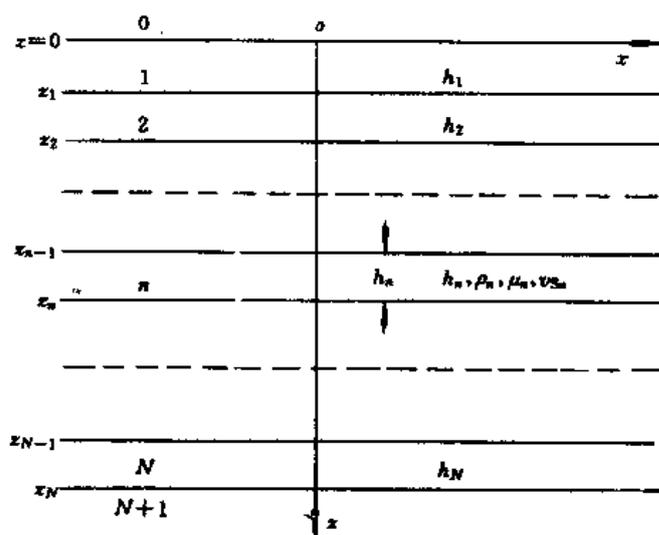


图 4-2 矩阵法模型

取直角坐标系，原点置于上半空间底界面上， y 轴垂直纸面， z 轴垂直向下。设上下半空间及其间所夹 N 层介质均属弹性、均匀各向同性介质，以 ρ_n 、 μ_n 、 v_{sn} 及 $h_n (n=1, 2, \dots, N)$ 分别代表各层介质的密度、刚性系数、横波速度及厚度。 n 代表层的序号， $z_n (n=1, 2, 3, \dots, N)$ 代表各层底板的深度，第 0 层及第 $N+1$ 层分别是上下弹性半空间。

设第 n 层中，SH 平面波的位移分量为

$$v_n = f_n(z) \exp[i(\omega t - kx)] \quad (4-16)$$

它满足波动方程
$$\frac{\partial^2 v_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} = \frac{1}{v_{sn}^2} \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} \quad (4-17)$$

将位移表达式(4-16)代入式(4-17),得

$$f_n''(z) + \left(\frac{\omega^2}{v_{sn}^2} - k^2 \right) f_n(x) = 0 \quad (4-18)$$

其通解为

$$f_n(z) = A_n e^{i\eta_n z} + B_n e^{-i\eta_n z} \quad (z_{n-1} \leq z \leq z_{n+1}) \quad (4-19)$$

$$\eta_n^2 = \begin{cases} (c_L^2/v_{sn}^2 - 1) & (c_L > v_{sn}) \\ -i(1 - c_L^2/v_{sn}^2) & (c_L < v_{sn}) \end{cases}$$

因此,位移表达式可进一步改写为

$$v_n = (A_n e^{i\eta_n z} + B_n e^{-i\eta_n z}) \exp[i(\omega t - kx)] \quad (4-20)$$

式(4-20)表明,任一层中的总位移 v_n 都是上行波 $A_n e^{i\eta_n z}$ 与下行波 $B_n e^{-i\eta_n z}$ 之和。这里暂时略去指数因子 $\exp[i(\omega t - kx)]$ 。

对于第 n 层中的剪应力,可表示为

$$\tau_n = \mu_n \frac{\partial v_n}{\partial z} = ik\mu_n \eta_n (A_n e^{i\eta_n z} - B_n e^{-i\eta_n z}) \quad (4-21)$$

若用归一化速度, $v_n'/c_L = (\partial v_n / \partial t) / c_L = i\omega v_n / c_L$ 代替位移,则

$$\begin{cases} v_n'/c_L = ik(A_n e^{i\eta_n z} + B_n e^{-i\eta_n z}) \\ \tau_n = ik\mu_n \eta_n (A_n e^{i\eta_n z} - B_n e^{-i\eta_n z}) \end{cases} \quad (4-22)$$

在第 n 层顶界面上, $z = z_{n-1}$ 有

$$\begin{cases} v_n'(z_{n-1})/c_L = i\Omega_n^+ \\ \tau_n(z_{n-1}) = i\mu_n \eta_n \Omega_n^- \end{cases} \quad (4-23)$$

在第 n 层底界面上, $z = z_n = z_{n-1} + h_n$, 有

$$\begin{cases} v_n'(z_n)/c_L = i\Omega_n^+ \cos\theta_n - \Omega_n^- \sin\theta_n \\ \tau_n(z_n) = -\mu_n \eta_n \Omega_n^+ \sin\theta_n + i\mu_n \eta_n \Omega_n^- \cos\theta_n \end{cases} \quad (4-24)$$

式中

$$\begin{cases} \Omega_n^+ = k(A_n e^{i\eta_n z} + B_n e^{-i\eta_n z}) \\ \Omega_n^- = k(A_n e^{i\eta_n z} - B_n e^{-i\eta_n z}) \\ \theta_n = k\eta_n h_n \end{cases} \quad (4-25)$$

从式(4-23)、(4-24)中消去 Ω_n^+ 、 Ω_n^- , 求得第 n 层介质顶底界面位移与应力的关系,用矩阵形式表达为

$$\begin{bmatrix} v_n'(z_n)/c_L \\ \tau_n(z_n) \end{bmatrix} = a_n \begin{bmatrix} v_n'(z_{n-1})/c_L \\ \tau_n(z_{n-1}) \end{bmatrix} \quad (4-26)$$

式中

$$a_n = \begin{bmatrix} \cos\theta_n & i\mu_n^{-1} \eta_n^{-1} \sin\theta_n \\ i\mu_n \eta_n \sin\theta_n & \cos\theta_n \end{bmatrix} \quad (4-27)$$

在第 $n-1$ 个界面上,应满足边界条件

$$\begin{bmatrix} v_n'(z_{n-1})/c_L \\ \tau_n(z_{n-1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{n-1}'(z_{n-1})/c_L \\ \tau_{n-1}(z_{n-1}) \end{bmatrix} \quad (4-28)$$

代入式(4-26)得

$$\begin{bmatrix} v_n'(z_n)/c_L \\ \tau_n(z_n) \end{bmatrix} = a_n \begin{bmatrix} v_{n-1}'(z_{n-1})/c_L \\ \tau_{n-1}(z_{n-1}) \end{bmatrix} \quad (4-29)$$

余此类推,最后得

$$\begin{bmatrix} v_n'(z_n)/c_L \\ \tau_n(z_n) \end{bmatrix} = a_N a_{N-1} \cdots a_1 \begin{bmatrix} v_0'(z_0)/c_L \\ \tau_0(z_0) \end{bmatrix} \quad (4-30)$$

若令 $M = a_N a_{N-1} \cdots a_1$, 考虑到层矩阵 $a_n (n=1, 2, \dots, N)$ 都具有共同规律, 主对角线元素为实数, 其余为虚数, 可以构想矩阵 M 也具有同样特征, 即

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (4-31)$$

式中, m_{11}, m_{22} 为实数; m_{21}, m_{12} 为虚数, 于是式(4-30)又可改为

$$\begin{bmatrix} v_{n+1}'(z_n)/c_L \\ \tau_{n+1}(z_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_n'(z_n)/c_L \\ \tau_n(z_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_0'(z_0)/c_L \\ \tau_0(z_0) \end{bmatrix} \quad (4-32)$$

在上半空间, 下行波为零, 即 $B_0 = 0$; 在下半空间, 上行波则为零, $A_{N+1} = 0$ 。于是, 保证在上、下半空间, 当 $|z| \rightarrow \infty$ 时, 振幅趋于零。

若讨论三层介质, $N=2$, 则

$$\begin{bmatrix} v_2'(h_1)/c_L \\ \tau_2(h_1) \end{bmatrix} = a_1 \begin{bmatrix} v_0'/c_L \\ \tau_0(0) \end{bmatrix} \quad (4-33)$$

考虑到在上下半空间, 当 $|z| \rightarrow \infty$, 位移为零, 所以对于上半空间, 有 $B_0 = 0$, 没有下行波, 得

$$\begin{cases} v'(0)/c_L = A_0 \\ \tau_0(0) = \mu_0 \eta_0 A_0 \end{cases} \quad (4-34)$$

对于下半空间, $A_2 = 0$, 没有上行波, 得

$$\begin{cases} v_2'(h_1)/c_L = B_2 e^{-i\eta_2 h_1} \\ \tau_2(h_1) = -\mu_2 \eta_2 B_2 e^{-i\eta_2 h_1} \end{cases} \quad (4-35)$$

代入式(4-33), 有

$$\begin{bmatrix} B_2 e^{-i\eta_2 h_1} \\ -\mu_2 \eta_2 B_2 e^{-i\eta_2 h_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_1 & i\mu_1^{-1} \eta_1^{-1} \sin\theta_1 \\ i\mu_1 \eta_1 \sin\theta_1 & \cos\theta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ \mu_0 \eta_0 A_0 \end{bmatrix} \quad (4-36)$$

消去 $B_2 e^{-i\eta_2 h_1}$, 得

$$-\mu_2 \eta_2 \left(\cos\theta_1 + i \frac{\mu_0 \eta_0}{\mu_1 \eta_1} \sin\theta_1 \right) = i\mu_1 \eta_1 \sin\theta_1 + \mu_0 \eta_0 \cos\theta_1 \quad (4-37)$$

稍加整理, 有

$$\tan\theta_1 = \frac{i(\mu_0 \eta_0 + \mu_2 \eta_2)}{\frac{\mu_2 \eta_2}{\mu_1 \eta_1} \mu_0 \eta_0 + \mu_1 \eta_1} \quad (4-38)$$

对于岩石—煤—岩石三层对称模型, 有 $\mu_0 \eta_0 = \mu_2 \eta_2$ 。于是, 有

$$\tan\left(\frac{\theta_1}{2}\right) = i \frac{\mu_2 \eta_2}{\mu_1 \eta_1} \quad (4-39)$$

考虑到 $i\eta_2 = \sqrt{1 - c_L^2/v_s^2}$, $h_1 = 2d$, 为煤厚, 最后得周期方程

$$kd \sqrt{c_L^2/v_{S1}^2 - 1} = \arctan \left[\frac{\mu_2 \sqrt{1 - c_L^2/v_{S2}^2}}{\mu_1 \sqrt{c_L^2/v_{S1}^2 - 1}} \right] + n\pi \quad (4-40)$$

这里,推导的结果与以前推导的公式一致。

第四节 理论槽波记录的积分法合成

在第三章第二节中谈到,槽波不论 L 波与 R 波,都是频散波、是由无数不同频率、不同相速度的谐波的合成或积分。由式(3-29)

$$f(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp[i(\omega t - kx)] d\omega \quad (4-41)$$

改写为

$$\begin{aligned} f(x,t) &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(-ikx) \exp(i\omega t) d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} [S(\omega)H(x,\omega)] \exp(i\omega t) d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} F(x,\omega) \exp(i\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (4-42)$$

式中 $S(\omega)$ ——震源激发脉冲的频谱;

$H(x,\omega)$ ——频散滤波器的频率响应,有

$$H(x,\omega) = \exp(-ikx) = \cos kx - i \sin kx \quad (4-43)$$

$F(x,\omega)$ ——槽波的频谱,它有

$$F(x,\omega) = S(\omega)H(x,\omega) \quad (4-44)$$

可见,槽波就相当于震源信号经频散滤波的结果,或说是经一个纯相位滤波的输出。

如果已知震源子波信号及相速度,借助于式(4-42)、式(4-43),最后按式(4-41)做一次积分(即反傅氏积分或变换),便可合成理论槽波记录。

图 4-3 是按此法合成洛夫型槽波的例子。图 4-3(a)为对称三层模型,模型参数如表 4-1 所示;图 4-3(b)为五层对称模型,中间含有夹矸,模型参数列于表 4-1。各自的频散曲线示于相应合成记录的右下角。这里采用的是雷克子波。

表 4-1 合成 L 波记录模型参数

模型	岩性 参数	顶板	煤 1	夹 矸	煤 2	底板
		三层对称	$v_s, m/s$	2000	1000	
	$\rho, g/cm^3$	0.27	1.3			2.7
	h, m	∞	2.4			∞
五层对称	$v_s, m/s$	2000	1000	1500	1000	2000
	$\rho, g/cm^3$	2.7	1.3	2.0	1.3	2.7
	h, m	∞	2.0	2.0	2.0	∞

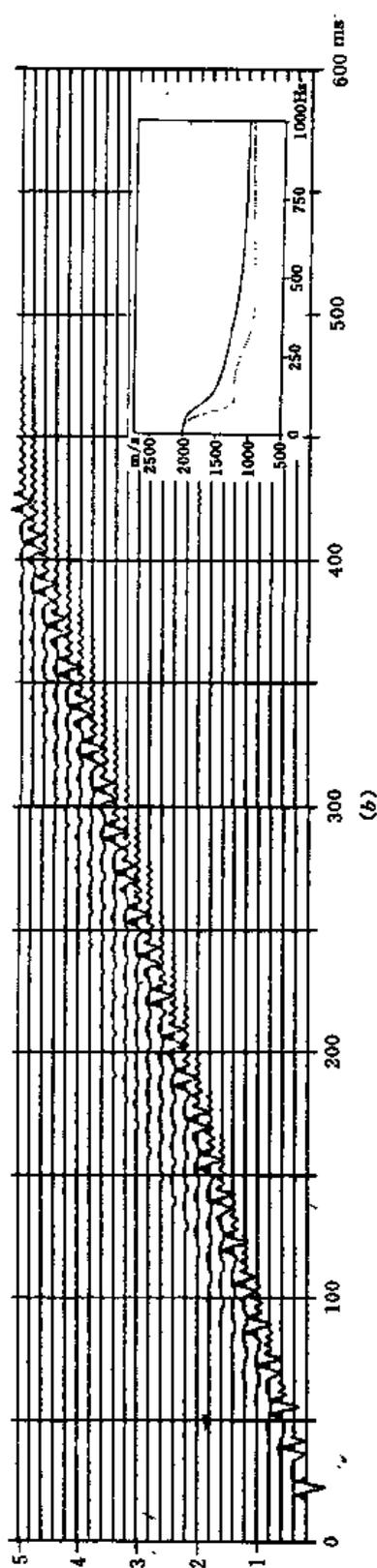
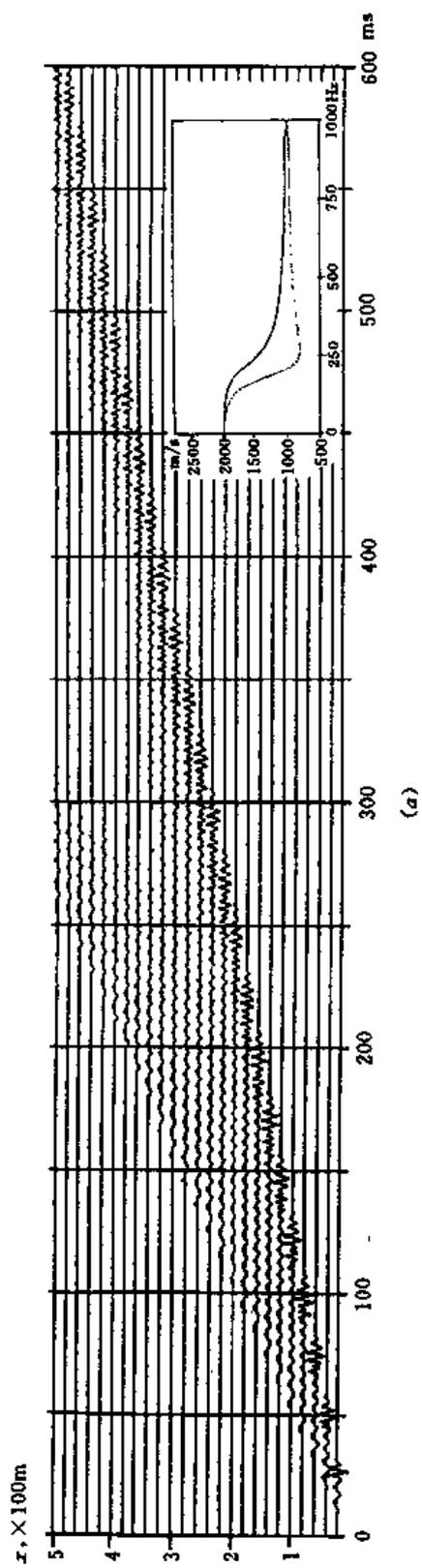


图 4-3 洛夫型槽波积分法合成
(a) 三层模型 (b) 五层模型

第五节 洛夫型槽波的有限差分合成

在二维情况下,洛夫型槽波的传播满足下述波动方程:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - v_s^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = -4\pi\delta(r - r_0)f(t) \quad (4-45)$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad v|_{t=0} = 0 \quad (4-46)$$

$$Bv = B_1 v \quad (4-47)$$

其中: $f(t)$ 是震源函数; B_1 是一个算符,它描述给定的边界条件; $v_s = \sqrt{\mu/\rho}$,是介质的横波速度。该数学问题的有限差分求解,可分为以下三个步骤:

- ① 用网格结点离散整个模型空间;
- ② 用差分方程代替运动方程、初始条件和边界条件;
- ③ 对差分方程进行沿时间方向和迭代求解。

由于震源点邻域内的位移非常大,使得近震源区的有限差分计算不够精确。因此在震源周围设置一个小的方框架区域,其上结点的位移用无限区域中点震源产生的位移的精确方式求解,而框架外区域用差分法求解,两区域间用边界条件来耦合。

一 均匀无限大介质中点源产生的位移 v_0 的求解

在 v_0 满足下列方程时:

$$\frac{\partial^2 v_0}{\partial t^2} - v_s^2 \left(\frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_0}{\partial z^2} \right) = -4\pi\delta(r - r_0)f(t) \quad (4-48)$$

$$\left. \frac{\partial v_0}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad v_0|_{t=0} = 0 \quad (4-49)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} v_0 = 0 \quad (4-50)$$

对该问题求解得:

$$v_0(r, t, r_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\pi H_0^{(1)}(kr) F(w) e^{iwr} dw \quad (4-51)$$

式中 $F(w)$ 为 $f(t)$ 的傅氏变换,

$H_0^{(1)}$ ——为汉克尔函数。

$$r = \sqrt{x^2 + z^2} \quad (4-52)$$

选择

$$f(t) = -2\xi(t - t_c) e^{-\xi(t - t_c)^2} \quad (4-53)$$

其中: ξ 为控制脉冲源的宽度。 t_c 的选择原则是使 t 趋于零时, $f(t)$ 趋于零。

二 框架区域外位移 v 的有限差分求解

对方程(4-45)中的微分用二阶中心差分代替,即:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{1}{\Delta t^2} (v_{m,n}^{k+1} - 2v_{m,n}^k + v_{m,n}^{k-1}) \quad (4-54)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{\Delta x^2} (v_{m+1,n}^k - 2v_{m,n}^k + v_{m-1,n}^k) \quad (4-55a)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\Delta z^2} (v_{m,n+1}^k - 2v_{m,n}^k + v_{m,n-1}^k) \quad (4-55b)$$

$r \neq r_0$ 时,右端为零,整理得

$$v_{m,n}^{k+1} = -v_{m,n}^{k-1} + \left(\frac{v_s \Delta t}{\Delta x}\right)^2 (v_{m+1,n}^k + v_{m-1,n}^k + v_{m,n+1}^k + v_{m,n-1}^k) + 2\left[1 - \left(\frac{v_s \Delta t}{\Delta x}\right)^2\right] v_{m,n}^k \quad (4-56)$$

三 物理边界条件的二阶差分近似

在弹性介质分界面上,位移满足下列关系

$$v_1 = v_2, \quad (4-57)$$

$$\mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \Big|_{x \text{ 于界面}} = \mu_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \Big|_{x \text{ 于界面}} \quad (4-58)$$

为了达到二阶近似,作以下分析:

$$\rho_1 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \mu_1 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial z^2} \right) \quad (4-59)$$

$$\rho_2 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \mu_2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial z^2} \right) \quad (4-60)$$

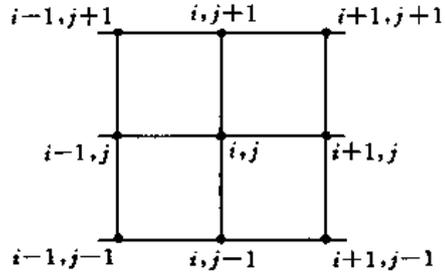


图 4-4 差分网格

在 (i, j) 点,位移 v 随 x, t 变化,不受两边介质参数的影响,见图 4-4。此时,

$$\mu_1 \frac{\partial v^{(1)}}{\partial z} = \mu_2 \frac{\partial v^{(2)}}{\partial z}; \quad (4-61)$$

$$v_{i,j+1}^k - v_{i,j}^k \approx \Delta z \frac{\partial v^{(1)}}{\partial z} + \frac{1}{2} \Delta z^2 \frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial z^2}; \quad (4-62)$$

$$v_{i,j-1}^k - v_{i,j}^k \approx -\Delta z \frac{\partial v^{(2)}}{\partial z} + \frac{1}{2} \Delta z^2 \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial z^2}; \quad (4-63)$$

从上述五方程求出 $\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$ 、 $\frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial z^2}$ 、 $\frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial z^2}$ 、 $\frac{\partial v^{(1)}}{\partial z}$ 、 $\frac{\partial v^{(2)}}{\partial z}$, 将式(4-54)、(4-55)代入式(4-59)得:

$$v_{i,j}^{k+1} = -v_{i,j}^{k-1} + 2v_{i,j}^k + \frac{(\Delta t/\Delta x)^2}{\rho_1 + \rho_2} [(\mu_1 + \mu_2)(v_{i+1,j}^k + v_{i-1,j}^k - 4v_{i,j}^k) + 2(\mu_1 v_{i,j-1}^k + \mu_2 v_{i,j+1}^k)] \quad (4-64)$$

四 吸收边界条件的差分近似

由于计算机内存和计算速度的限制,所计算的模型总是有限大小的,而实际介质是无限大的,为此,在模型的外边界采用吸收边界,以消除人为边界对计算区域位移的影响。

$$\frac{1}{v_s} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \left(\frac{P}{1+P}\right) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = 0 \quad (4-65)$$

其中

$$P = \frac{v_s \Delta t}{\Delta x} \quad (4-66)$$

为了得到式(4-65)的一个稳定差分格式,做如下变换,由方程(4-45)有

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{v_s} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (4-67)$$

代入(4-65)得

$$\frac{1}{v_s} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + P \left(\frac{1}{v_s} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (4-68)$$

对边界 $x=a$, 采用泰勒展开的一阶近似,得:

$$\frac{1}{v_s} \left[\frac{\partial v(a, z, t)}{\partial t} - \frac{\partial v(a - \Delta x, z, t - \Delta t)}{\partial t} \right] = \frac{1}{v_s} \left[\Delta x \frac{\partial^2 v(a, z, t)}{\partial x \partial t} + \Delta t \frac{\partial^2 v(a, z, t)}{\partial t^2} \right] \quad (4-69)$$

$$\frac{\partial v(a, z, t)}{\partial x} - \frac{\partial v(a - \Delta x, z, t - \Delta t)}{\partial x} = \Delta x \frac{\partial^2 v(a, z, t)}{\partial x^2} + \Delta t \frac{\partial^2 v(a, z, t)}{\partial x \partial t} \quad (4-70)$$

将式(4-66)、(4-69)、(4-70)代入式(4-68)得

$$v_{i+1, j}^{k+1} = v_{i+1, j}^k + v_{i, j}^k - v_{i, j}^{k-1} - \frac{v_s \Delta t}{\Delta x} (v_{i+1, j}^k - v_{i, j}^k - v_{i, j}^{k-1} + v_{i-1, j}^k) \quad (4-71)$$

同理,可得 z 方向吸收边界条件的差分表达式。

为确保差分方程的稳定性,克服差分方法的网格频散,采样间隔 Δt 、 Δx 的选择应满足:

$$\Delta x < \frac{v_{Smin}}{f_N S} \quad (4-72)$$

$$\Delta t < \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta x}{v_{Smax}} \quad (4-73)$$

其中: f_N 为槽波信号的尼奎斯特频率,取 $S \geq 8$ 。

五 计算实例

〔例一〕 三层模型 研究模型如图 4-5 所示。计算所用参数如下:

$$\xi = 2000000, \quad \Delta x = 0.24\text{m}$$

$$\Delta t = 0.00008\text{s}, \quad \Delta x = 0.24\text{m}$$

计算结果如图 4-6(a)(b)所示。

从图中可以看出:随着传播距离

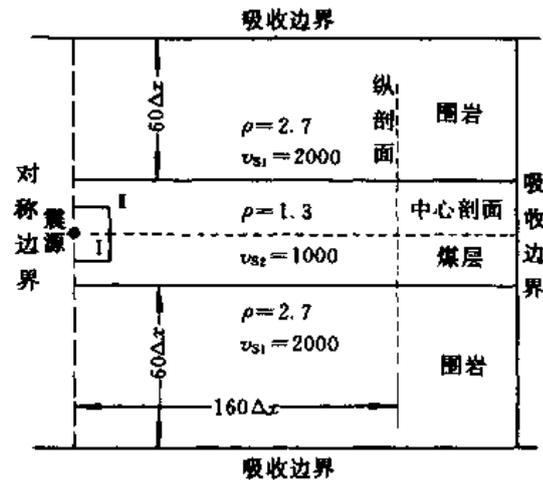


图 4-5 模型形状及参数图

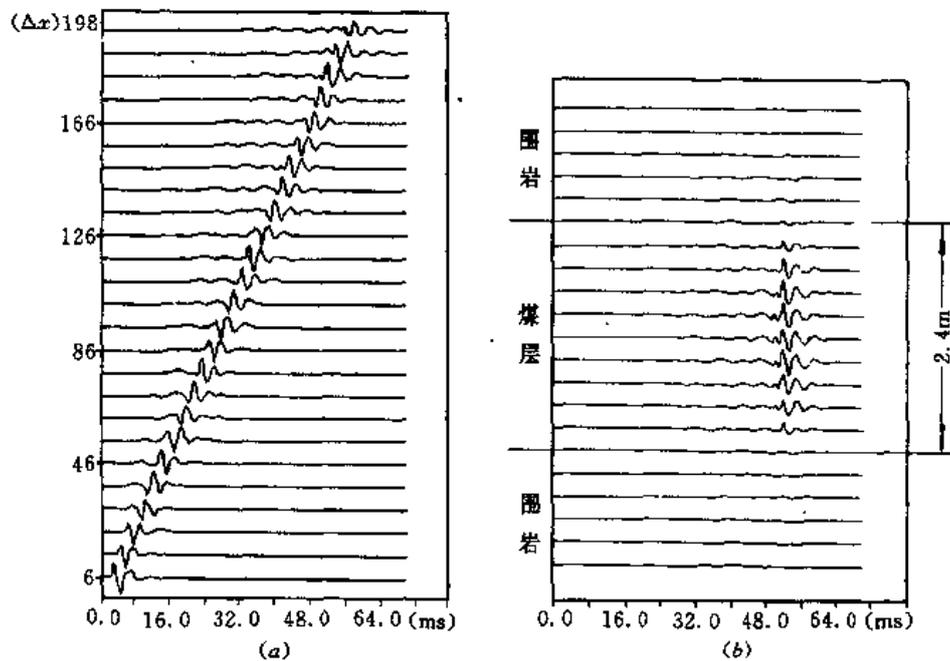


图 4-6 三层合成记录 ($\Delta x = 0.24\text{m}$)

(a) 中心剖面 (b) 垂直剖面

的加大,波列拉得越来越大,具有明显频散特性。煤层中心槽波的振幅最大,接近围岩振幅

随之衰减,对煤层中心成对称分布。同时,也证明了煤层的槽导性。

〔例二〕 四层模型 讨论有底粘土的情况。模型参数见表 4-2。

表 4-2 四层模型参数

岩 层	密 度 (g/cm ³)	速 度 (m/s)	厚 度 (m)
围 岩	2.7	2300	∞
煤 层	1.3	1000	3.0
底粘土	2.0	1500	1.5
围 岩	2.7	2300	∞

计算结果见图 4-7。图 4-7(a)是中心剖面;图 4-7(b)是纵剖面,即垂直煤层的剖面。从图上清楚可见还有相当的能量在底粘土层中传播。

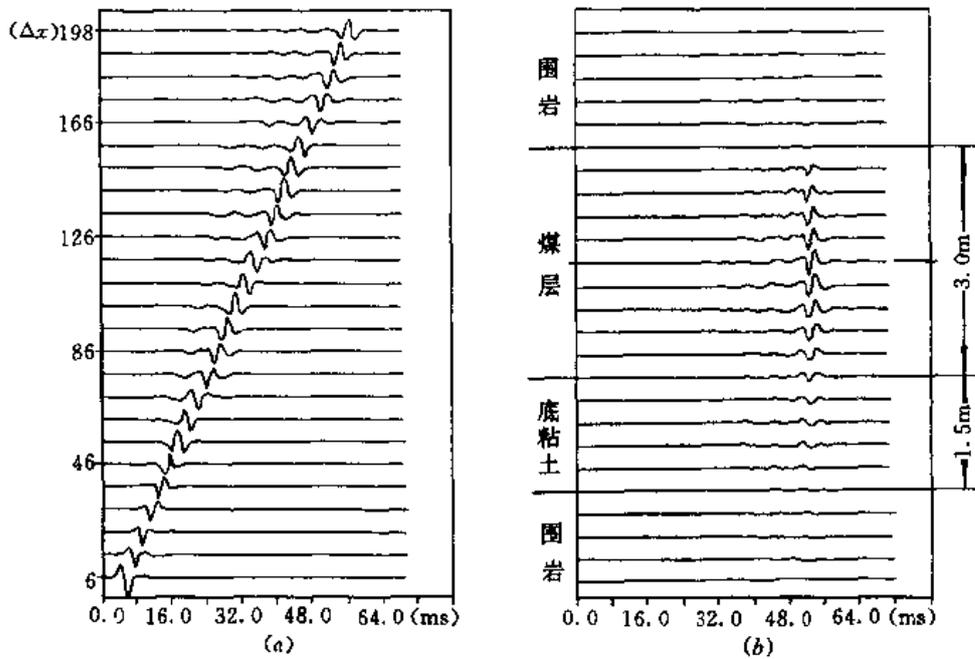


图 4-7 四层合成记录($\Delta x=0.3m$)

(a) 中心剖面 (b) 垂直剖面

第五章 槽波地震勘探的数据采集及工作方法

第一节 槽波的激发

在井下煤层中激发槽波的震源一般有两类：一类是机械震源，如锤击、可控机电一体化的机械震源；另一类则是爆炸震源。

锤击震源一般应用在探测距离不大的情况，例如透射波法探测距离在 100m~150m 左右。反射波法探测距离在 60m 左右。锤击震源激发的槽波频谱成分较好，可重复多次激发，但振幅频极大值对应频率不太高，一般 100 多赫兹，由于巷道中煤壁低速带的存在，造成频谱特性不稳定、波形重复性不好。锤击激发能量较弱，但施工简单、安全。同时，锤击方式易于控制产生所需要的波型。如在煤壁或露头上的刻槽处，顺煤壁方向敲击金属楔子可激发洛夫型槽波。当垂直煤壁敲击时，则激发的以瑞利型槽波为主。

锤击震源还存在一个问题，就是激发点岩体的附加性破坏问题。这主要是由在同一点多次激发所致，造成激发脉剖谱特性出现两个极值区，两个极大振幅的比值约为 0.8。

当探测距离较大时，适合使用爆炸震源。炸药震源施工较简单，激发能量强；缺点是定向辐射性不好，波型重复性也不好。舒特(1979)从理论上研究，利用多也爆炸(有的孔不放炸药)有利于产生洛夫波，并可显著地改善辐射特性及频率成分。在这方面，前苏联进行过多炮孔分别爆炸的试验。

由理论和实践可知，在用炸药爆炸激发槽波时，药量的选择也是一个重要的问题。药量过大会造成干扰水平高、分辨有效波困难且巷道煤壁破坏严重。原苏联实验研究曾得出以下最佳 BB 炸药药量的经验公式：

$$Q = 120R^{1/3} \quad (5-1)$$

式中 R ——限定冲击波存在的球半径(m)； Q ——炸药量(g)。

(注：原公式为 $R = 0.12Q^{3/2}$)

由此式可看出，当 $R > H$ 时(H 为煤厚)，就会产生强烈而持久的干扰波，使有效波受到严重干扰。这样，只要知道煤厚 H 就可知所需药量。

在具体施工中一般炮孔要沿巷道顺煤层中心钻进，在有夹矸时顺厚分层中心钻进，一般孔深在 2m 左右，穿过煤壁表面的低速带。具体药量除了计算外还要进行一定量的试验才能确定。为了减少声波干扰、增强激发能量，装药后的炮孔需用炮泥或其它物品(如充水胶囊等)填堵，俗称放“闷炮”。另外在有水的煤层要注意防水。

激发时所采用的雷管及炸药，也是激发槽波的关键材料。通常选用“微妙雷管”(亦称瞬发雷管)，这对于获取地质信息的准确记录时间是非常重要的。关于炸药类型，在理论上讲采

用高爆速炸药有利于激发高频槽波。但是,国内一般出于煤矿安全问题,通常都采用煤矿安全炸药。根据使用效果看,所获取的槽波记录还是令人满意的,如图 5-1。

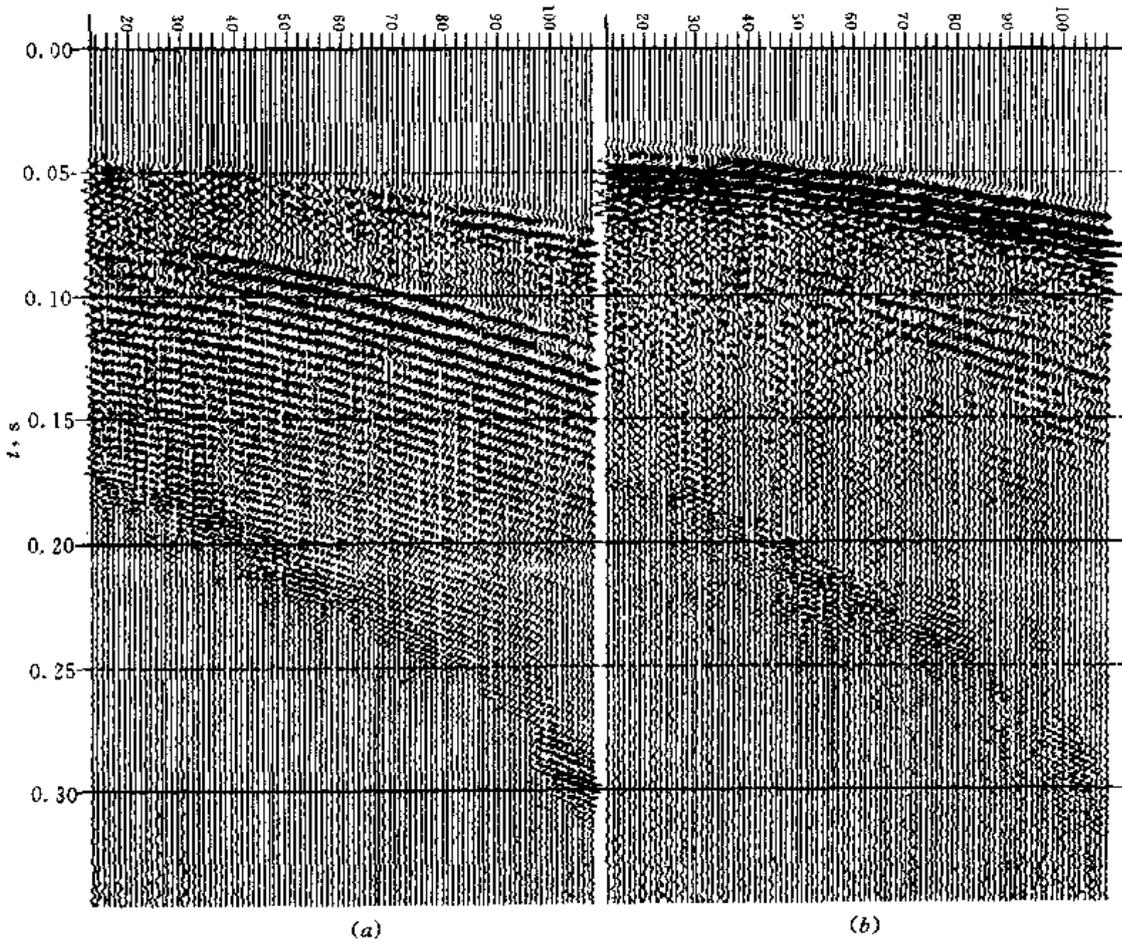


图 5-1 透射获取的记录
(a) x 分量 (b) y 分量

通常在进行叠加观测施工时,震源一致性问题相当重要。如果炮与炮之间一致性差,就会造成频谱特性不稳定、信号波形重复性不好,给数据处理和解释带来问题。所以,要求激发条件应尽可能地一致。

关于新震源的研究,目前重点放在如何改善辐射特性及信号波形上。

第二节 槽波的接收与检波器

接收槽波一般主要采用两分量检波器,见图 5-2。

根据实际情况也有使用单分量和三分量的。使用两分量检波器时,一个分量平行煤层层面、垂直于煤壁,记作 y 分量;另一个分量既平行于煤层面也平行于煤壁或巷道,记作 x 分量。工作时两分量同时接收,分别送入不同的地震道进行记录。如同激发条件一样,为了接收到高质量的槽波,接收条件更应讲究一致性。

为了避免巷道煤壁表面低速带的影响,每个检波器都要安置在钻孔中接收,钻孔深度要

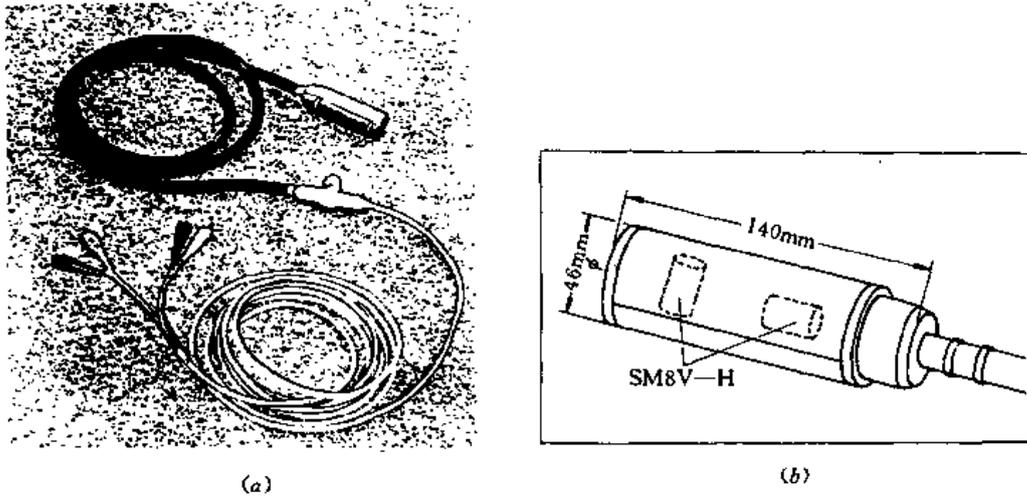


图 5-2 两分量检波器
(a)外观图 (b)结构图

求一致,一般也深 2m 左右。这些孔也同样要沿煤层或厚分层(有夹矸情况)中心钻进。在安置检波器时应注意两点,即:两个分量方向要正确一致;检波器必须和孔壁保持良好耦合。为了改善耦合条件,有的采用胶囊充气与楔形推靠的办法使检波器外壳紧贴孔壁。

在 ISS 中,对检波器的要求相对地面地震勘探来说更高。要求检波器的幅频特性稳定,至少在 $<1000\text{Hz}$ 的频响范围内具有良好的线性响应及一致性。有时也用加速度检波器,这种检波器的优点是频率范围宽,对接收高频槽波有利。但是,这种检波器的频率响应分散性大,挑选一致性较难。

有时采用小基距 3~5 个检波器组合接收,除具有均化接收条件以外,还可以提高记录的灵敏度。

在井下记录的槽波图像,常常因受干扰波的影响而复杂化。主要的干扰波有:与巷道煤壁表面低速带有关的表面波和转换波;与围岩—煤界面反射、折射有关的转换波;直达与绕射槽波;声波及巷道混响波;采掘机械和运输机械工作震动;人员行走及其它微震等。由于种种干扰波的频谱与有效波频谱相近,要在干扰背景上区分有效波是十分困难的、有时甚至是不可能的。这时,合适地选择激发、接收观测系统参数及仪器记录因素是十分重要的。

第三节 矿井数字地震仪

从 60 年代以来,各类适合于井下探测槽波的专门仪器设备不断推出,这就促进了井下地震勘探的开展,目前已有突破性的进展。矿井地震仪与地面地震勘探仪器一样,也经历过三个发展阶段:即光点地震仪;模拟磁带地震仪;数字地震仪。其中,数字地震仪是现阶段不断完善发展的仪器设备。

一 对矿井地震仪的要求

对矿井地震仪的基本要求是:防爆,最好设计成安全火花型(或本质安全型);防潮、防

尘,坚固、轻便;自动化程度高,易于操作;频率范围宽,高频响应能达到 2kHz 以上;道数可扩展,不少于 12~24 道,且与采样速率无关;瞬时浮点放大(IFP),动态范围、精度,噪音等指标不低于地面地震仪;使用两分量加速度或速度检波器。

二 SEAMEX85 矿井地震仪

1985 年,德国 WBK 地球物理所在前 SEAMEX80 地震仪基础上推出了新一代矿井地震仪 SEAMEX85。该仪器的各项技术指标及性能是目前矿井地震仪中较为先进的仪器之一。该矿井地震仪在我国很多矿井下使用过,并取得了较好的效果。

SEAMEX85 矿井地震仪数据采集系统是由中央控制单元 CU、若干遥测单元 RU 以及电源、屏幕监视器、键盘、磁盘记录器等组成。其总体框图如 5-3 所示。

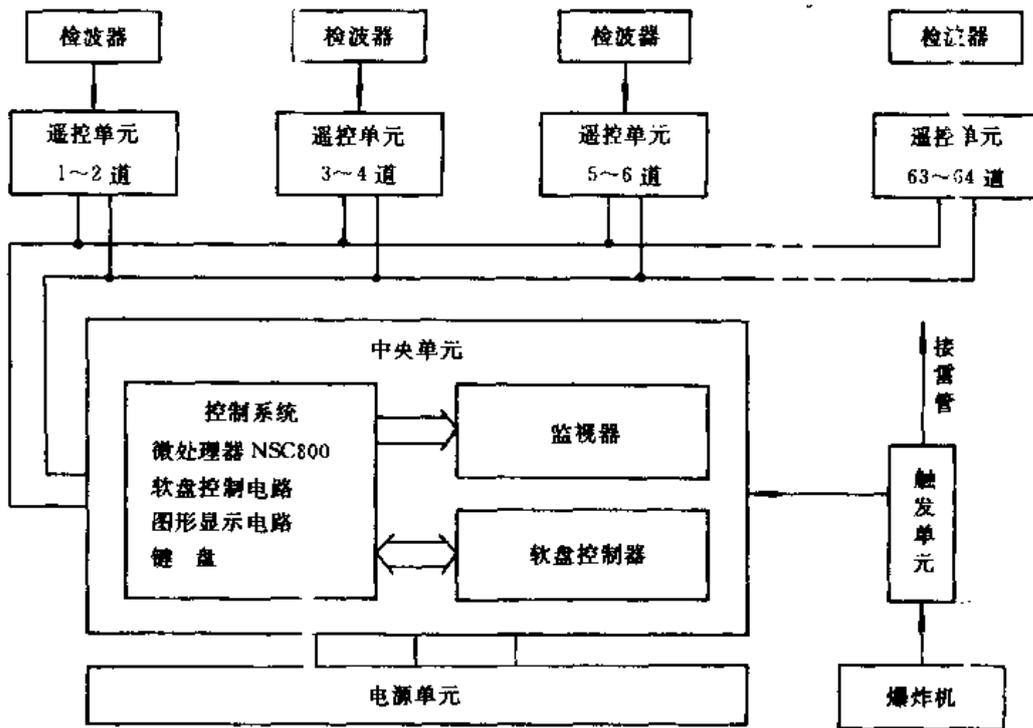


图 5-3 SEAMEX85 矿井地震仪采集系统总体框图

该系统独特之处是由数字遥测单元进行数据采集及中间存储,然后由中央单元按通道的顺序传输、汇总、显示、记录。每个遥测单元包含两个记录道,分别接到一个两分量检波器的两个输出端,用以记录地震波场的两个相互正交的 x 和 y 分量。所有的遥测单元都用独立的微处理器控制。该单元由前放、滤波器、多路转换开关、瞬时浮点放大器、数据存储器和用于垂直叠加结果的存储器等组成。其原理框图如 5-4 所示。

SEAMEX85 矿井地震仪的特点如下:采用多道分布遥测式体制,具有集中式地震仪所没有的若干优点;模块化结构,每个遥测单元包括两个地震道,用户可根据需要组成所需要道数的遥测矿井地震仪,而且道数与采样率无关;具有信号增强功能,可采用垂直叠加方式工作;具有瞬时浮点放大器(IFP),其动态可达 90dB(6dB/台阶),整机有效动态范围高达 126dB;系统全部微机化,操作和控制软件化;广泛采用 CMOS 技术,集成度高,功耗低,与以往同类仪器比较体积小、较轻便;抗干扰能力强(这是因为电缆传输的信号是经过 A/D 转换

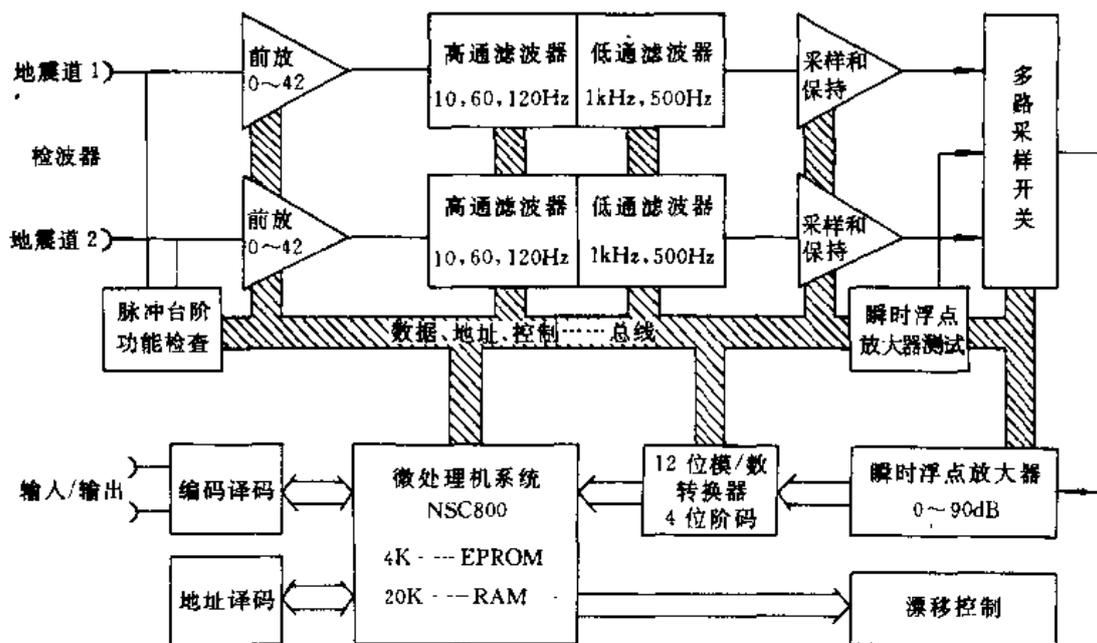


图 5-4 遥测单元(RU)框图

与编码的“大信号”);多用途,既可用于井下也可用于地面;但性能价格比较高。

从目前使用的情况来看,该仪器应该在减轻重量和降低价格两方面做出改进,才能进一步推广使用。

三 国内外主要矿井数字地震仪的性能

国内外主要矿井地震仪的性能如表 5-1 所示。

表 5-1 矿井地震仪及其性能

型号	SSS-1	KDY-1	SEAMEX85	CC-2	MARK-6
国别	匈牙利	中国	德国	俄罗斯	瑞典
记录道数	12	1,3,6	>24(不限)	12	4,8,12,16,20,24(可选)
记录方式	数字磁记录	数字磁记录	数字磁记录	数字磁记录	数字磁记录
采样速率,ms	1,1/2,1/4,1/8	1.28,0.64,0.32,0.16,0.08,0.04,0.02,0.01	1/2,1/4,1/8(可选)	1,1/2,1/4	2,1,1/2,1/4,1/10,1/20,1/40
记录长度(×1k 采样点)	1(可延时)	1/2(可延时)	2,4(可选)		0.128,0.256, ...,4(可选)
去假频滤波器(kHz)	1/2,1,2		1/2,1(可选)		
主放	定点放大	定点放大	瞬时浮点放大	定点放大	瞬时浮点放大
A/D, bit	10	8	12		18

续表 5-1

型 号	SSS—1	KDY—1	SEAMEX85	CC—2	MARK—6
增益, dB	24~108 (12/台阶)	6~96 (6/台阶)	132	≥80	126
工作频率, Hz		10~8kHz	10~1kHz	62.5~1kHz	3~4kHz
信号增强功能	有	有	有	有	有
微机控制	有	(类似)	有		有
隔爆类型	隔爆性 本质安全型	本质安全型	本质安全型	隔爆型	全密封隔离
重量, kg	151.5	<5	200/24道	≤150	18/24道

第四节 槽波地震勘探方法

槽波探测的基本方法有两类:透射法和反射法。其原理都比较简单。在煤层中激发的槽波当沿煤层传播时,如果工作面或巷道前方煤层波导被完全或部分阻断,那么槽波遇到这些阻断面时就会产生反射或部分反射。当完全阻断时,槽波不能有效地透过异常体,从而不能形成透射槽波,但这样就可形成反射槽波;当部分阻断时能观测到较弱的透射槽波。

一 透射法

透射法探测时,震源与检波器(排列)布置在不同的巷道内。在围绕探测区的一条巷道内激发时,在另一条巷道内安置检波器排列接收透射槽波,如图 5-5(a)所示。根据透射槽波的有无、强弱及其它有关的运动学,动力学参数,来判断震源与接收排列间射线覆盖的扇形区内煤层的连续性及其地质异常。当断层落差大于煤层时,煤层波导被完全阻断,一般接收不到透射槽波;在落差相当于煤厚的 30%~70%左右时,煤层波导被部分阻断,接收到的透射槽波能量较正常情况有不同程度的减弱,有时速度也发生变化。

在图 5-5(a)中,有一条 NW~SE 走向的断层,落差从东南到西北逐渐减少、尖灭。图中分 $h > 2d$, $h = 2d$, $h < 2d$ (h 代表落差; $2d$ 为煤厚)三种情况。先后在南大巷 A、B 两点激发,在北大巷 C、D 两个排列接收。观测结果从左至右用三种符号的射线表示出三种情况:①透射槽波良好;②透射槽波中等(弱);③无透射槽波。这恰好与断层分布情况符合。在透射槽波良好情况下,其典型记录图 5-5(b)上最先到达的是通过围岩传播的 P 波震相,然后是 S 波震相,它同时也是槽波波列的开始,最后出现的是高频、强振幅的埃里震相。

影响透射法探测距离的因素很多,如震源能量强弱、煤层与其顶底围岩的物性(包括 Q 值)、煤厚、煤层内构造和非构造地质破坏情况、裂隙发育程度、煤层夹矸、人为各种干扰等。对于夹矸问题,实践证明,当夹矸厚度小于煤层总厚的 30%时,没有明显影响。目前,在厚约 1~3.5m 的中厚煤层中,最大透射距离可达 1000m 以上。

透射法探测可以判断地质异常的有或无,但还没能解决非常的性质或类型的识别,也不能确定异常体准确的几何尺寸。如果透射探测的观测系统布置合理、覆盖面积大、重复次数多,那么透射法就可大致圈定出异常的范围。另外,还可以用 CT 层析成像技术更准确地圈

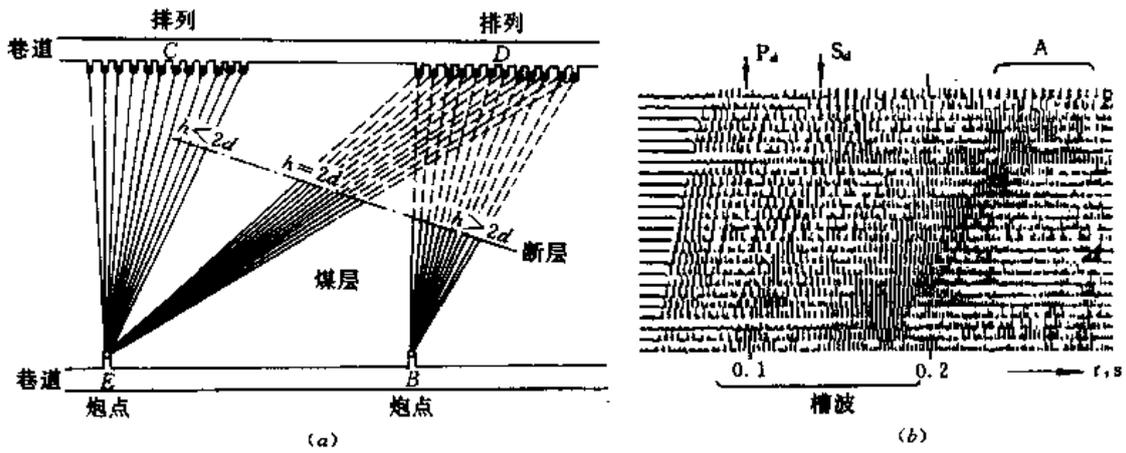


图 5-5 透射法探测原理及典型透射槽波记录

(a) 原理图 (b) 典型记录

P_d ——直达 P 波； S_d ——直达 S 波； A——埃里相； h ——断层落差； $2d$ ——煤厚

定出异常(冲刷带、陷落柱等)的位置。目前透射法探测有无异常存在的准确率 $\geq 85\%$ 。

透射法以方法简单灵活、槽波检测处理和解释比较容易、探测范围大、准确率高而得到广泛应用；它用时还为反射法数据处理和资料解释提供速度等参数。因此，即使在以反射法为主的探测中，也要挑选合适地段进行一度数量的透射法测量。经验表明，在不能取得良好透射记录的区段，一般也得不到良好的反射记录。综上所述，透射法探测是 ISS 最基本的探测方法。

二 反射法

在槽波反射法探测是，震源与检波器排列布置在同一条巷道内或工作面上，如图 5-6 所示。槽波反射法是根据是否接收到非巷道反射槽波来确认前方是否存在煤层的不连续性。当断层(或煤层不连续性)落差接近或超过煤厚时，则波导被完全或几乎全部阻断，这样就会有反射槽波返回；当落差较小、仅有部分能量产生反射时，便形成较弱的反射槽波返回；当落差

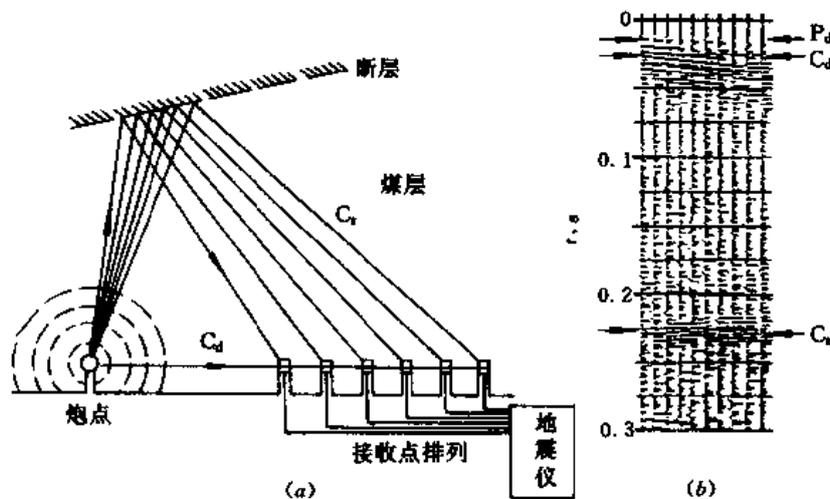


图 5-6 反射法探测原理图与典型反射记录

(a) 探测原理图 (b) 典型记录

更小以至于无断层时,就没有反射槽波存在。至于巷道的反射则不予考虑,在实际工作中较容易判别。

在槽波地震反射法探测原理图 5-6(a)中有一波导阻断面(断层等),当在炮点处激发槽波后,传播到该阻断面处时形成了槽波的反射波,该反射波返回到同一巷道或工作面的接收排列,与该反射波同时到达的还有直达 P 波及 C_d 波。图 5-6(b)表明,首先接收到的是通过围岩传播的 P 波震相,其次是沿煤壁自由表面传播的直达槽波 C_d ,最后记录到的是反射槽波 C_r 。此外,有时还可能记录到声波等规则或不规则的干扰波。

C_d 波能量很强,往往淹没了近距离阻断面的反射波。有时可借助于极化分析的结果,考虑到 C_d 波的极化角为 0° 或 90° 的特点进行极化滤波,以压制 C_d 干扰、突出反射信息。这里要指出,从频率相近的强干扰背景中分离出弱反射信息不是一种易事,有时甚至是不可能的。因此,便限制了反射法测量的最小探测范围。

槽波反射信息一般能量较弱,记录的信噪比(S/N)低。这是因为反射槽波与很多因素有关,例如与断层的落差(或其它不连续性)、横向岩石物性差异(决定反射系数的大小)、断层破碎带规模、煤厚及槽波频率高低等。

在槽波反射法探测有利的条件下,即当煤层夹矸厚度不超过煤层总厚的 30% 断层(或不连续)落差大、间断面与煤层的夹角 $\geq 40^\circ$ 、反射体走向与布置排列的巷道夹角小于 $30^\circ \sim 40^\circ$ 、煤厚中等,在无不连续地段的透射槽波发育好、提供了可靠的速度参数时,槽波反射法探测的范围为煤厚的 100~200 倍。该法能检测出落差大于 1/2 煤厚的断层,其准确率可达 60% 以上。

必须指出的是,当有几个大小不等的断层并列存在时,若离检波器排列最近的一个断层落差大于煤厚,则波导被完全阻断,这种情况下只能观测到一个反射槽波;当落差小于煤厚煤层波导被部分阻断时,就有可能记录到来自几个断层的几个反射槽波。总之,只要条件合适,反射法所采集的数据经特殊处理后均有可能一一分辨。

槽波反射法探测能确定煤层不连续体的位置及走向。但是,它与槽波透射法一样,也不能准确确定断层落差大小和反射体的性质或类型以及异常体的准确几何尺寸。

第五节 槽波地震勘探观测系统

观测系统是震源激发点与接收点之间的几何位置的布置关系。它涉及到以下内容:道间距 Δx (相邻接收点之间的间距);炮点距 d (相邻两激发点之间的间距);最小炮检距 μ_1 (激发点到最近接收点之间的间距)。有一个激发点对应数个接收点的几何布置关系,叫一个排列,如图 5-7 所示。



图 5-7 排列示意图

▲——激发点 V——接收点
 d ——炮点距; μ_1 ——最小炮检距; Δx ——道间距; μ_2 ——最大炮检距

在槽波地震探测中,由于受开采技术条件的限制,所探测的地段可能只有一条巷道、或两条巷道、或三条巷道、或四条巷道等,如图 5-8 所示。那么接收点布置就不可能布置成面积状的观测系统,只能是沿巷道呈线状布置排列。对于反射法,激发点与接收点布置在同一巷道内;而对于透射法,激发点与接收点则分别布置在不同的巷道内。

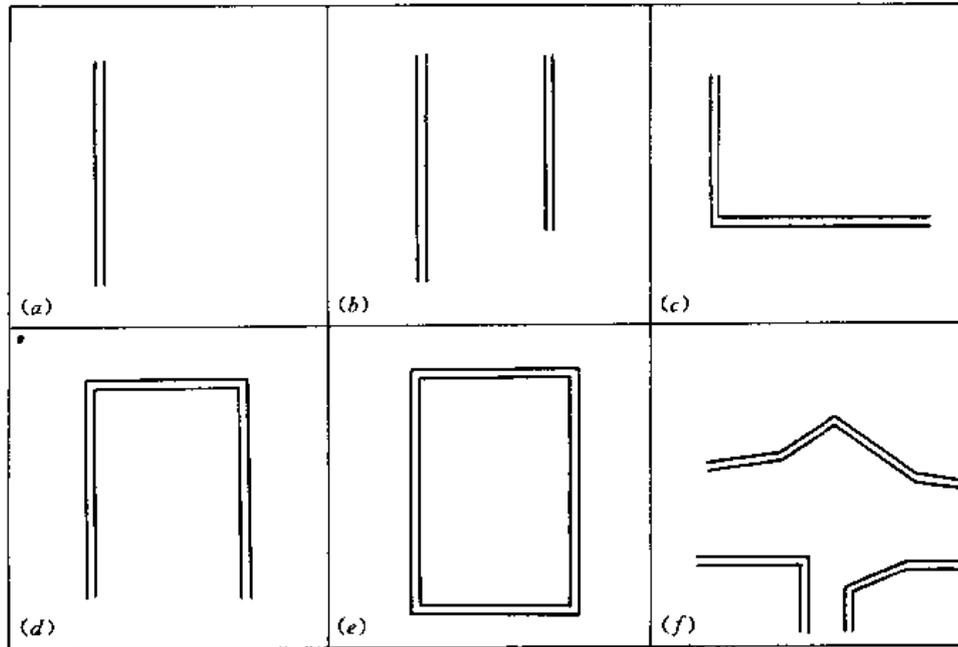


图 5-8 一般槽波探测区段的巷道布置情况

首先,根据槽波探测的地质任务,仔细研究探测区的巷道布置、采掘设备的安放、噪声干扰源等情况,以确定最佳观测系统方式组合,即槽波透射法及反射法的组合应用。在采用透射法时,要采用相互观测系统,也就是在改变移动激发点与接收点时要保证槽波连续相关。为了保证透射法探测的可靠性,一般还要对相应的激发点、接收点互换观测。要根据巷道布置情况确定是否使用反射法。如图 5-8(a),只能使用反射法,不能使用透射法。

就一般情况而言,探测区周围大多可有几条巷道。根据要求探测的详细程度,除了选择最佳观测方式组合外,还要对每种观测方法选择最佳排列参数,如道间距、炮点距、偏移距、最远炮检距。选择好这些参数很重要:一是要达到要求探测的构造尺寸。二是涉及到工作量的多少,如道间距、炮检距太密,会造成工作量太大、效率太低;相反,如太疏时,就有可能漏掉构造。三是观测系统选择合理时,可有效地压制部分干扰。这些参数的选取,一定要通过试验最后确定。一般道间距可在 2m~10m 内变化。

另外,透射法探测研究的最详细部位是探测区的中心部位。当遇到信号波形、振幅变化较大的地段时,应采取加密观测点方式,即减小炮点距和道间距。

在选好最佳观测系统及观测方式组合后,最初探测首先要用透射法。在无构造区它可以确定煤层的波速及围岩的波速,这可以为反射法数据处理及解释打下基础。当有未知构造时,也可能初步探测煤层中的构造带,为详细探测打好基础。

在进行反射法探测时,除了一般常规的单端放炮简单观测方式外,还经常大量采用多次叠加观测方式。采用多次叠加观测系统可以有效地提高信噪比,从而提高槽波反射法探测的

精度和可靠性。关于叠加观测系统的设计,在有关地面地震勘探书中都有详细介绍。在槽波反射法探测中,叠加次数大多采取3~6次,应将巷道弯曲段、无法避免的强干扰区段、独头死巷端剔除,因为这些因素会使叠加过程复杂化。

第六节 槽波的对比

槽波的解释对比工作能否像地面地震记录那样,就波的时间、波形、波组关系、振幅、频率及同相轴追踪来进行对比呢?可以肯定,不行。首先,如图5-9,这是一张理论合成的槽波记录。由该记录可以看出,槽波波形特点具有相位多、延续时间长、从前往后可以明显看出频率有所增高,宏观看有包络存在(即虚线所示)。其次,在煤层的沉积形成过程中,其横向密度和速度都不可能是一致的,围岩的情况也同样如此。另外,在激发、接收过程中的不一致性问题同样都会造成槽波波形、振幅、频率的差异,甚至会造成不相关情况。所以,采用地面地震记录的相位追踪对比法是行不通的。

槽波对比追踪的主要方法是包络对比,也称为群相关。一般还需结合振幅能量和运动学的判别准则。振幅参量是指槽波包络的极大值 A_{max} ,运动学方面是指与槽波包络极大值 A_{max} 相对应的极值时间 t_{max} 。在煤层与围岩物性差异大时,包络对比群相关是很可靠的。在煤层与围岩物性差异比较小(10%以下)时,仍可以确定出槽波的振幅 A_{max} 。其对比的正确与否,可通过 t_{max} 和有效群速度 U_F 来检测,这是因为 t_{max} 和 U_F 变化不大、比较平缓。有效群速度的表达式如下:

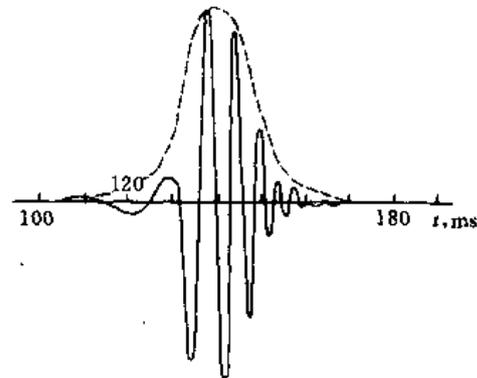


图5-9 槽波理论记录

$$U_F = \frac{x}{t_{max}} \quad (5-2)$$

式中, x 为透射射线长度。

其次,还可以用包络对比的群相关系数 γ_F 来鉴别对比的正确与否。如果在异常地段的 γ_F 值非常低(一般在0.1~0.2,甚至更低),则说明记录剖面对应的该地段的异常;如果所得 γ_F 值达到0.4~0.5、甚至更高,则证明该区段的煤层是没有被构造破坏的完整地段。

如上述鉴别对比的方法一样,也可以利用槽波频散曲线来定性鉴别相关判别的正确性。这是利用了槽波频散曲线的稳定性,一般在一个测区经过试验可知其频散规律是相互可比的。一旦相关出现误差,往往就表现在频散曲线的不可比性上。

另外,还可以利用平均统计时距曲线来判别槽波对比的正确与否。这是将已区分出的槽波信息计算其平均统计时距曲线,依据此平均统计时距曲线来确定相关信号的可能位置,一般要选择最接近平均统计时距曲线且有最大振幅的包络波链。

图5-10是槽波包络对比的一个例子。首先,进行包络对比,如果可能的话,找出群速度 $U_F=450\text{m/s}$ 。对每道 A_{max} 确定其对应的 t_{max} 值,将 t_{max} 值连成线,用来检查其沿剖面分布的稳定性。然后,标出时间区段,其轴线即为 t_{max} 线。其上下界面取决于煤层速度的变化范围,比

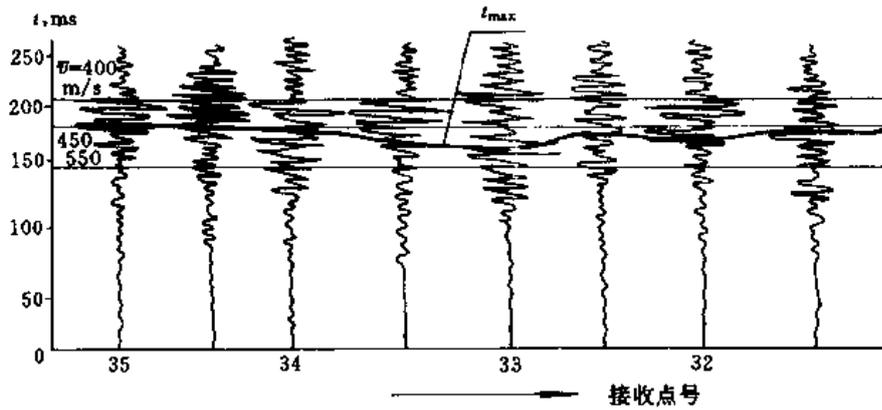


图 5-10 槽波对比示意图

如 $400\text{m/s} \sim 550\text{m/s}$ 。在此时间段内划分出初次追踪未能划分出的各测点对应的槽波,对仍不能划分出槽波的测点或区段就应该看成是异常点或异常区段。

一般在透射、反射探测中,进行槽波对比时都采用包络对比方法,也就是群速度相关对比法。当要准确确定构造位置时,透射法用扇形观测系统,并同时结合进行反射法,这时就要利用 t_{\max} 参数,从而需要进行动校正。

第六章 槽波地震勘探数据的分析与处理

第一节 槽波数据处理的一般流程

一 槽波数据处理的目的和任务

槽波地震勘探的数据处理是现代计算机及数据处理技术发展的结果,它已成为槽波地震勘探中十分重要的方面,也是人们研究的主要内容之一。实际上,所谓的槽波数据处理就是对槽波数据进行有关的数学分析和计算,使得原始槽波数据具有较高的信噪比,并从中提取更为丰富、直观的图像和数据信息,从而大大改善地质异常推断的结果、提高识别异常性质和空间定位的准确性。同时也可在很大程度上减少人工劳动量,是槽波地震勘探技术走向成熟的重要标志。

就目前槽波数据处理的方法和水平,可从如下几个方面来认识其必要性和重要性:

① 有利于进一步对槽波特性的认识、特别是在多种多样地质条件下槽波的激发、传播规律的总结和分类。它对于深化槽波理论的认识、卓有成效地指导和进行施工都有十分重要的意义。

众所周知,槽波的特性受地质条件制约,对槽波特性的认识又是开展槽波地震勘探的前提,通过理论分析和模拟结果只能对其有一个大概和一般化的认识,难以适应复杂多变的煤田地质条件之实际情况。只有通过对各种具体地质条件下的槽波进行实际资料的分析 and 处理,掌握其真实的传播及表现特征,才能做到有效地利用它来为煤矿生产服务。

② 通过数据的分析和处理,识别和提取波的不同震相、特别是槽波的埃里相位成分。

槽波是沿着煤层传播的干涉型导波,其波列由一系列不同震相的波组成。它们在煤层波导传播时对其结构的反应也不尽相同。如埃里相位波,其主要能量是沿着煤层传播,对煤层内的地质干扰体反应比较灵敏,是目前槽波地震勘探中最有利用价值的一部分。而其它震相如直达P波、直达S波则是沿着顶板和底板界面滑行传播的,对煤层内的地质干扰体反应不太明显。因此,通过各波列的分析、处理可以识别各种震相的存在并有效地提取它们。

③ 压制噪音与干扰,最大可能地突出有效信号并提取多种可利用信息。

槽波地震勘探效果的好坏,在很大程度上取决于人们利用槽波信息量的多少以及这些信息是否真正有效。在以往的槽波勘探中,由于槽波受到采集技术和处理手段的限制,仅能从模拟记录上根据槽波能量的强弱来判定地质异常的存在与否,这不仅只有十分有限的分辨率,而且可信度也比较低。这是因为,影响槽波能量的因素有许多,如激发、接收条件等,而不同的异常体更是难以区分。现代的槽波勘探技术充分利用了槽波的各种信息,如埃里相位能量、群速度、相速度、衰减、频率成分等。通过多种参数的综合分析以及多分量处理可在很大程度上提高有效信号的相对能量、压制无关的噪音与干扰,增强了识别地质干扰的能力。

④ 对地质异常体进行空间定位和成像。矿井地质勘探不但要探测工作面内或采区内地质异常体的有、无,而且要准确地对其定位,确定其展布方向、分布范围等。由于物探方法(槽波地震勘探)的观测系统要严格受到限制,如反射槽波法,它是在一个巷道内由一点激发、由多点同时接收来进行数据采集,所取记录上很难直接对反射体进行定位,但通过多次叠加和偏移成像手段可以方便地给出采区内反射体的位置。

二 槽波数据的特点及处理分析的特殊性

这里所述的“特点”和“特殊性”是针对地面地震勘探数据而言的。由于大多数读者对地面地震勘探的数据处理都有一定的了解,将两者进行比较以便于互相借鉴和区别。这些“特点”与“特殊性”主要来源于槽波是一种“特殊”的波,它在煤层中传播时与一般体波有许多不同;同时由于槽波地震勘探所服务的对象与一般地面地震勘探有着较大的差别,因而在数据处理的方法、技术及设备配置上均有其自身的特点,在研究有关槽波数据处理方法和进行软件设计时必须加以考虑。总结起来主要有以下诸条:

① 槽波是频散的,波至时间不能精确估计,有关地面地震勘探数据分析中的同相轴对比、初至时拾取在此均不能适用,由此而带来的一些处理方法如水平叠加技术、速度分析、偏移等都要作相应的变化。

② 由于槽波地震数据采集的空间十分有限同时又比较特殊,一般都是在采面和巷道之间进行。煤层中激发的波震相十分复杂,各种各样的波被同时接收下来,主要有直达P波、直达S波、R型槽波、L型槽波、巷道波等等,它们互相叠加、干涉,对于处理和分析便带来很大的困难。

③ 与地面地震勘探相比,槽波地震勘探所涉及的反射界面不多,但它与巷道(排列)之间的夹角是随意的,即界面倾角从 0° 到 $\pm 90^{\circ}$ 都有可能遇到,同时,反射面的倾向也是变化不定的,而反射界面一般都很难形成一个明显规则的面,面是一个渐变的“带”,因而反射系数难以确定。

④ 宏观上可将煤层视为二维均匀各向同性介质。

⑤ 可同时记录两个水平分量的数据并同时用于分析与处理。

⑥ 在数据处理上的特点是:反褶积的目的不再是压缩子波,而是消除频散效应,亦称为“再压缩”。由于槽波频率高,而且有频散效应,适用于地面地震勘探的CDP叠加方法在这里难以适应,必须对数据加以改造,先进行包络运算,然后才能进行叠加;另外,偏移的目的虽然与地面地震勘探相同,但由于频散、反射波振型变化及介质局部非均匀性、断层走向的随意性等诸多因素的影响,ISS偏移难度更大、更为复杂。

三 槽波数据处理与分析的一般流程

由于槽波地震勘探的工作方法有两大类,其一是槽波透射法,其二是槽波反射法,因此,在数据处理上也有许多不同。总的说来,反射槽波资料的数据处理方法和地面地震反射资料的处理方法有许多类似的地方;而透射槽波的数据处理则有很多不同,它主要以分析和提取波的特征参数为主,如能量、速度、频率等。其一般流程如图6-1所示。

四 槽波地震勘探数据处理软件系统

目前,槽波地震勘探数据处理系统多以地面地震勘探的软件为基础,同时根据槽波特点设计一些专门模块,供槽波处理使用。这些软件可分为四类:预测程序、预处理程序、分析程序和处理程序。

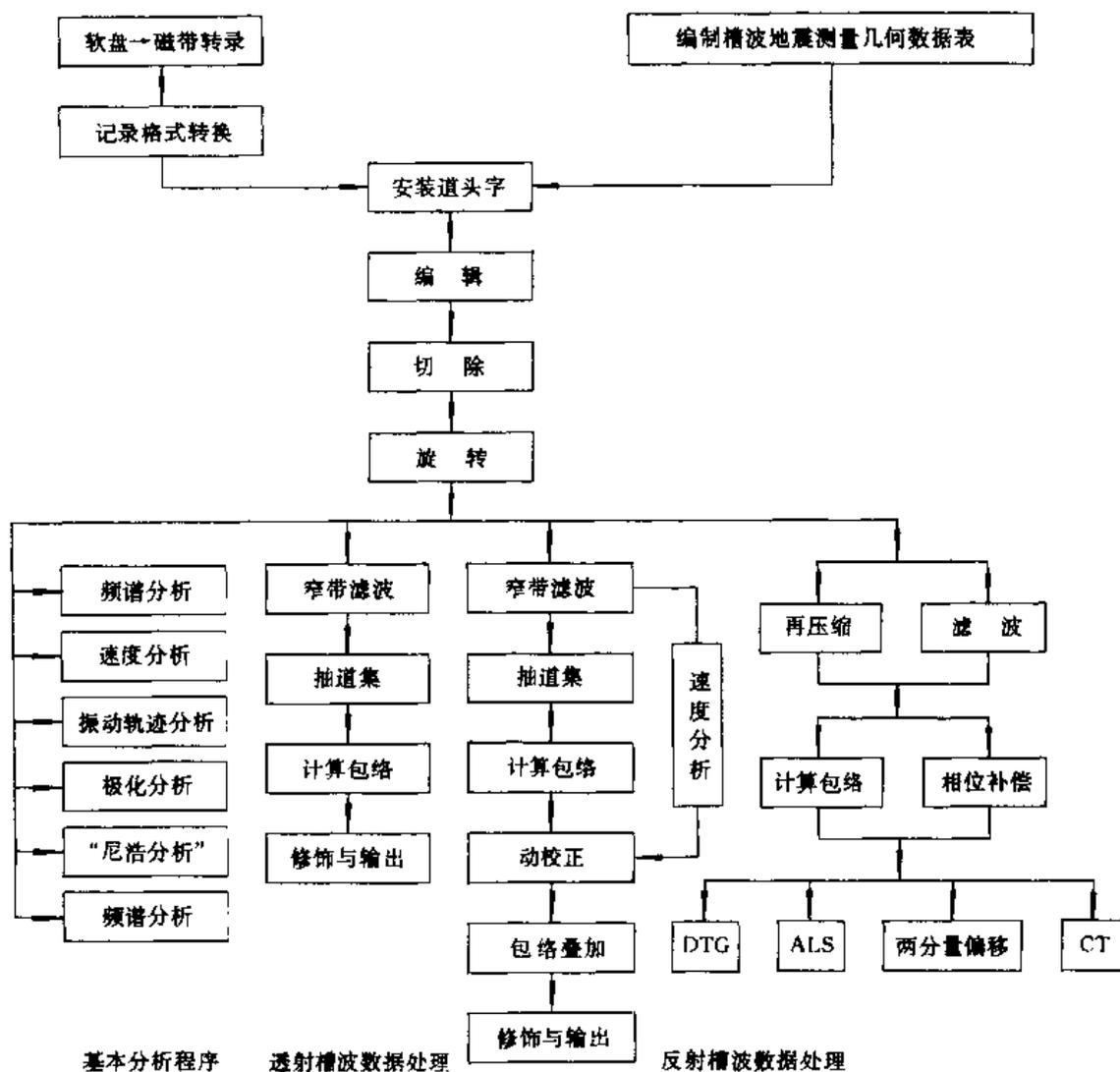


图 6-1 槽波数据处理流程图

1. 预测程序

预测程序用于施工设计之前,目的是选择最佳的激发和接收条件。

根据测区煤层及围岩的密度、P波和S波速度、煤层厚度及结构等资料,从理论上计算它的频散曲线及振幅分布曲线,乃至合成槽波记录,预测槽波尤其是埃里震相的速度、频散特征与振幅分布,选择最佳的激发和接收条件以指导设计与施工。

2. 预处理程序

预处理程序的目的是为槽波数据的分析与处理做准备。

① 数据转录和记录格式转换 在现场施工中采集的原始槽波数据,应以一定的记录格式存于 3.5in(英寸)软盘上。若要送到计算机上处理,必须经专用的转录系统,以 SEGY 格式转录到半英寸的 9 轨磁带上,其记录密度为 1600BPI 或 6250BPI。记录格式转换是将 SEGY 格式或原记录格式转换为计算机处理中的内部格式。

② 编制槽波测量的几何数据表及安装道头字 用井下施工参数:如炮点、接收点坐标、排列表以计算中心点(CMP)坐标、偏移距等中间参数,并写入道头字。

③ 编辑 剔除不正常炮、道,不让其参与处理。

④ 切除 切除巷道型的直达槽波。

⑤ 道均衡 记录的原始槽波数据动态达 126dB,在显示或输出前必须压缩到肉眼可辨的约 20dB。但要注意压制体波和其它干扰波并设法突出槽波信号。

⑥ 两分量记录旋转 井下施工采用两分量检波器接收槽波信息。在安装检波器时,使 y 分量检波器的轴线平行于煤层、垂直于煤壁而置于煤层中心;使 x 分量检波器的轴线平行于煤层并平行于煤壁而置于煤层中心。在透射法测量时,炮点并不总在 y 分量检波器的轴线上,且各炮点到检波器点的连线与检波器的夹角各异。所以,必须用矢量合成方法算出炮点与检波点连线方向的分量值和相应垂直方向上的分量值,这种处理称为“两分量记录旋转”。旋转有三种方式:对于透射测量数据的 y 分量指向炮点旋转; y 分量向指定的常数角度旋转;按极化分析的角度旋转。

3. 分析程序

从实测透射槽波记录、尤其从两分量记录中提取有关频散、速度、极化等信息。借助于这些参数,理解槽波地震记录的结构并认识其传播的物理过程,建立符合实际的数学模型。

① 频散分析 从旋转后的透射记录中提取群速度或相速度,供后续处理和解释使用。

② 速度分析 用旋转后的单炮多道透射槽波记录,经过窄带滤波分析、求取埃里相群速度,以供动校正、定量解释及成像使用。

③ 质点振动轨迹分析 对旋转后的两分量槽波记录,分时窗对质点运动轨迹进行分析,以识别不同波型:P波、S波、洛夫型槽波亦或瑞利型槽波。

④ 尼浩(Niho)分析 它是多次滤波频散分析与质点振动轨迹分析的结合。尼浩分析图件俗称“玫瑰图”,以多次滤波频散分析结果为背景,以不同中心频率窄带滤波后的质点振动轨迹分析结果为前景。该图可显示出不同震相波至时间(或不同群速度)、不同频率成分波动质点运动的规律与特征。

4. 处理程序

处理程序的目的在于提高信噪比、增强槽波信息,使地质异常清晰成像。在反射槽波数据处理中,各国略有差异。如英国、澳大利亚等国主要应用 DTG 叠加及自适应延迟求和(ALS)偏移成像,德国则主要以包络叠加为中心,中国与德国相近似。

① 滤波 频率滤波虽为常规方法,但对槽波地震勘探却有特殊的重要性。因为槽波技术上的突破是埃里相位的提取,其基本方法是利用窄带频率滤波来实现。在包络叠加前,根据频散分析结果作较窄频带高频带通滤波,目的是提取埃里震相;在包络叠加后,则是低频带通滤波,目的是平滑。但有时也利用极化分析结果进行振幅加权的极化滤波,其目的是突出高度线性极化的震相、抑制噪音。

② 抽道集 根据用户需要组成不同的道集。道集类型有:共炮点(CSP)、共偏移距(COP)、共接收点(CGP)、共中心点(CDP 或 CMP)及共分量(CCP)道集。

③ 再压缩(或反滤波) 利用频散分析结果消除槽波的频散效应,以提高槽波的分辨率及穿透能力。

④ 包络的计算和包络叠加 槽波地震数据是高频数据,即使很小的时移就可造成“脱相”和叠加中的相消干涉。因而,若用常规的水平叠加方法,信噪比可能提高也可能降低。但槽波信号包络线在相邻槽波记录道间的相关性很好,共中心点道集槽波信号包络的相关性

也很好。因而,槽波数据的多次叠加多采用包络叠加而不直接叠加。槽波信号包络线是用希尔伯特(Hilbert)变换计算的。

包络叠加是将同一 CDP 道集内的地震包络道经过动校正进行叠加,以提高信噪比。如有断层等异常反射体存在,可利用已求得的波速、从包络叠加剖面即可确定反射体位置。

⑤ 动态道集(DTG)叠加 它是针对 ISS 中反射体走向与测线夹角的随意性、槽波的频散性及槽波数据的冗余有限性而设计的一种改进的 CDP 叠加—DTG 叠加。

⑥ ALS 它是一种惠更斯—克希霍夫偏移方法。该法将时—空域中的槽波数据偏移到空—空域平而图中,使断层等异常体成像。

⑦ 两分量地震偏移 是根据两分量分析结果,通过震源或虚震源成像而发展起来的一种简单的偏移技术。

⑧ CT 技术 通过非均匀介质中传播的透射时间或振幅衰减恢复煤层中的非均匀速度场或吸收系数场,以使异常体成像。

四 ISS 处理系统

德国 WBK 地球物理所于 1985 年正式推出了一个较为完整的槽波专用软件,称 ISS。它包含以下专用模块 11 个:

① ISSIN 从回放单元输入数据并进行数据格式转换,将 SEG Y 格式变换成为 VAX PHONEX(Version 8.1)内部格式。

② MUF1 多次滤波分析,用于槽波频散分析。

③ WFT 确定频散波列的相速度分析。

④ POLA 两分量槽波数据极化角与直线性分析。

⑤ HODOGR 与 HODOPW 产生一组和多组两分量槽波数据振动轨迹图。

⑥ ROTATE 对两分量槽波数据进行旋转。

⑦ ENVE 槽波信号的包络计算。

⑧ POLFIL 极化滤波,可分别进行极化角滤波、直线性滤波及极化滤波。

⑨ FWING 两分量槽波数据的偏移。

⑩ SYNDISP 频散曲线及振幅—深度分布曲线的数值模拟。

⑪ ISOPLOT 2D 数据的等值线绘图,尤其是多次滤波分析及极化分析的结果绘图。

ISS 处理模块用 FORTRAN 语言编制,运行在如下环境中:

硬件环境 VAX11/750 或 780 主机 1 台(内存 > 4MB),磁盘机、磁带机数台。

MAP—300 阵列机 1~2 台。

22 英寸静电光栅绘图仪 1 台。

132 行高速打印机 1 台。

SEAMEX856VAX 转录系统 1~2 套。

软件环境 VMS(Version 4.5)操作系统。

PHONEX(Version 8.1)地面地震数据处理大型软件系统。

德国 WBK 软件系统适用于少量处理中心,其费用较高、处理周期长,对操作人员的素质要求较高,欲进一步推广使用尚有待改进。作者从 1985~1987 年在微机上开发了一套类似的处理软件 MISS,其主要优点是:硬件配置,带协处理器微机 1 台(如 PC286),打印机 1 台,不需大型地而地震数据处理系统,它即可将有关的地而地震数据处理模块与专用槽波地

震数据模块融为一体；其投资少、面向现场、处理周期短且操作简单、易于推广。

第二节 包络计算和速度分析

一 包络计算

由于槽波信号一般频率都比较高，特别是在埃里震相附近频率更高，加上槽波在传播过程中具有强烈的频散效应、槽波的波列拉得很开，这样相邻道之间的槽波的相位便无法对比，在进行有关叠加等处理时会造成相位的反向抵消。为此，在对波列进行有关处理后才进行叠加、速度分析等其效果更佳。信号包络便是一种最常见的手段，它实质上是将波形序列（有正有负）改变成能量序列（只有正值），变换后的信号在外观上仍然保持与原来信号一致，由于没有负相位，变换后的信号频率可大大降低，只有 20~30Hz，远低于一般槽波的主要能量的频率。

地震波的包络又叫瞬时振幅，它把地震道的概念向复数域扩展。进行复地震道分析是碳氢检测和岩性地震勘探的重要手段。

实测的地震道可看成一个复地震道在实平面上的投影（图 6-2），称为实地震道；复地震道在虚平面上的投影称为虚地震道，它与实地震道互为正交地震道，则有

$$c(t) = x(t) + ix_i(t) \quad (6-1)$$

式中 $c(t)$ ——复地震道；

$x(t)$ ——实地震道；

$x_i(t)$ ——虚地震道。

故，地震道的包络 $E(t)$ 可按式计算：

$$E(t) = \sqrt{x^2(t) + x_i^2(t)} \quad (6-2)$$

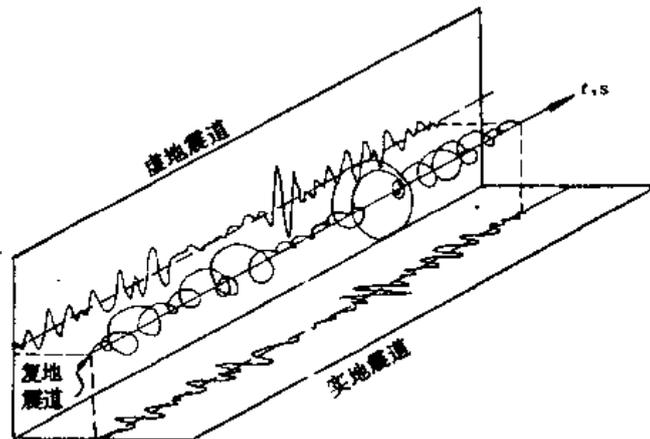


图 6-2 复地震道分析

根据希尔伯特变换，虚地震道可直接从实地震道求得。若 $x(t)$ 的傅氏变换为 $X(f)$ ，且 $X(-f) = \overline{X(f)}$ （‘—’表示共轭），则

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f)e^{i2\pi ft}df = \int_0^{\infty} X(f)e^{i2\pi ft}df + \int_0^{\infty} X(-f)e^{-i2\pi ft}df \quad (6-3)$$

由于 $X(-f) = \overline{X(f)}$ ，则实地震道 $x(t)$ 可写为

$$x(t) = \operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} 2X(f)e^{i2\pi ft} df \right] = \operatorname{Rec}(t) \quad (6-4)$$

$$c(t) = \int_0^{\infty} 2X(f)e^{i2\pi ft} df \quad (6-5)$$

$c(t)$ 就是 $x(t)$ 的复地震道。其频谱为

$$C(f) = \begin{cases} 2X(f) & f > 0 \\ 0 & f < 0 \end{cases} \quad (6-6)$$

式(6-6)表明,复函数 $C(f)$ 可由 $X(f)$ 经过一个特性为

$$G(f) = \begin{cases} 2 & f > 0 \\ 0 & f < 0 \end{cases} \quad (6-7)$$

的滤波得来,即

$$C(f) = G(f)X(f) \quad (6-8)$$

该滤波器的时间函数为 $G(f)$ 的反傅氏变换

$$g(t) = \delta(t) + i \frac{1}{\pi t} \quad (6-9)$$

于是,复地震道可写成

$$\begin{aligned} c(t) &= g(t) * x(t) = \left[\delta(t) + i \frac{1}{\pi t} \right] * x(t) \\ &= x(t) + i \left[\frac{1}{\pi t} * x(t) \right] = x(t) + ix_1(t) \end{aligned} \quad (6-10)$$

若将 $x(t)$ 看成实地震道,则 $x_1(t)$ 就是虚地震道。根据式(6-10)

$$x_1(t) = \frac{1}{\pi t} * x(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t-\tau} d\tau \quad (6-11)$$

式中, $x_1(t)$ 称为 $x(t)$ 的希尔伯特变换。

由此看出,对 $x(t)$ 进行希尔伯特变换,实际上相当于对信号道进行一次 90° 纯相移滤波。其滤波因子及频率响应分别是

$$\begin{cases} h(t) = \frac{1}{\pi t} \\ H(f) = \begin{cases} -i & f > 0 \\ i & f < 0 \end{cases} \end{cases} \quad (6-12)$$

二 速度分析

在地面地震勘探中,速度分析的结果是为了获得速度谱和叠加速度,它们可以用来进行动校正以实现共中心点叠加,也可以用于其它处理和岩性解释。槽波的速度分析主要用于可靠地估计槽波的埃里震相的速度,为后续叠加及偏移处理提供参数,同时也可用来作为识别槽波的标志,这是因为槽波的主要能量部分——埃里震相速度相对较低。

地面地震勘探中的速度分析是在共中心点道集上进行的,槽波资料的速度分析则是利用透射槽波资料,因为反射槽波一般能量较弱,加之频散作用,各道之间难以进行对比,而透射槽波相对而言则能量较强、槽波特征清楚,特别是埃里相位易识别和提取,炮点与接收点间距离可准确获得,这样就可比较准确地计算出有关速度值。

速度分析是依据没有构造影响的透射槽波数据,在经过旋转、窄带滤波提取埃里相及包络计算后进行的。速度分析的原理如下页图 6-3(a)所示。

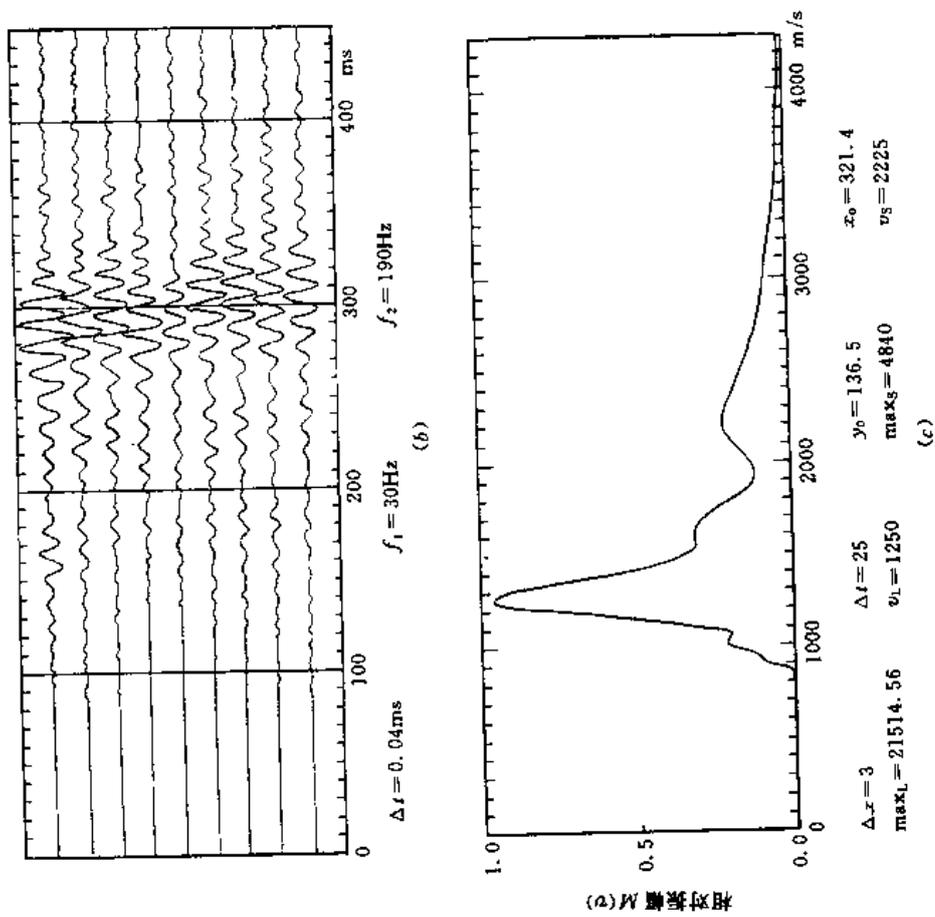


图 6-3 速度分析
(a) 原理图 (b) 实例透射记录 (c) 实例分析结果

若有一透射测量检波器排列,炮点到 N 个检波器的距离为 $R_i (i=1, 2, \dots, N)$, 给定速度 v_j , 则炮点到检波器的旅行时为

$$t_{i,j} = \frac{R_i}{v_j} \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (6-13)$$

于是, 在 $t_{i,j}$ 往前开一个长度为 Δt 的时窗 $t_{i,j} \rightarrow t_{i,j} + \Delta t$, 从各道取来包络振幅值按下式计算一个函数值 $M(v_j)$:

$$M(v_j) = \sum_{i=1}^N \sum_{t=t_{i,j}}^{t_{i,j} + \Delta t} E_i(t) \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (6-14)$$

显然, 只有当给定的 v_j 等于埃里相群速度时为极大。图 6-3(b)(c) 是我国太原西山官地矿二号煤北三采区实测资料计算结果, 最大的极值对应槽波震相, 其速度为 1250m/s。

第三节 频散分析

频散现象是槽波的最根本特征, 它是在一定的围岩、煤层物性组合下产生的, 槽波的频散特征里携带有围岩、煤的速度和结构信息, 通过频散分析, 不但可以证实槽波的存在, 而且可以用来进行煤层结构及异常现象的探测。

频散分析实质上就是从实测的透射槽波记录中提取群速度和相速度曲线。频散分析的方法很多, 其中以数值计算方法为好。数值计算, 有基于单个记录道、也有基于多个记录道的方法, 其共同特点就是都利用计算机, 使其可利用的数据量大、计算涉及的频率范围广、计算结果的精度高。

由于群速度和相速度之间可以互相转换, 因此, 只要计算出其中的一个, 另一个便可由公式导出。下面分别介绍群速度和相速度的计算方法。

一 群速度的计算

槽波群速度计算的关键, 在于从透射槽波记录中测量任一时刻 t 槽波波列的优势频率 f_r , 于是

$$U(f_r) = \frac{x}{t}$$

式中 x ——从震源到接收点的距离, 为已知量。

多次滤波和移动时窗法是基于单个记录道的典型方法, 它们分别从频域滤波和时域滤波进行分析。基于多道的分析方法在此不做讨论。

1. 多次滤波技术

设在距震源为 x 的接收点观测到的槽波记录为 $x(t)$, 且令 $X(f)$ 为 $x(t)$ 的傅氏变换或频谱, 然后用不同中心频率 $f_i (i=1, 2, 3, \dots)$ 的窄带滤波器 $H(f, f_i)$ 对 $X(f)$ 进行多次滤波, 遂得一系列输出的谱

$$Y_i(f) = F(f, f_i) \quad i = 1, 2, \dots \quad (6-15)$$

将其经反傅氏变换, 得相应的一系列时间信号 $y_i(t) (i=1, 2, 3, \dots)$, 分别计算各信号 $y_i(t)$ 的瞬时振幅或包络则为

$$A_i(t) = [y_i^2(t) + z_i^2(t)]^{1/2} \quad (6-16)$$

式中, $z_i(t)$ 是 $y_i(t)$ 的正交地震道, 或虚地震道。包络 $A_i(t)$ 极大值对应的时间 t_i 是窄带滤波器中心频率 f_i 附近的分量从震源到接收点的旅行时, 于是可算出群速度

$$U(f_i) = \frac{x}{t_i} \quad (6-17)$$

一般选用高斯(Gauss)滤波器

$$H(f, f_i) = \begin{cases} 0 & f < (1-D)f_i \\ \exp\left[-\alpha\left(\frac{f-f_i}{f_i}\right)^2\right] & (1-D)f_i \leq f \leq (1+D)f_i \\ 0 & f > (1+D)f_i \end{cases} \quad (6-18)$$

式中 f_i ——中心频率;

D ——滤波器的相对宽度;

α ——高斯函数峰值的锐度参数。

上述, 包络道 A_i 对应于不同中心频率 $f_i (i=1, 2, 3, \dots)$ 。实际常借助于式(6-17)将包络道的时间坐标轴换成 U 得包络 $A_i(U)$, 后按 f_i 顺序将 $A_i(U)$ 排列起来, 构成了一个 (U, f_i) 平面, 相当于以 f 为横坐标、以 U 为纵坐标、任一包络道和任一时刻的振幅值都是 (U, f) 的函数, 表示为 $A(U, f)$ 。然后在 (U, f) 平面上绘制 $A(U, f)$ 等值线图或用灰度表示。显然, 该图上 A_{max} 值的轨迹即等值线的“脊”, 表示所求群速度曲线的位置。有时, 纵坐标也用群慢度 $1/U$ 来表示。

在一个采区或盘区的透射测量, 往往不止记录一道数据。为了改善频散分析效果, 可选择 S/N 高的、多炮中的多道记录数据分别进行计算, 然后叠加作为最终成果。

P. Krajewski 等(1987)在西德萨尔 Ensdor 矿对 Schwalback 煤层进行了透射测量, 在某排列上观测的 60 道 x 分量记录, 经过将 y 分量指向炮点的旋转处理和时窗为 200ms 的 AGC 处理[图 6-4(a)]; 其中, 记录道 49 至 60 共 12 道记录多次滤波结果的叠加如图 6-4(b)所示, 图上的 3 条曲线是根据该煤层参数计算的理论群速度曲线。将其与多次滤波分析结果比较可知, 实际上仅仅观测到基阶振型, 这与理论分析十分吻合。

2. 移动时窗法

设在接收点 x 记录了一道透射槽波记录 $x(t)$, 选取时间 t_i 为中心, 用一窗函数 $w(\tau)$ 截取一段波列

$$y_i(\tau) = x(t_i + \tau)w(\tau) \quad (6-19)$$

然后, 令 $i=1, 2, 3, \dots$, 相当于时窗 $w(\tau)$ 沿槽波波列 $x(t)$ 移动, 故称移动时窗法。将截取的波列 y_i 进行傅氏变换, 即

$$y_i(\tau) \xrightarrow{FT} Y_i(f) = |Y_i(f)| \exp[i\phi_i(f)] \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (6-20)$$

从振幅谱 $|Y_i(f)|$ 不难求得主频 f_i , 于是群速度

$$U_i(f_i) = \frac{x}{t_i} \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (6-21)$$

常用的窗函数有很多。现列举半余弦平方窗为

$$w(\tau) = \begin{cases} \cos^2\left(2\pi\frac{\tau}{\tau_0}\right) & |\tau| \leq \frac{\tau_0}{2} \\ 0 & |\tau| > \frac{\tau_0}{2} \end{cases} \quad (6-22)$$

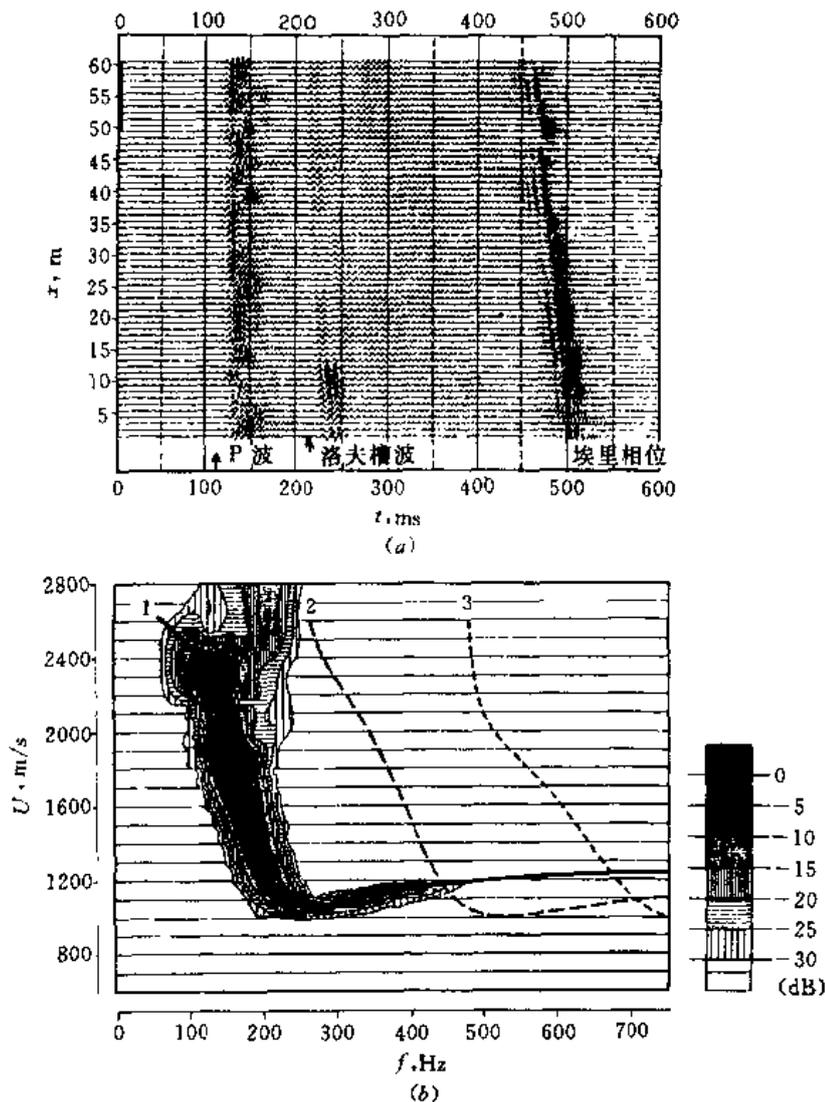


图 6-4 多次滤波计算群速度结果

(a) 槽波记录 (b) 多次滤波得出的群速度与理论计算比较
1, 2, 3——分别为基阶、1阶、2阶理论洛夫型槽波群速度曲线

式中 τ_w ——窗宽。

为了对所有频率保持同样的分辨率, τ_w 应随分析周期 T 减小而减小, 即随 f 增大而减小。一般 $\tau_w \approx 5T$ 。若 τ_w 太窄, U 分辨率较差; 若 τ_w 太宽, 时间分辨率则不好。

每一个 t_i , 按式(6-21)求得一个 U_i , 同时对应于一个振幅谱 $|Y_i(f)|$, 然后将不同的 $|Y_i(f)|$ 按 U_i 顺序排列在 (U, f) 平面上, 且以 f 为横坐标、以 U 为纵坐标。在 (U, f) 平面上, 勾绘 $|Y(f, U)|$ 的等值线图, 其极值的轨迹即群速度曲线。

同多次滤波一样, 也可选用多炮多道信噪比高的记录, 分别分析后进行叠加, 以改善分析的效果。

现列举一个实例(图 6-5), 其分析用的原始记录与图 6-4 相同, 用傅氏谱移动时窗法分析的结果[图 6-5(a)]与图 6-4 十分近似。应当指出, 为了提高频率分辨率, 可以采用最大熵

谱 ME 估计法。图 6-5(b)是借助于 ME 移动时窗法的分析结果,可见其分辨率得到显著改善。

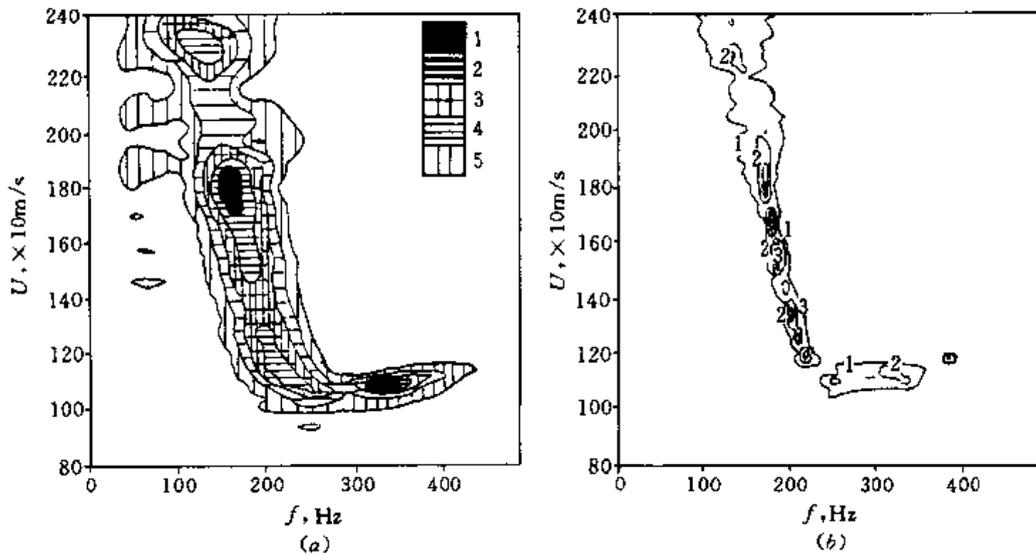


图 6-5 移动时窗频散分析

1—83% 2—67% 3—50% 4—33% 5—16%

(据 Cox 等,1986)

二 相速度的计算——相位差法

设在近于同一方位、离震源不同的距离 x_1 、 x_2 上有两个接收点,分别记录了两道透射槽波记录 $x_1(t)$ 、 $x_2(t)$,经傅氏变换

$$\begin{cases} x_1(f) \xrightarrow{\text{FT}} |X_1(f)| \exp[i\varphi_1(f)] \\ x_2(f) \xrightarrow{\text{FT}} |X_2(f)| \exp[i\varphi_2(f)] \end{cases} \quad (6-23)$$

式中 $X_1(f)$ 、 $X_2(f)$ —— $x_1(t)$ 、 $x_2(t)$ 的频谱;

$\varphi_1(f)$ 、 $\varphi_2(f)$ ——分别为两道信号的相位谱。

由于经傅氏变换后相位角只介于 $0 \sim 2\pi$ 之间,与实际的相位角可能差 $2n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$),于是有

$$\begin{cases} \varphi_1(f) = \omega \frac{x_1}{c(f)} + \varphi_0 + \varphi_{11} + 2n\pi \\ \varphi_2(f) = \omega \frac{x_2}{c(f)} + \varphi_0 + \varphi_{12} + 2m\pi \end{cases} \quad (6-24)$$

式中 φ_0 ——震源函数的相位谱;

φ_{11} 、 φ_{12} ——分别为 x_1 、 x_2 记录系统的相位谱。

对于当今的仪器,一般可认为 $\varphi_{11} = \varphi_{12}$ 。若将式(6-24)二式相减并稍加整理,则得

$$c(f) = 2\pi f(x_2 - x_1) / [(\varphi_2 - \varphi_1) - 2m\pi] \quad (6-25)$$

式中, m 是一个整数,可以根据 c 的大致范围粗略估计。

实际应用表明,直接从 $x_1(t)$ 、 $x_2(t)$ 计算的 φ_1 、 φ_2 代入式(6-25)所得结果误差较大。如果

采用互相关法直接求相位差 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, 代入式(6-25)则可获得更满意的结果。

$x_1(t)$ 与 $x_2(t)$ 的互相关函数为

$$\gamma_{21} = \int_{-\infty}^{\infty} f_2(t - \tau) f_1(\tau) dt \quad (6-26)$$

其傅氏变换或频谱为

$$\begin{aligned} R(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{21} \exp[-i2\pi f\tau] d\tau \\ &= X_2(f) \overline{X_1(f)} = |X_2(f)| |X_1(f)| \exp[i(\varphi_2 - \varphi_1)] \\ &= |R(f)| \exp(i\Delta\varphi) \end{aligned} \quad (6-27)$$

式中 $X_1(f)$ 、 $X_2(f)$ —— $x_1(t)$ 、 $x_2(t)$ 的频谱。

$\overline{X_1(f)}$ —— $X_1(f)$ 的共轭谱。

由此可知, 两道记录互相关函数的相位谱正是所求的相位差 $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 。将所求的 $\Delta\varphi$ 代入式(6-25), 便可计算出相速度。在瑞利波勘探中正是采用这种计算方法。

还应指出, 频散分析还有许多方法, 如多道记录的二维傅氏变换法及 τ - ν 变换法等..., 这里不再一一列举。

第四节 极化分析和极化滤波

在同一接收点采集的两分量透射槽波数据, 首先进行 y 分量指向炮点的旋转处理, 获得旋转后新的两分量。极化分析是以两分量数据为基础, 可在旋转之前或旋转之后进行, 其目的是为了更详细地研究地震波场及它们在空间相干情况, 以获取有关地震波类型及方向的信息, 进一步为极化滤波、速度分析和图像重建提供参数。

一 质点振动轨迹分析及“尼浩”分析

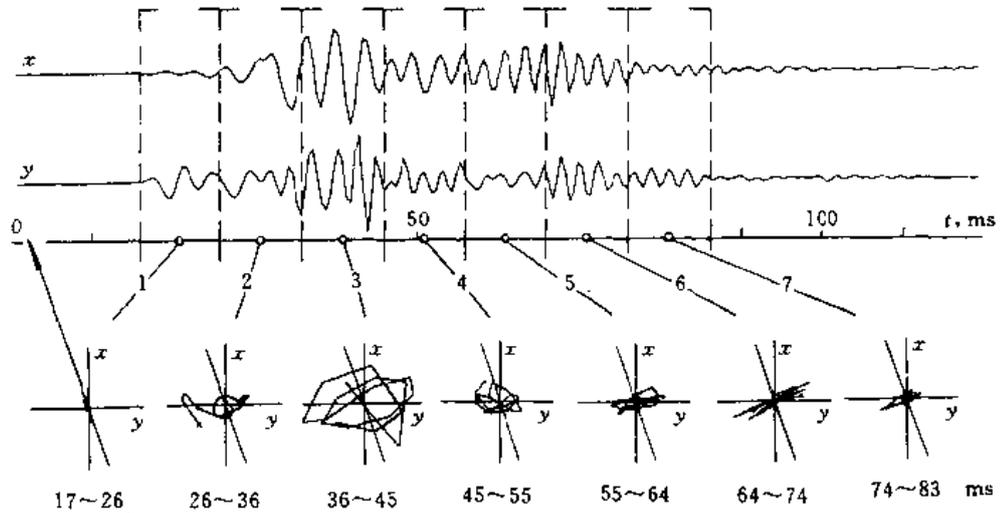
图 6-6 上部为一个接收点未经旋转的两分量记录振动轨迹分析; 下部为相邻四个接收点所对应不同时窗的质点振动轨迹图。每个直角坐标系中有一条通过 II、IV 象限的斜线, 表示该接收点指向炮点的方向。首先, 沿时间轴分割为若干个宽度相等的时窗, 可以彼此相接、也可彼此重叠。对应每一个时窗建立一个直角坐标系, 按采样点顺序将 x 、 y 振动分量的振幅作为点的 x 、 y 坐标, 以点的形式标入相应坐标系内, 用连线把这同一坐标系一系列点按先后顺序联接, 首尾点用不同的符号标注。前一时窗的尾点与下一时窗的首点在不同坐标系重复标上。每一坐标系中联线或点的行径表示了质点在相应时窗内振动的轨迹, 所以称为质点振动轨迹图(hodograph)。质点振动若是线性极化, 质点振动轨迹图或呈一直线或呈拉长的椭圆形; 若未极化, 则呈近似圆形。所以, 椭圆拉长的程度可表示线性极化的程度, 长轴的方向表征了质点振动的方向。图 6-6 第一时窗内, 线性极化程度很高, 长轴指向炮点方向, 代表典型的直达 P 波; 第六时窗线性极化程度也很高, 长轴几乎垂直于指向炮点的方向, 代表了典型的 L 波。

为了量化质点振动的线性极化程度及振动方向, 设想在每个坐标系中用一个椭圆来拟合所有的点子[图 6-7(a)], 然后按图 6-7(b)所示, 分别定义直线性(线性极化程度)及极化角

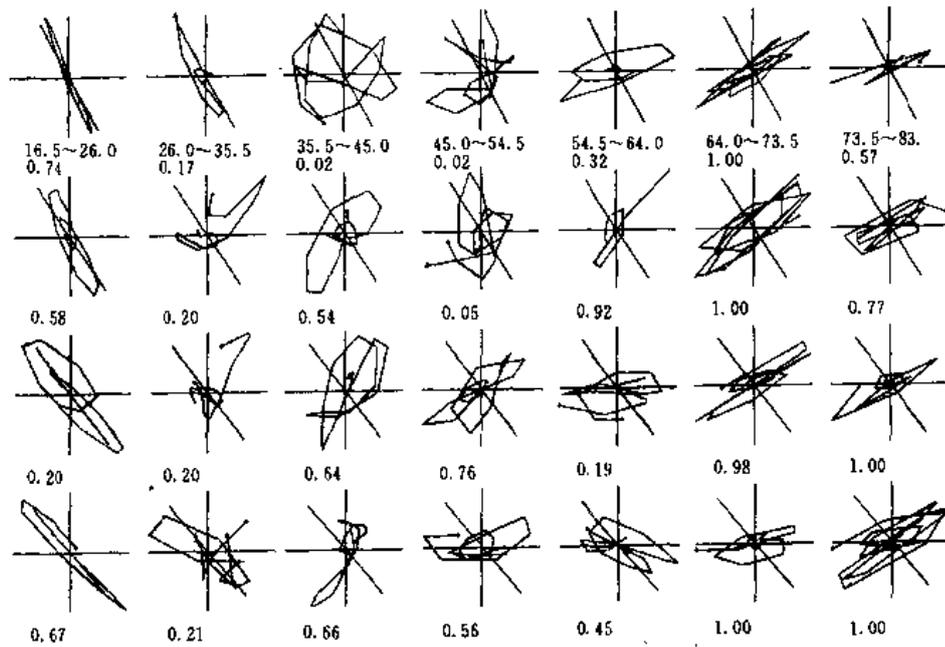
$$RL = 1 - \frac{b}{a} \quad (6-28a)$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{D_x}{D_y}\right) \quad (6-28b)$$

式中 a, b ——分别表示椭圆的长半轴与短半轴;
 D_x, D_y ——极化方向向量的两个分量。



(a)



(b)

图 6-6 质点振动轨迹分析

(a) 一个接收点两分量分析 (b) 四个相邻接收点质点振动轨迹分析结果

(据 Millahn 等, 1980)

显然, RL 在 $0 \sim 1.0$ 间变化。 RL 越大, 线性极化程度越高。 φ 是表征椭圆长轴与某坐标

轴间的夹角:若与 y 轴间的夹角,则 φ 在 $-90^\circ \sim +90^\circ$ 之间变化。

多次滤波频散分析与质点振动轨迹分析的结合,即构成尼浩分析。

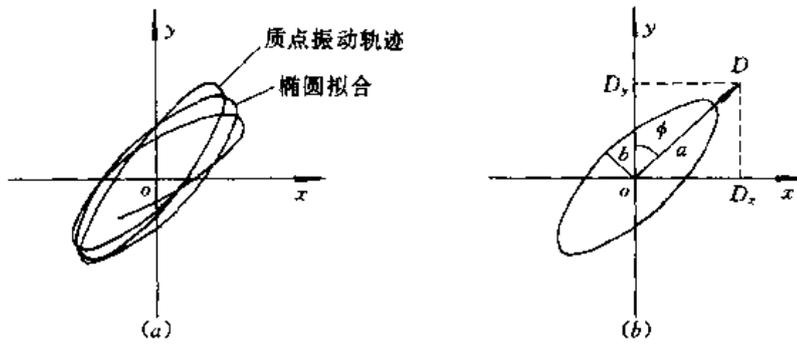


图 6-7 质点振动极化椭圆

在尼浩分析图(图 6-8)中,以频率为横坐标,以群速度或时间作为纵坐标。用旋转后的两分量记录进行多次滤波频散分析,结果用灰度或等值线表示,将其作为尼浩分析图的背景。同时,对不同中心频率 f 窄带滤波输出的两分量记录,等时间间隔、开宽度相同的时窗做质点振动轨迹分析,把质点振动轨迹图按时窗中心时间 t_c (或转换为群速度 $U(f, t_c) = x/t_c$) 标在上述频散分析平面图上作为前景,这样就构成了一张尼浩分析图。从该图上可详细地分析不同波至时间(或群速度)上各种频率成分振动规律并区分不同的波型。

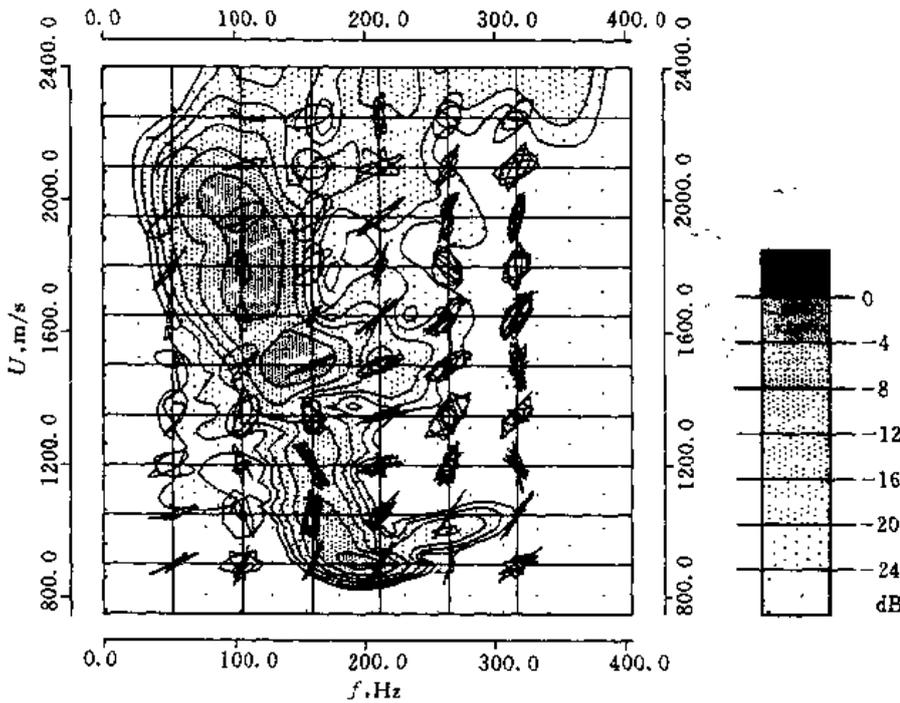


图 6-8 “尼浩”分析实例

(据 krajewski, 1985)

二 极化分析

用上述的质点振动轨迹图来进行极化分析,十分形象,概念清楚,易于接受。虽不可能做得太细,但它却是极化分析的基础。

极化分析在实质上是按时间采样点顺序逐点开时窗进行质点振动轨迹分析。因轨迹图太多,无法图示,只逐点求取 RL 及 φ 值。由于这些数值随时间变化,所以它们都是时间的函数;直线性函数 $RL(t)$,极化角函数 $\varphi(t)$ 。计算这两个函数的方法有以下三种:

① 最小二乘法 在偏差平方和最小的意义下,逐点用椭圆来拟合质点振动轨迹图。

② 转动惯量法 将坐标系内每个点子看作为具有单位质量的质点相对于一个主轴旋转,计算坐标系内质点系的转动惯量。主轴按一定角度为步长从 $-90^\circ \sim 90^\circ$ 或 $0^\circ \sim 180^\circ$ 变化。显然,转动惯量与椭圆的偏心率 b/a 有关。当旋转的主轴与极化椭圆长轴一致时,转动惯量达到极小;反之,与极化椭圆短轴一致时,转动惯量达到极大。极化程度越高,转动惯量两个极值相差越大。

③ 本征分析法 其数学基础是在一个时窗内对数据两分量振幅为 x, y 坐标的点子分布协方差矩阵进行本征分析。可以证明,本征值 $\lambda_1, \lambda_2 (\lambda_1 \geq \lambda_2)$ 与转动惯量一致,分别对应于椭圆的长半轴 a 与短半轴 b ,本征向量 D 则与椭圆主轴一致。

设旋转前或后的两分量记录为 $x(t), y(t)$,取长度为 $N\Delta$ 、中心点时间为 τ 的滑动时窗

$$w(t, \tau) = \begin{cases} 1 & \text{当 } |t - \tau| \leq \frac{N-1}{2}\Delta \\ 0 & \text{当 } |t - \tau| > \frac{N-1}{2}\Delta \end{cases} \quad (6-29)$$

对 $x(t), y(t)$ 进行截取,得

$$\begin{cases} x_r(t) = x(t)w(t, \tau) \\ y_r(t) = y(t)w(t, \tau) \end{cases} \quad (6-30)$$

考虑到 $x_r(t), y_r(t)$ 皆为离散的子样,分别以 $x_i, y_i (i=1, 2, \dots, N)$ 表示。上式中 τ 为滑动时窗的中心时间。计算其协方差和方差为

$$\text{Cov}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu_x)(y_i - \mu_y) \quad (6-31)$$

$$\text{Var}(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu_x)^2 \quad (6-32)$$

式中, μ_x, μ_y 分别表示 x_i, y_i 的均值,并有

$$\begin{cases} \mu_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \\ \mu_y = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \end{cases} \quad (6-33)$$

对坐标系内数据点分布协方差矩阵

$$\begin{bmatrix} \text{Var}(x_r) & \text{Cov}(x_r, y_r) \\ \text{Cov}(x_r, y_r) & \text{Var}(y_r) \end{bmatrix} \quad (6-34)$$

进行主轴变换,即可解得本征值 $\lambda_1, \lambda_2 (\lambda_1 \geq \lambda_2)$ 与特征向量 D 。于是直线性函数与角函数为

$$RL(\tau) = 1 - \frac{\lambda_2(\tau)}{\lambda_1(\tau)} \quad (6-35a)$$

$$\varphi(\tau) = \arctan\left(\frac{D_x}{D_y}\right) \quad (6-35b)$$

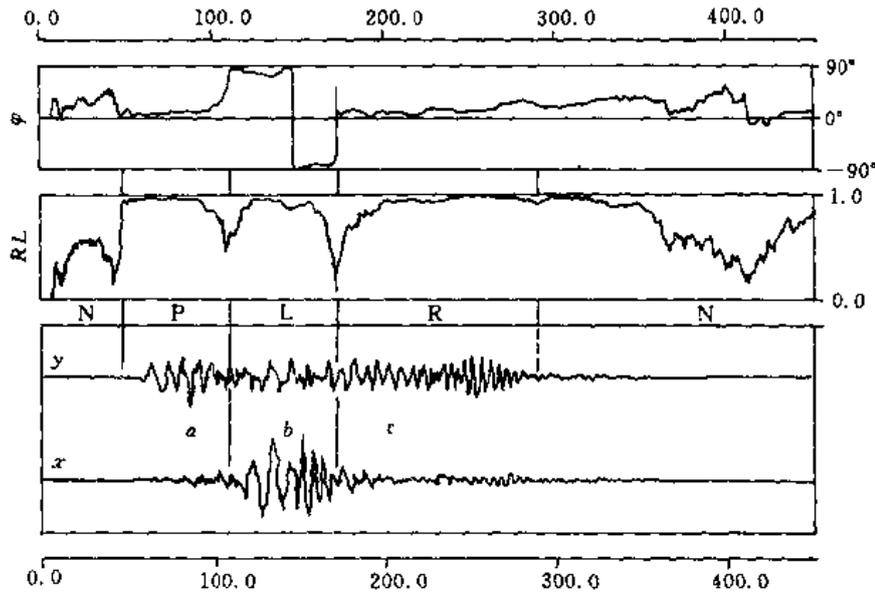


图 6-9 两分量记录的极化分析
(据 millahn, 1980)

极化分析的两分量数据(图 6-9)与图 6-6 相同。据该图可以容易识别各种波。 a 时窗对应 P 波, $RL \approx 1$, $\varphi \approx 70^\circ \sim 90^\circ$; 而时窗 b 附近则与 L 波对应, RL 函数大, 宽缓, $\varphi \approx -20^\circ$ 。在 25~30ms 左右的震相, $RL \approx 0$, φ 也在 -20° 左右, 可能是 S 波, 具有近圆形极化的特点。

根据地震波极化特征, 可区分地震波的类型、传播方向, 有助于识别槽波及反射体的存在; 利用地震波极化特征, 还可对地震波进行极化滤波, 以提高信噪比; 用极化分析结果, 可进行两分量数据偏移处理, 使反射体成像。

二 极化滤波

极化滤波实质上是一种振幅加权滤波。利用极化分析结果, 对原两分量记录乘以适当的权系数, 以增强线性极化程度高的或以某一个方向极化的信号、削弱线性极化程度低的或其它不需要的成分, 以达到提高信噪比的目的。

利用 ISS 两分量记录极化特征进行极化滤波, 有以下三种方式:

① 直线性滤波 按直线性函数 $RL(t)$ 对记录振幅进行加权, 即乘以一个权系数

$$WRL(t) = \left\{ 1 - \left[\frac{\lambda_2(t)}{\lambda_1(t)} \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (6-36)$$

② 极化角滤波 按角函数或极化方向向量 D_x, D_y 对振幅加权。

③ 极化滤波 极化滤波是上述两种滤波的联合, 可以获得更好的效果。

应该说, 两分量记录的旋转在某种程度上也带有极化滤波的作用; 在旋转后, P 波、SV 波和 R 波在 y 分量记录上更突出; 而 SH 波或 L 波则在 x 分量记录上更为突出。有时, 极化滤波与旋转结合起来可获得更佳的结果。

旋转与极化滤波的实例如图 6-10 所示。图 6-10(a) 左图是同一排列两分量的原始记录; 图 6-10(a) 右图只经过旋转处理; x^* 分量上, L 波突出、P 波减弱; y^* 分量上, P 波增强、L 波略为削弱。图 6-10(b) 是经过极化滤波的结果, 突出了极化程度高的 P 波、S 波及埃里震相, 其

它波受到相对压制,记录面貌大有改善。图 6-10(c)是经极化滤波之后再旋转的结果,记录面貌进一步改善,并在不同分量记录上突出了不同的波。

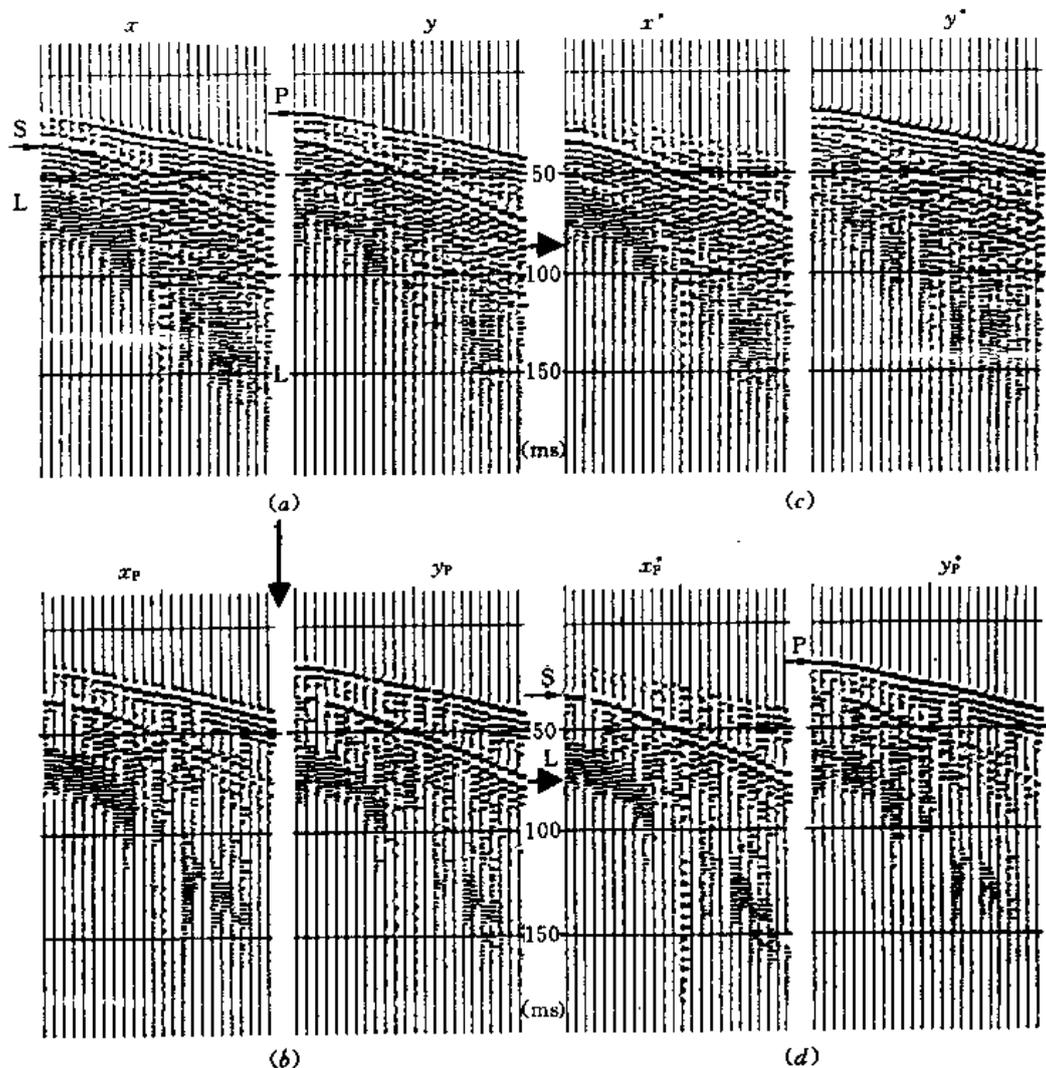


图 6-10 两分量记录的旋转与极化滤波

(a) 原始记录 (b) 对 a 极化滤波记录 (c) 对 a 旋转记录 (d) 对 b 旋转记录

P——直达 P 波 S——直达 S 波 L——洛夫型槽波

第五节 包络叠加和动态道集(DTG)叠加

包络叠加与 DTG 叠加是 ISS 反射数据处理和反射体成像的重要手段。

一 包络叠加

共深度点(CDP)或共反射点叠加技术是地面地震勘探的核心方法,它以不同炮检距对同一反射点多次重复观测,而后在计算机上把同一反射点的 CDP 道集经正常时差校正或动校正后进行叠加。这种方法对于提高信噪比、压制多次波及突出反射波有明显效果。

反射槽波信号一般较弱,记录的信噪比低,严重影响到 ISS 反射波测量的成功应用。为此,也采用多次叠加技术。然而,槽波是频散波,相速度与群速度存在明显差异且依赖于频率,槽波具有很高的频率、很宽的频带。如果把反射槽波 CDP 道集像地面地震勘探一样直接进行动校正、叠加,并不会得到好的效果,常产生严重的“脱相”(图 6-11)。

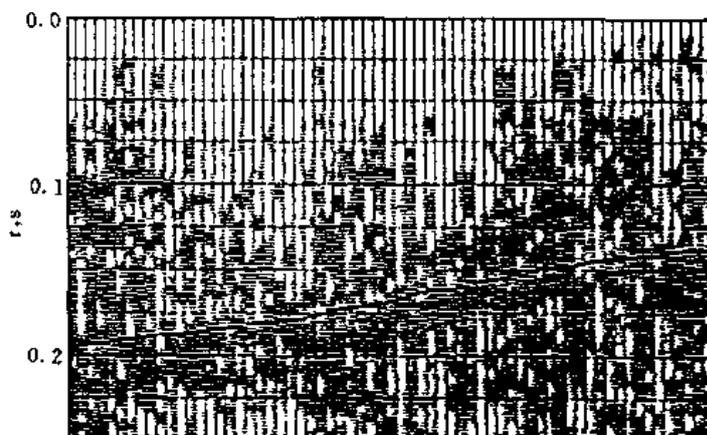


图 6-11 叠加剖面上的“脱相”

(据 D. J. Klinge 等, 1980)

正如前述,槽波的埃里震相具有频率高、振幅大、几何衰减慢的特点,其绝大部分能量集中在煤层中传播,反射系数大,对构造破坏及异常反射体的分辨率高。因此,在 ISS 中埃里震相倍受人们注意、最具有吸引力。然而在多次叠加处理中,埃里相的群速度 U_g 最低,约 1000m/s 左右,因而动校正量可达 50ms、甚至更大;埃里相是高频信号,设其频率为 500Hz,要达到同相叠加的目的,动校正的误差必须小于 $T/4 \approx 0.5\text{ms}$ 。在实际上所提取的速度无论如何也达不到如此高的精度。

鉴于上述原因,在反射槽波数据多次叠加处理中,采用包络叠加的方法可使问题简化。所谓包络叠加,首先用窄带滤波从原始反射记录中将埃里震相提取出来,计算各地震道的包络线,抽取 CDP 包络道集,用已提取的埃里相速度数据在 CDP 包络道集上进行正常的时差校正,最后将动校正后的 CDP 包络道集进行叠加。由于包络的频率低,因此相干性强。如图 6-12(a)所示为现场布置平面图,该工作面煤厚 1.6m,在巷道 2 已揭露了两个断层,造成巷道 2 中断的断层落差为 3.5m。在大巷内布置一个 C 排列,在炮点 A 激发、C 排列接收。透射槽波记录表明,炮点 A 与 C 排列的扇形区内无断层,透射槽波记录的频散分析提供了群速度数据。在 C 排列上进行 6 次叠加反射法测量,其中六炮反射槽波 x 分量记录图示于图 6-12(b)中。图 6-12(c)是经过窄带滤波和计算形成包络之后的单炮记录;图 6-12(d)为包络叠加剖面;图 6-12(e)是包络极大值用尖峰表示的时间剖面。可十分清楚看出在剖面上有断层存在,解释结果发现的断层可能是两支。右支断层可能与巷道揭露的断层相连,由于从左支断层后面通过而不连续[图 6-12(a)]。

包络叠加将高频埃里震相变为低频包络进行动校正叠加时,对叠加速度变化不甚敏感且方法简单,可直接应用地面地震勘探的处理软件。但是,包络叠加几乎要损失全部相位信息,分辨率明显降低。虽然包络叠加可行,但也只是一种折衷的办法。

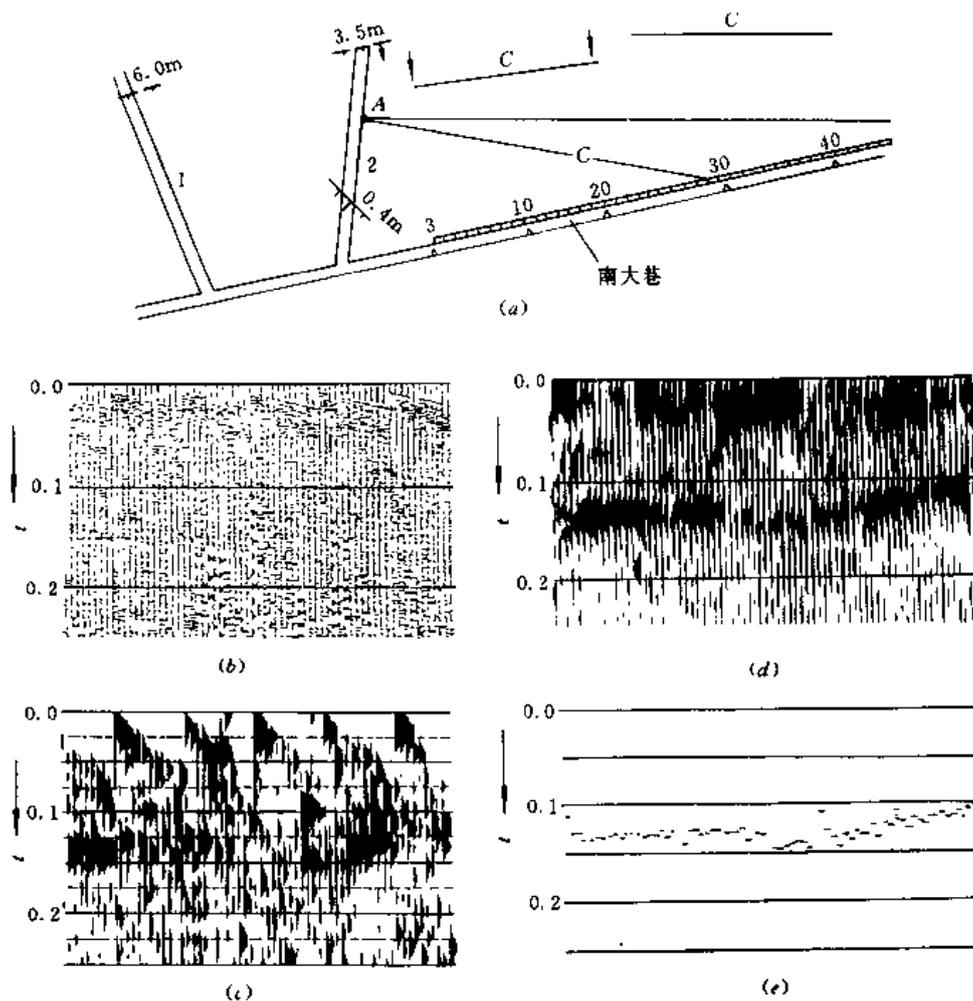


图 6-12 六次包络叠加
 (a) 反射法测量布置图 (b) 反射槽波 x 分量单炮记录
 (c) 经窄带滤波及包络计算处理的单炮记录 (d) 包络叠加剖面
 (e) 包络极大值尖峰表示的时间剖面

二 动态道集(DTG)叠加

反射槽波的包络叠加与标准的地面反射波法多次叠加一样,目的是提高信噪比,增强有效的反射信号。但对反射槽波地震勘探来讲,存在着两个突出的问题:首先是反射体走向与测线夹角的随意性。它相当于地面反射波法勘探中反射界面的倾角可从 $0^\circ \sim \pm 90^\circ$,因而与一般地面地震勘探中地层产状多为水平或近于水平的情况显然不同;其次,槽波是频散的,反射槽波数据冗余量有限。

严格地说,CDP 叠加只有在反射界面相对于测线平行(或水平)条件下才正确、才有真正的共反射点;否则,只能是共中心点(CMP)。对于一个 CMP,任一次不同的非零炮检距重复观测的反射点都不在一个点上,不同程度偏离零炮检距反射点(图 6-13),偏移量为

$$d = \frac{x^2 \sin 2\theta}{2h} \quad (6-37)$$

对于地面地震勘探, θ 与 x/h 较小, 所以 d 也小, 这意味着 CMP 道集内所有反射点都靠近零炮检距反射点 A 。设 $x=300\text{m}$, $h=600\text{m}$, $\theta=15^\circ$, 则 $d/x=0.125$, 尚可近似看作“共反射点”。在 ISS 中, 一般 x/h 要大得多, θ 可取任意值, 则 d 不一定很小。例如, $x=100\text{m}$, $h=100\text{m}$, $\theta=45^\circ$, 则有 $d/x=0.5$, 反射点具有极大的分散性。

一般 CDP 叠加用于处理反射体波, 体波没有频散; 但反射槽波有频散, 必须考虑相速度与群速度间的差异。即使通过槽波再压缩处理, 这种差异也不能完全消除。

根据上述问题, Buchanan(1979)发展了一种改进的 CDP 叠加技术, 称为动态道集(DTG)叠加。

现将某个可能按 θ 角延伸的反射体等分为若干段(图 6-14), 相对于这个假想的反射界面寻找不同炮、不同记录道对应的反射点位置, 把属于同一反射点的记录道组成一个道集。由于这个道集随处理者感兴趣的反射体位置和走向不同而变化, 所以这个道集称为动态道集, 记为 DTG。即对不同的动态道集分别在动校正后进行叠加。当对反射体的位置及延伸掌握不确切时, 则需按一定步长对可能的位置及走向进行扫描。

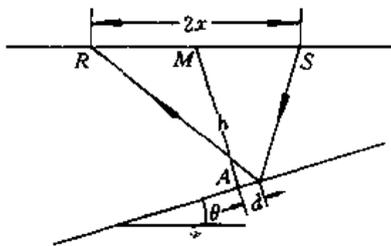


图 6-13 反射体不平行于排列时
CMP 道集反射点分散性示意图

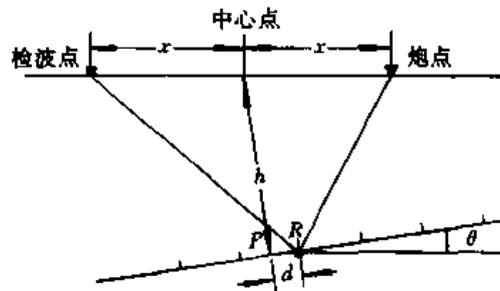


图 6-14 DTG 叠加原理图

如果考虑反射槽波的频散特征, 在动校正之前必须逐道进行相位补偿

$$\exp[i\omega_0(1 - U/c)t_n] \quad (6-38)$$

若不要相位信息, 可在动校正前逐道计算包络。不论考虑相位信息与否, 逐道进行不同中心频率 ω_0 的窄带滤波都是必需的。当 ω_0 相当高, 进行相位补偿后, 若记录没有足够同相性时, 最好是计算包络之后叠加。DTG 叠加成像可以在时间-空间域内, 也可直接在空间-空间域内。由于 DTG 叠加是把反射点相近的记录道进行叠加, 其误差取决于划分反射体段的尺寸。图 6-15 的例子中, 在巷道内 XY 已揭露一条 EW 向落差不到 2.0m 的断层, 反射槽波探测布置在北面巷道、向前探测, 最靠近巷道的强同相轴是直达槽波, 较远的一个反射同相轴是预测的一条较大的断层, 距巷道约 120~175m。从这个剖面看, 信噪比很高, 实际上不都如此, 这是因为靠近排列成像, 多次波干扰较少所致。剖面上的 CD 是剖面的基线, 它不一定平行巷道或工作面。通常选择基线大致平行反射体较为适宜, 这样可增加叠加次数、突出平行基线的断层。

采用 DTG 叠加技术施工方便、灵活, 适用于有限的冗余数据处理及绘制任意走向的反射界面, 但它的缺点是沿反射体叠加次数不均匀。DTG 叠加要求掌握探区可能存在的反射体位置及延伸的信息, 以便在一个较窄小范围内对其位置及走向进行扫描, 这样既可大大节约计算工作量, 又可提高地质效果。

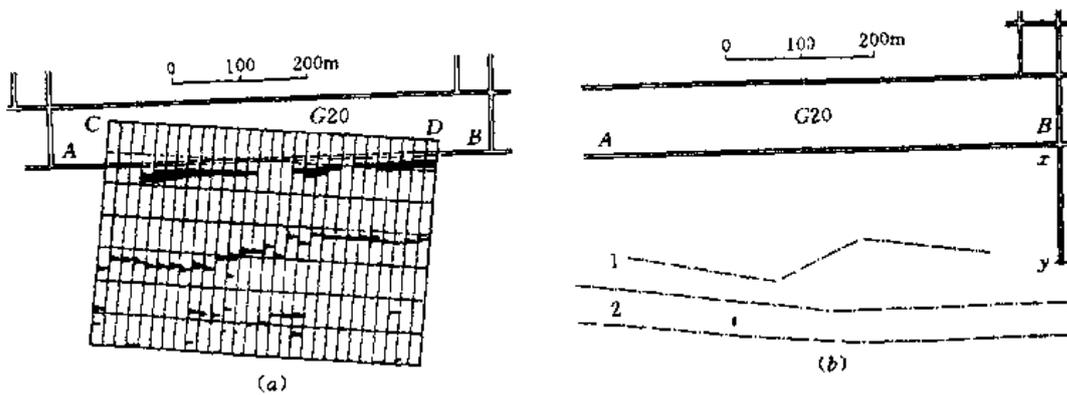


图 6-15 DTG 叠加地震剖面

(a) DTG 叠加剖面 (b) 解释结果

1—ISS 预测的断层；2—地面地震预测结果

(据 Buchanan, 1985)

第六节 槽波的再压缩

槽波的再压缩又叫反褶积。它不同于平常意义下的反褶积或反滤波。槽波的再压缩旨在利用已知的频散信息消除或削弱槽波的频散效应,使频散变频长波列再压缩到一个较短促的脉冲,以提高分辨率、扩大穿透范围。

再压缩的方法已有不少,这里仅介绍 Boer 等人发展的频谱翘曲法。

由第三章第三节讨论可知,频散槽波可表达为

$$\begin{aligned} f(x, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp[i(kx - \omega t)] d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(ikx) \exp(-i\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (6-39)$$

式中 $S(\omega)$ ——震源信号的频谱;

k ——波数, $k = \omega/c$ 。

从式(6-39)可见,频散信号 $f(x, t)$ 实质上是震源信号 $S(t)$ 通过一个纯相移滤波器 $h(x, t)$ 的输出结果,即

$$F(x, \omega) = S(\omega) H(x, \omega) \quad (6-40)$$

式中 $F(x, \omega)$ ——频散信号 $f(x, t)$ 的频谱;

$H(x, \omega)$ ——纯相移滤波器 $h(x, t)$ 的频率响应。

根据式(6-39)

$$H(x, \omega) = \exp(ikx) \quad (6-41)$$

若将 $k(\omega)$ 在 ω_0 微小邻域内展为泰勒级数,舍去高于二阶的微量,即得

$$k(\omega) \approx k_0 + k_1 \left(\frac{\omega - \omega_0}{c} \right) + k_2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{c} \right)^2$$

式中 c ——相速度;

U ——群速度, $U = \frac{d\omega}{dk}$.

$$\text{其中 } k_0 = \frac{\omega_p}{c}, k_1 = \frac{c}{U}, k_2 = \frac{1}{2}c^2 \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_p} \quad (6-42)$$

从式(6-42)可知, k_2 是引起震源信号包络扩展和载频 ω_p 变为调频信号的原因。

Booer 等人提出的频谱翘曲对频散信号进行再压缩的方法,实质上是一种时变解调的滤波器,既快速又较有效。滤波的核心是在频域上做一个抛物线变换

$$\Omega = \left(\frac{\omega - \omega_p}{c} \right) - \frac{1}{2\eta} \left(\frac{\omega - \omega_p}{c} \right)^2 \quad (6-43)$$

若令 $\eta = -\frac{k_1}{2k^2}$, 则再压缩滤波器的频率响应可从式(6-41)改写为

$$H(x, \Omega) = \exp[-i(k_0 + k_1\Omega x)] \quad (6-44)$$

在频率 Ω 域上, $H(x, \Omega)$ 仅表示一个简单的延迟与相位的滚动。

频谱翘曲法的原理如图 6-16 所示。图顶部是输入的一道实际反射槽波记录;图中部表示从 ω 到 Ω 频谱翘曲的抛物线变换,纵轴是 ω ,横轴是 Ω ,曲线根据式(6-43)绘制,坐标原点选在 ω 轴上的 ω_p (为输入槽波信号所占频带的中心频率);图的底部是经频谱翘曲法再压缩后的输出。

输入信号经傅氏变换,将实部与虚部先后表示在 ω 轴上,通过变换投影到 Ω 轴,这时在 Ω 轴上是非均匀的,所以必须内插成均匀分布、把经过变换和插值的实部与虚部组合起来,再经反傅氏变换又回到时间域,即得到经过再压缩后的输出。

频谱翘曲法所需最佳参数是通过迭代法求取。图中,反射槽波信号明显“聚焦”,再压缩的程度比较满意,它不会明显影响脉冲波至时间与中心频率 ω_p 相位间的关系。

频谱翘曲法只能压缩单一振型的频散波列,其它波型或其它振型的震相,由于频散关系不同,依然还是“模糊”、没被压缩。

在以前的槽波地震勘探中,人们曾一度把注意力集中在发展频散波列的处理方法,即发展再压缩透射及反射频散信号的方法上。从理论上讲,如果煤层是各向同性的均匀介质,一个采区只需要一个反滤波因子即可。实际上并非如此,不同记录道有不同的最佳因子,要求处理人员具有熟练的技巧,即使如此也难于实现自动化。经验表明,对于从断层上反射来的

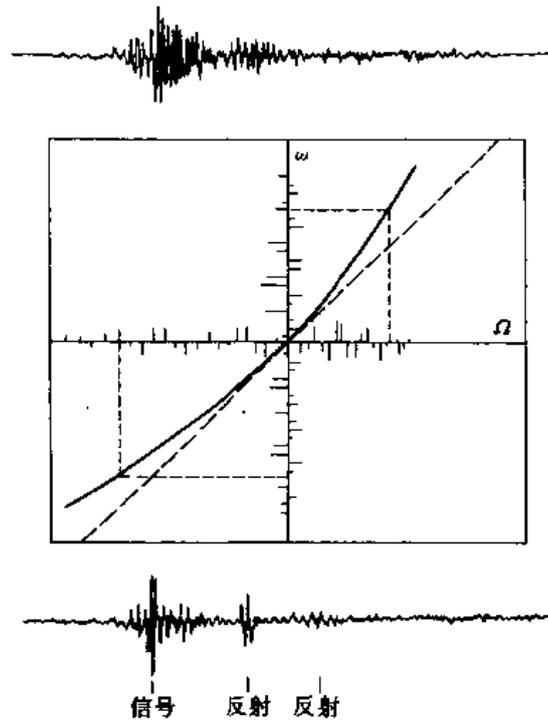


图 6-16 频谱翘曲法再压缩的原理
(据 Booer, et., 1977)

强宽频带信号,不用再压缩也能检测出断层,至于窄频带信号频散不明显,不用压缩断层也已经比较清楚。所以,良好的反射,只要是通过带通滤波进行预处理即可取得。即在大多数情况下,对待频散反射信号处理的折衷方案是:首先提取群速度,在进行窄带滤波之后才进行反射槽波的分析与解释。目前,再压缩的主要目的有下述两点:

① 提高 ISS 的分辨率;

② 增大槽波的穿透能力,扩大 ISS 探测范围。这是因为,再压缩处理结果使被利用的槽波波列不仅限于高频埃里震相,也涉及到低频部分,或者说减小了槽波能量的浪费,从而增大了穿透距离。

第七节 槽波的偏移

ISS 反射法的根本目的是确定工作面前方煤层内反射体(如断层等地质异常体)的空间位置。偏移技术,是根据经处理后的反射槽波记录,使反射体在空间成像的方法。在英国,偏移也称绕射偏移或宽带全息成像。

一 延迟求和

延迟求和(Lag-Sum),记作 LS,是偏移聚焦成像的一类方法。在地震勘探文献中,把延迟叠加算子称为惠更斯-克希荷夫绕射叠加偏移算子。这一类算子把数据从时间剖面上偏移或转移到空间平面上,通常是探区平面上。

一个线性检波器排列可看作是一个绕射光栅,地震记录就相当于入射到光栅的波动记录。LS 处理目的是产生绕射花纹,以供解释。

槽波不同于单色光或谐波的情况,在从绕射理论推导成像方程时有三个因素必须考虑,即:时变性、二维传播和频散。对于有限的检波器排列,其延迟求和方程为:

$$I(x, y) = \left| \sum_{n=1}^N A_n(t_n) \exp \left[i w_c \left(1 - \frac{U}{c} \right) t_n \right] \right|^2 \quad (6-45)$$

式中 w_c ——槽波的中心频率;

U, c ——在 $w = w_c$ 时的群速度与相速度;

t_n ——第 n 个检波器的旅行时;

$A_n(t_n)$ ——第 n 个检波器 t_n 时刻的信号振幅;

$I_n(x, y)$ ——预测工作面前方某点 (x, y) 发生地震事件如爆炸、反射物绕射等的非规格化概率。

LS 偏移的原理,如图 6-17 所示。首先将探测的盘区(或图域)按一定的网度划分为若干个小的方格,称为图元,并用 (x, y) 表示任一图元中心点的坐标。根据提取的槽波速度,按一定规律计算点 (x, y) 到第 n 个接收点 R_n 的时间 t_n , ($n=1, 2, \dots, N$), 然后从各检波器记录道相应时间 t_n 拾取振幅 $A_n(t_n)$, 按式(6-45)计算图元 (x, y) 的概率 $I(x, y)$ 。在整个图域上,每个图元都完成以

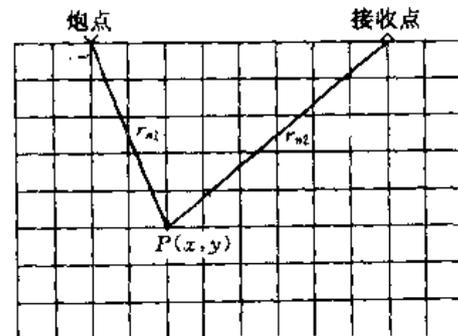


图 6-17 LS 原理图

上计算后即可对概率振幅 $I(x, y)$ 勾绘一个等值线图, 从而判断和圈定出震源和反射体的位置。

对于频散槽波成像, 如果要保证相位信息, 式(6-45)中的指数因子十分重要。正是这个因子考虑了频散波列群速度与相速度间的区别, 以进行相位补偿。如果不考虑相位信息, 也可用槽波记录的包络线来计算。这时令 $U=c$, 且用包络振幅 $E_n(t_n)$ 来代替 $A_n(t_n)$, 于是式(6-45)可简化如下:

$$I(x, y) = \left| \sum_{n=1}^N E_n(t_n) \right|^2 \quad (6-46)$$

根据如何计算旅行时, LS 又可分为径向延迟求和(RLS)、椭圆延迟求和(ELS)、波型转换延迟求和(MCLS)等 3 种叠加偏移技术。

1. 径向延迟求和(RLS)

径向延迟求和是把每一个图元 (x, y) 都假想为震源或虚震源, 若设从图元 (x, y) 到接收点 R_n 的距离为 r_n , 则

$$t_n = \frac{r_n}{U} \quad (6-47)$$

从 $I(x, y)$ 等值线图可确定出震源或虚震源的最大可能位置。若是反射法数据, 从虚震源即可确定出直线形断层位置。如图 6-18 所示的 RLS 与 ELS 偏移的例子。

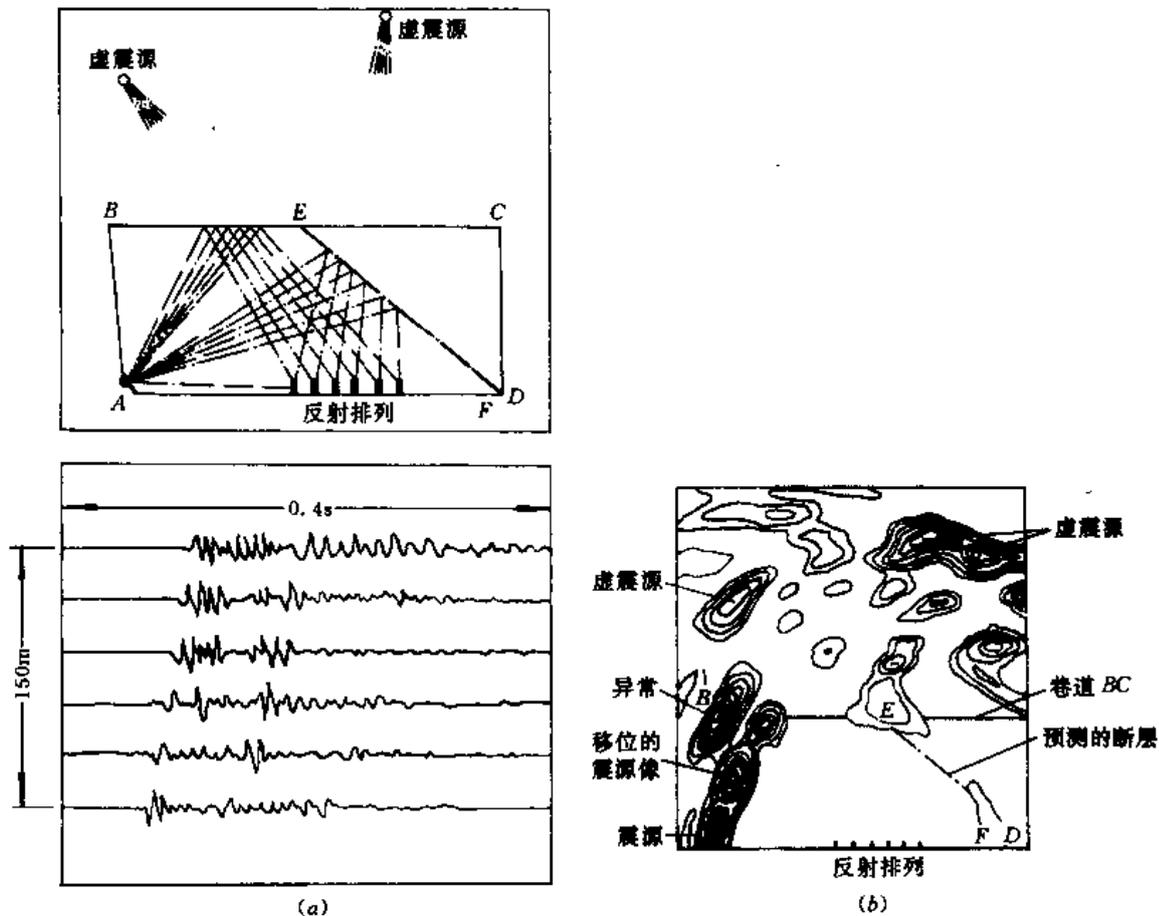


图 6-18 RLS 处理

(a) 反射测量平面布置及反射记录 (b) RLS 处理结果

在巷道 AD 及 BC 已揭露了两个断点 F 和 E, F 点落差 1.3m, E 点落差 0.6m 左右〔图 6-18(a)〕。在图上出现相当于巷道 BC 及断层的两个虚震源。其中,左上角的虚震源相对于巷道 BC,右上角的虚震源相对于断层。根据这个虚震源及真正震源连线的垂直平分线,即可标出预测断层的位置(虚线表示),此位置与已知断点 EF 位置大体相符〔图 6-18(b)〕。

RLS 存在的问题是:不能区分真震源与虚震源;仅对走向为直线的断层有效,而对于走向弯曲变化的反射体(如废井筒、陷落柱、弯曲的河道砂体及断层)等皆等权处理、影响效果;另外,也没有考虑在反射过程中的波型转换。

2. 椭圆延迟求和(ELS)

椭圆延迟求和是 RLS 的改进。其依据是反射点的轨迹为一个椭圆,该椭圆的两个焦点是震源和接收点。把每一个图元(x,y)都想象为反射(或衍射)点,设从震源到图元(x,y)、又从图元(x,y)到接收点 R_n 的距离分别为 r_{n1}、r_{n2},而由图元(x,y)反射到接收点 R_n 的时间为 t_n,则

$$t_n = \frac{r_{n1} + r_{n2}}{U} \quad n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (6-48)$$

根据时间 t_n 到各记录道上收集振幅 A_n(t_n),由式(6-45)计算 I(x,y),由 I(x,y) 等值线平面图可区分真震源与虚震源,同时可直接给出反射体位置。

图 6-18(a)反射测量数据的 ELS 处理结果,如图 6-19 所示。图中,断层沿等值线的“脊”展布十分清楚,同时,巷道 BC 的反射也有显示。在采区中央还出现一个高概率的异常有待解释。本区南北的采区都已回采完毕,已揭露的断层走向、倾向及落差与 ELS 处理结果同时展布在一个平面图上〔图 6-19(b)〕,这将更有利于解释。

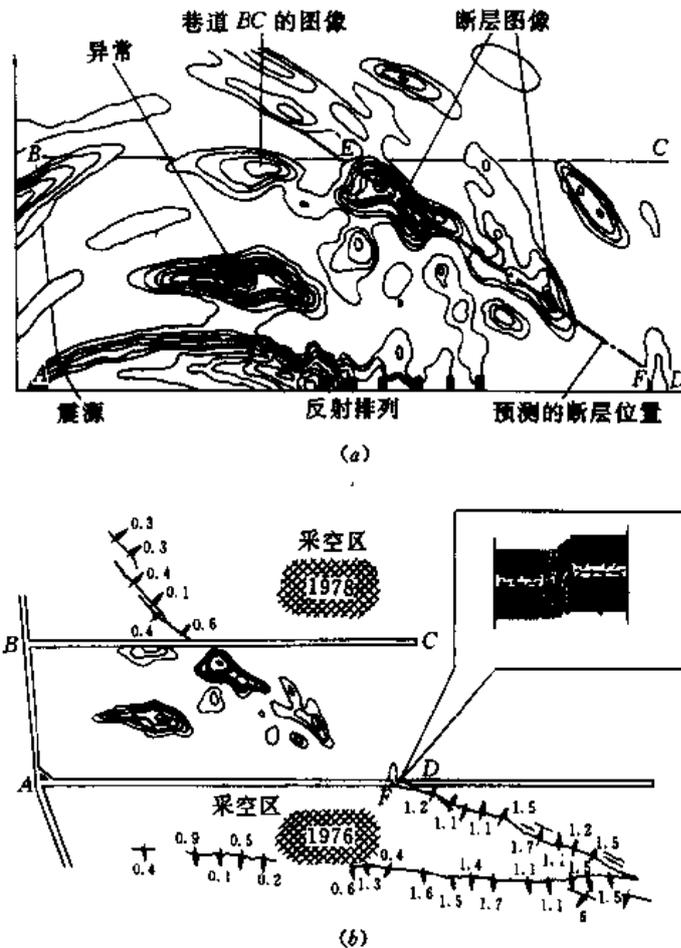


图 6-19 ELS 处理
(a) ELS 处理结果 (b) 综合解释平面图

3. 波型转换延迟求和(MCLS)

在原理上,波型转换延迟求和与ELS相同,只是在MCLS中考虑了在反射过程中波型的转换;反射前是一种波型,速度为 U_1 ;反射后是另一种波型,速度为 U_2 。于是 t_n 为

$$t_n = \frac{\tau_{n1}}{U_1} + \frac{\tau_{n2}}{U_2} \quad n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (6-49)$$

以上各种方法,都不难从单炮记录的处理推广到多炮记录的处理。这时,只需将各炮处理的 $I_i(x, y) (i=1, 2, \dots, M)$ 进行叠加,最终结果为

$$I(x, y) = \sum_{i=1}^M \left| \sum_{n=1}^N A_n(t_n) \exp \left[i\omega_0 \left(1 - \frac{U}{c} \right) / t_n \right] \right|^2 \quad (6-50)$$

式中 M ——总炮数;

N ——每炮的道数。

二 自适应延迟求和(ALS)

自适应延迟求和是布坎南(1979)在LS偏移基础上发展起来的,是对LS的改进。在ALS偏移中,与接收点排列成不同角度的可能异常体给以不同的权系数,优先拾取在一定角度范围内的目标;ALS可考虑槽波波型的转换;它既可以处理反射槽波数据,也可以处理透射槽波数据。

ALS偏移的原理与LS基本相同。依据已有的资料,首先假设异常体相对于排列以角度 $\alpha \pm \Delta\alpha$ 延伸,于是问题便变成了如何求得每一个图元格点 $P(x, y)$ 假想衍射体延伸的角度。设入射到衍射体的角度为 i 、衍射角为 r (图6-20)、入射波速度为 v_i 、衍射波速度为 v_r ,利用斯奈尔定律

$$\frac{\sin i}{v_i} = \frac{\sin r}{v_r}$$

则不难求得入射角

$$\tan i = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi \pm \frac{U_r}{U_i}} \quad (6-51)$$

式中 φ ——入射线与衍射线间的夹角。

对于反射槽波数据取正号;对于透射槽波数据取负号。如果在衍射点 P 没有发生波型转换,则 $v_i = v_r$ 。由于在 $\triangle RPS$ 中三点坐标均为已知,所以入射线与衍射线间的夹角 φ 及入射线与排列间的夹角 β 是可以计算的。于是在反射测量时,衍射体的延伸角度为

$$\theta = \frac{\pi}{2} - (\beta + i) \quad (6-52)$$

若 $(\alpha - \Delta\alpha) \leq \theta \leq (\alpha + \Delta\alpha)$,则可计算旅行时

$$t_n = \frac{\tau_{n1}}{v_i} + \frac{\tau_{n2}}{v_r} \quad (6-53)$$

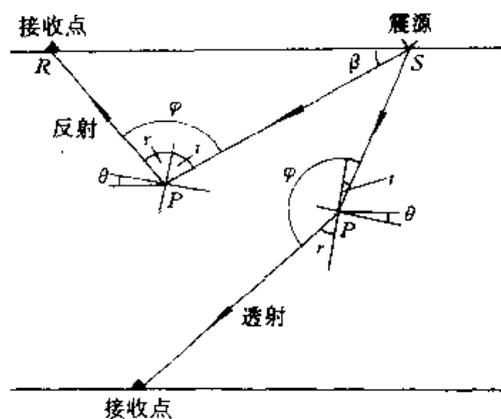


图 6-20 计算衍射体延体角度原理图

然后,从接收道 $t_1 \sim t_1 + \Delta t$ 时窗内拾取平均振幅,置于该衍射点 P ,权系数为 1;若 $\theta \leq \alpha - \Delta\alpha$,或 $\theta \geq \alpha + \Delta\alpha$,则权系数取零。

据布坎南的意见, $\Delta\alpha$ 取 20° 较合适, Δt 取相邻图元格点间的时差。当尚未掌握测区内异常的任何资料时,可能要在更大的角度范围内扫描。

对不同炮、道记录都重复以上的运算,最后将每炮、道对所得的非规格化概率 $I(x, y)$ 进行叠加,勾绘出测区概率等值线平面图(图 6-21)。图中没有波型转换。处理参数: $\alpha = -17^\circ$, $\Delta\alpha = \pm 27^\circ$, $U = 870\text{m/s}$, $96\% \leq I(x, y) \leq 100\%$, 等值距为 1%; 在 GH 回采工作面上检波器排列分两段布置、炮点均匀分布。图中的异常 WZ 被解释为断层。

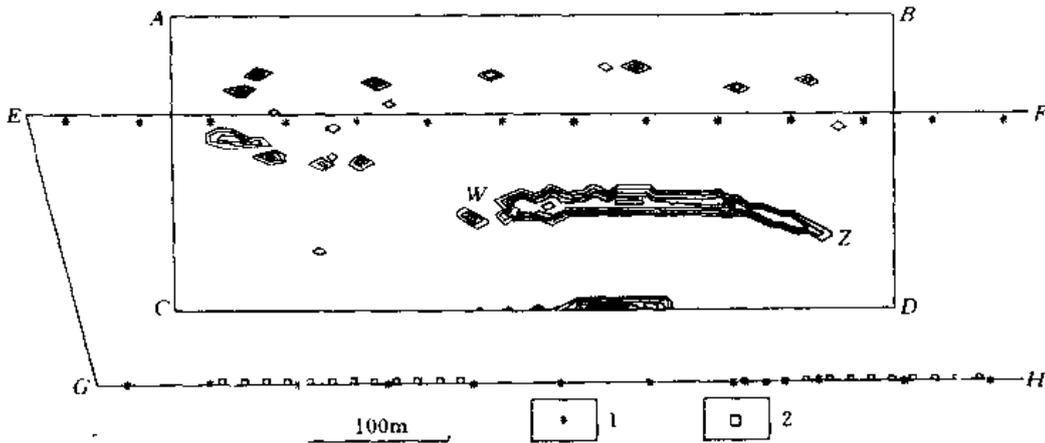


图 6-21 反射槽波测量 ALS 处理

1——炮点 2——接收点

(据 Buchanan, 1981)

三 两分量槽波数据的偏移

这是一种应用两分量极化分析结果、在时域上执行的一种简易偏移技术。它是由米兰和安拉兹(Millahn and Arnetzi, 1979)根据蒙托比堤等(Montalchetti 等, 1970)叙述的方法发展起来的。在多数情况下,角函数可作为波至方向的可靠指示。在选定的时窗内,完全可以认为角函数指示了要偏移的反射槽波传播方向。

两分量数据偏移方法的基本原理是“逆向传播”(图 6-22)。根据图 6-22(a)所示时窗的角函数 φ 从接收点发出,逆向传播距离为 $r = Ut$ 到射线的终点,指出了震源或虚震源的位置。 t 是角函数为 φ 时的时间, U 是按速度分析得来的群速度。对于反射槽波,在求得虚震源之后,很易找到反射点位置,然后将 t 时刻经过适当平均的振幅值,赋予包括该反射点的平面网格单元,即图元。对上述特定时窗内的所有采样点重复上述偏移过程,所有振幅贡献的结果可以解释为在煤层中反射界面或散射体存在的概率密度。不同炮点—检波器对的规格化结果平面图相互叠加,即得到最终概率等值线图。

考虑到用于成像的速度及角函数的误差,反射点不是一个点、而是一个包含反射点的误差梯形 $ABCD$,它由极化方向角及速度摆动所构成(图 6-22)。于是所取振幅不仅赋予反射点,同时也赋予该梯形内所有点。只要 $\Delta U/U \leq 5\%$, $\Delta\varphi \leq 3^\circ \sim 5^\circ$,就可重建物理上合理且振幅足够平滑的等值线平面图。实践表明,使用绝对振幅、平方振幅或不同宽度平均包络振幅的结果相近,对分辨率及图形质量都没有明显改善。

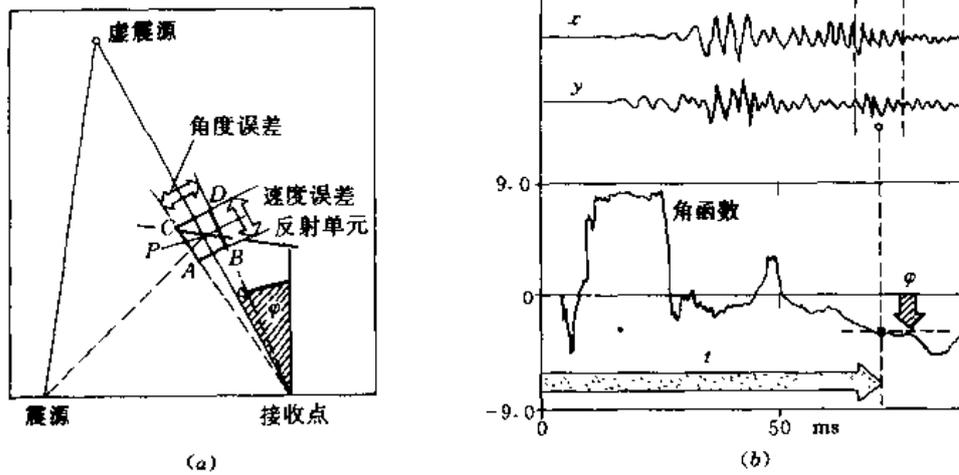


图 6-22 极化分析后两分量数据偏移的原理
(据 Millahn et al., 1980)

两分量偏移实例如图 6-23 所示。在反射测量平面布置图上〔图 6-12(a)〕,巷道 1 中揭露了一条落差 3.5m 的断层。槽波反射法测量的目的,是查明断层是否向右延伸。炮点及接收点皆布置在南大巷内,共 50 道记录。对 50 道记录进行极化分析后,分别偏移、规格化,然后平面图叠加,再按 100 规格化绘制等值线,得最终偏移成果〔图 6-23(a)〕。在图上有两个明显的异常带:一个是在巷道 1 的左侧,它由槽波在巷道壁上的反射所致;另一个异常带在北部,几乎平行于南大巷。这个结果与图 6-23(b)所示 ELS 偏移结果十分类似。

第八节 槽波层析成像技术

层析成像技术又称为 CT 技术。CT(Computerized Tomography)技术,早先是医学界用 X 射线或超声波为病人迅速诊断而发展起来的,是医学上的一种成像技术;后来,CT 技术很快被引入地球物理学领域,开始用以研究地球内部构造及天然地震等。英国 Mason(1979)首先将这一技术用来研究 Thoresby 煤矿顶板的应力分布,随后在英国等国家得到越来越广泛应用。我国在 80 年代后期,西安煤炭研究分院、河北省煤炭研究所等单位开展了煤层槽波及坑道无线电波 CT 技术的研究与应用。

目前,槽波 CT 技术主要用透射测量数据。利用槽波(有时也用直达 P 波)通过非均匀介质传播的时间研究探区速度的非均匀性;或用振幅衰减研究介质吸收系数。这里,只讨论研究速度分布函数的 CT 技术。

设透射时间是 t ,其表达为

$$t = \int_L \frac{1}{v(x,y)} ds \quad (6-54)$$

式中 L ——旅行路径;

$v(x,y)$ ——速度函数或速度场。

这些积分称投影(Projection)变换或 Radon 变换。现已知通过每条射线的观测时间,要计算、恢复或“重建”速度场 $v(x,y)$ 。计算 $v(x,y)$ 的方法很多,这里只介绍一种简单的方法,称代数重建法,简称为 ART。

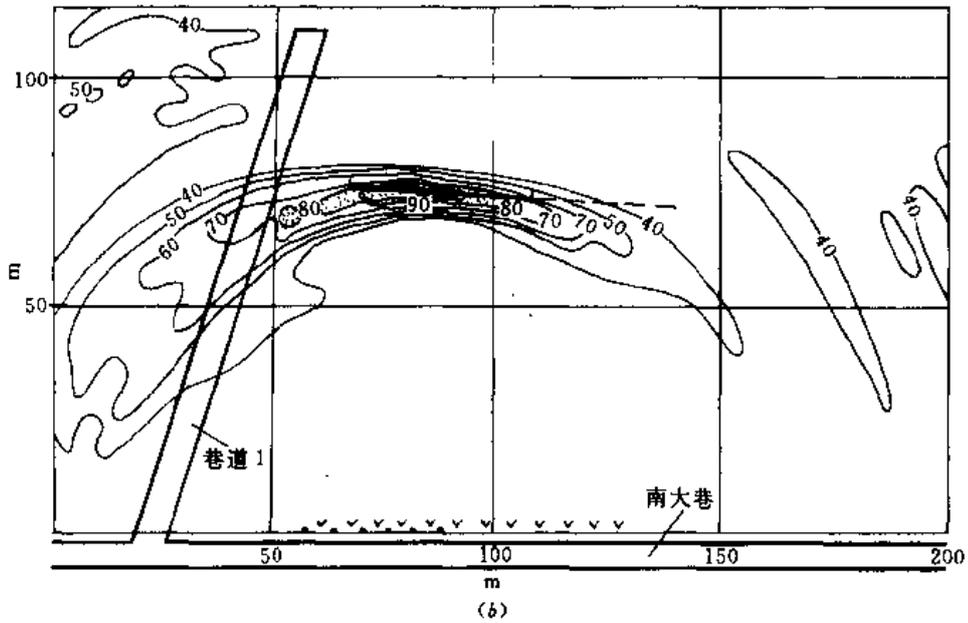
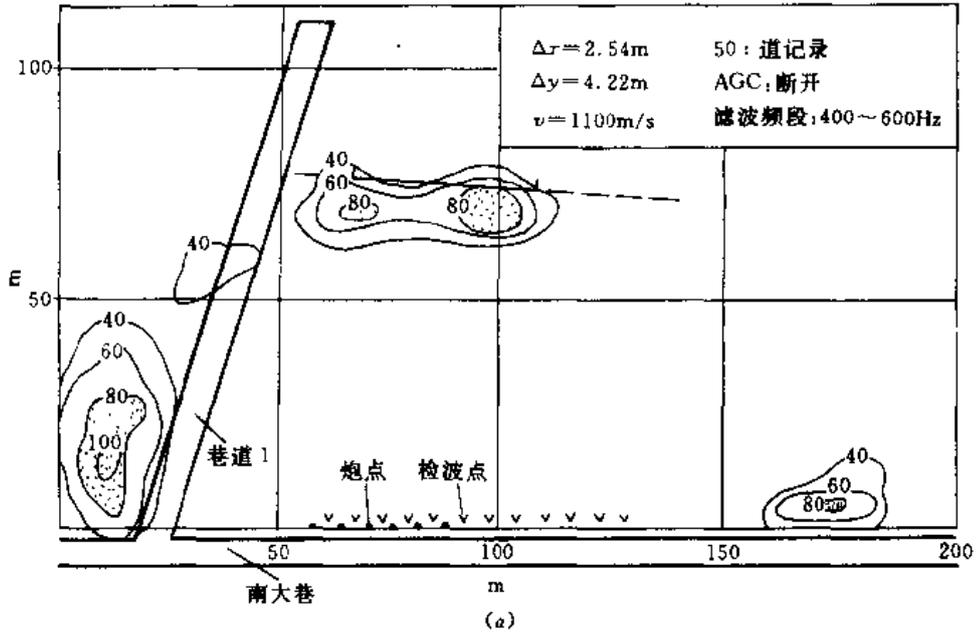


图 6-23 两分量偏移与 ELS 偏移

(a) 两分量偏移 (b) ELS 偏移

(据 Millahn 等, 1980)

ART 的基本原理是先构造一个试验解(初值), 然后不断迭代, 使之不断改变与逼近, 直到其投影(即时间 t) 与测量值在某种精度要求下一致为止。

根据 ART, 首先将射线有效覆盖区划分为若干网格, 以格点为中心、以适当半径 r 画圆, 每一个圆称为一个像素。在实际测量中有大量的炮点及接收点, 令不同震源—接收点射线总数为 I , 从某震源到某一接收点射线穿过的像素数为 J , 若第 i 条射线旅途经过的第 j 个像素内速度的平均值为 v_j , 则第 i 条射线旅行时的计算值为

$$T_i = \sum_{j=1}^J \int_{L_i} \frac{ds}{v_j(x,y)} = \sum_{j=1}^J \frac{1}{v_j} \int_{L_i} b_j(x,y) ds \quad (6-55)$$

式中 L_i ——第 i 条射线路径。

$$b_j = \begin{cases} 1 & \text{若}(x,y) \text{ 在像素}(i,j) \text{ 内} \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (6-56)$$

于是,计算值又可写为

$$T_i = \sum_{j=1}^J \frac{1}{v_j} l_{i,j} \quad i = 1, 2, 3, \dots, I \quad (6-57)$$

式中 $l_{i,j}$ ——第 i 条射线与第 j 个像素交线的长度。式(6-57)构成的矩阵称投影矩阵。在矩阵元素中, $l_{i,j}$ 的值决定于震源、接收点及像素的坐标。

给定速度场 $v(x,y)$ 的初值计算出 T_i 值,与实测值 t_i 相比,存在误差 E_i , 所以有

$$t_i = T_i + E_i \quad i = 1, 2, \dots, I \quad (6-58)$$

现已知 t_i , 要估计图像 $v_i(x,y)$ 。一般可采用最小二乘法,使

$$\sum_{i=1}^I \left(t_i - \sum_{j=1}^J \frac{1}{v_j} l_{i,j} \right)^2 \rightarrow \min \quad (6-59)$$

由此可计算一组向量 v_i 。

令第 i 条射线通过第 j 个像素的时间为 $t_{i,j}$, 则该像素内的速度平均值为

$$\bar{v}_j = \frac{\sum_{i=1}^I l_{i,j}}{\sum_{i=1}^I t_{i,j}} \quad (6-60)$$

欲知所求的速度是否真代表每条射线所受的影响,因此需要再把所有像素计算的速度函数再“渗透”回各条射线中。将第 i 条射线 K 等分,通过插值求出每一段中点的速度 $\bar{v}_{i,k}$, 则计算的初至时间为

$$T_i = \sum_{k=1}^K \frac{1}{k} \cdot \frac{L_i}{v_{i,k}} \quad (6-61)$$

经迭代计算得误差向量 E_i , 然后将其分配到该射线每一段弦长上,分配的误差量为

$$e_{i,k} = E_i \cdot \frac{l_{i,k}}{L_i} \quad (6-62)$$

经过第 j 个像素各射线误差平均值为

$$e_{i,j} = \frac{\sum_{i=1}^I e_{i,j}}{\sum_{i=1}^I l_{i,j}} \quad (6-63)$$

以 $\bar{v}_j^{+1} = \bar{v}_j + e_j$ 为新值再进行迭代,直到 E^2 的平均值达到稳定为止。

应当指出,如果使用的是通过围岩传播的 P 波初至,对其拾取的初至时间必须进行地层倾角、传播距离、介质各向异性校正以及随机误差校正;像素网格大小决定于计算机内存空间、可提供的机时、精度和分辨率的要求,像素半径 r 以略大于矩形网格对角线为宜;一个网

格点附近的小邻域可能有许多条射线通过,它们对该网格点速度的影响大小采用加权予以考虑;与中心格点相比较,边界格点射线少时则必须予以特殊处理(简单的方法就是赋以速度的平均值)。

辽宁省北票矿务局所属台吉矿 CT 探测及处理的实例如图 6-24 所示。图中用灰度表示速度的大小。灰度越深,表示速度越高。由该图可清楚看出,深色灰度圈出了 3 个明显的高速异常,其可解释为煤层内的高应力区,也即煤与瓦斯突出的异常区域。

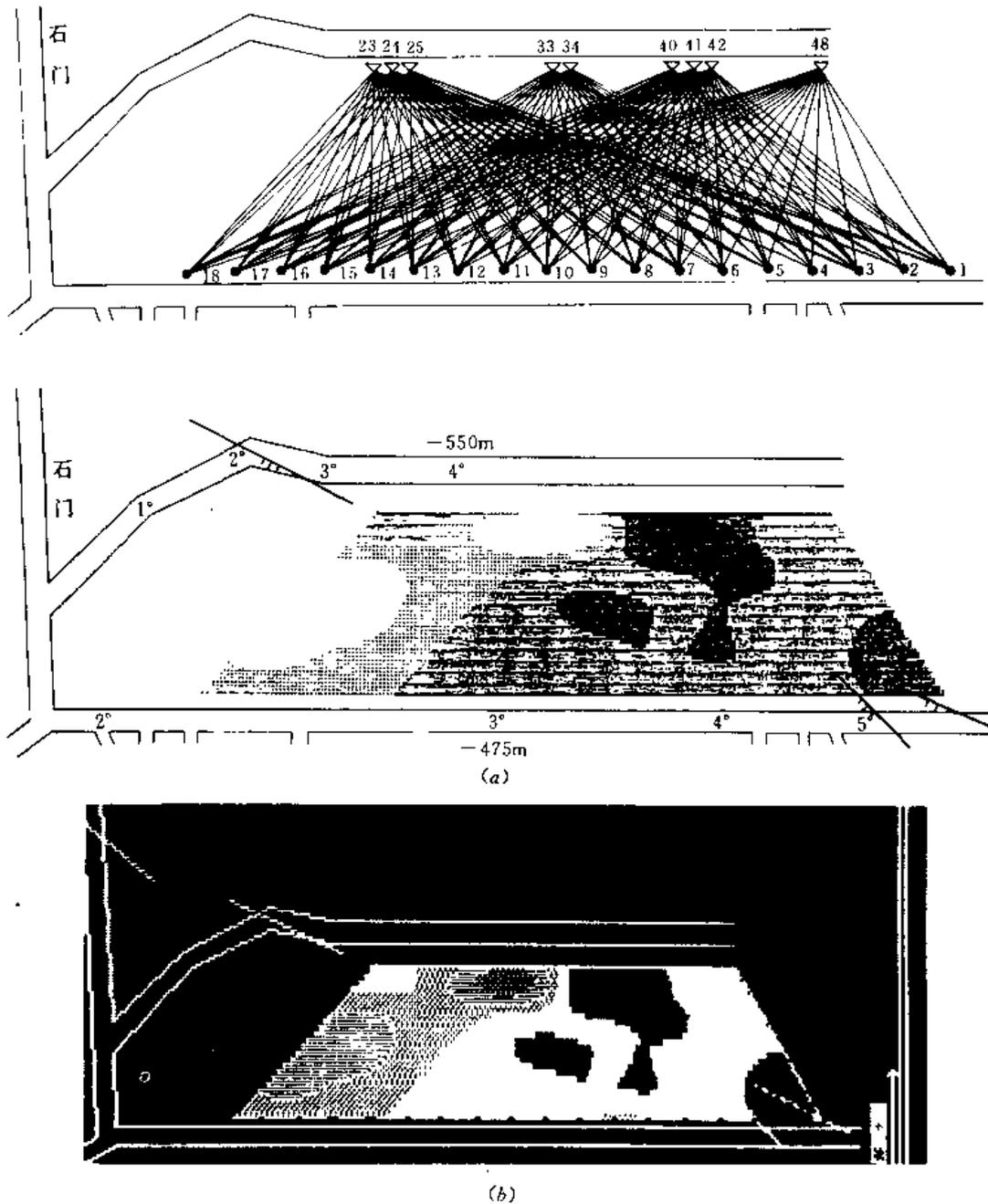


图 6-24 北票矿务局台吉矿 CT 探测及 ART 平面图

(a) 实测布置及射线平面图 (b) ART 处理结果平面图(灰度图与彩色平面图)

第九节 槽波相对透射系数成图技术

在透射测量中,常采用阴影法来圈定地质异常大致的平面位置。事实上,高频与低频震相槽波在煤层中传播能量比不一样:低频槽波频率低,即使透射区内有异常,其能量变化也不大;高频震相则衰减变化快,可较敏感地反映有无异常存在。考虑到激发、接收条件变化对能量绝对值的影响,可定义高频震相相对低频震相能量的透射系数来量化“阴影”的“浓度”或等值线,以表征异常存在的可能性大小,并在探测区内将相对透射系数直接成图。

埃里震相具有频率高、群速度低等特征。于是可定义相对透射系数为

$$RTF = \frac{\int_{f_3}^{f_4} S(x, y, f) df}{\int_{f_1}^{f_2} S(x, y, f) df} \quad (6-64)$$

式中 $S(x, y, f)$ 为 (x, y) 接收到的透射槽波频谱; $[f_1, f_2]$ 是低频震相(如 S 波)的积分区间; $[f_3, f_4]$ 是同一道高频震相的积分区间(图 6-25)。

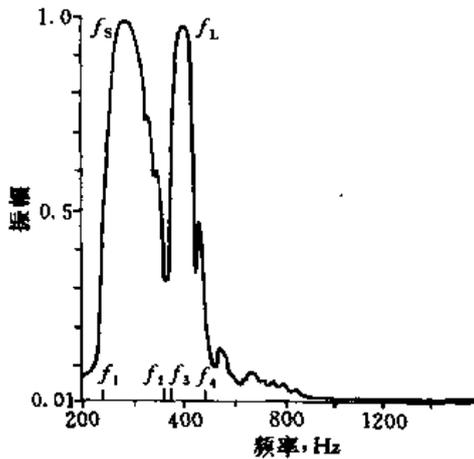


图 6-25 点 (x, y) 透射槽波地震道振幅谱
(据杨元海,1993)

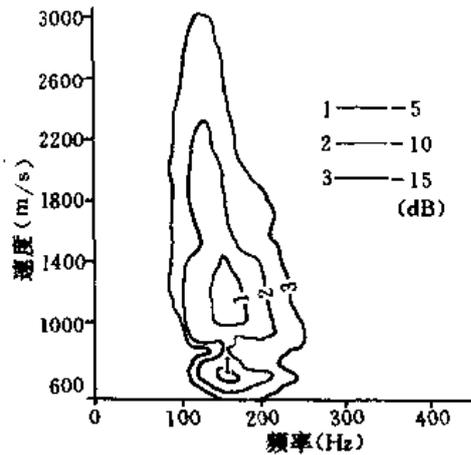


图 6-26 “大同型”槽波频散分析
(据杨元海,1993)

在有的矿区(如大同)槽波记录的振幅谱上,高、低频震相频段相近(见图 6-26)、难于区分时,可以利用它们的群速度差异按本章的第二节中速度分析结果(如图 6-27)来定义其相对透射系数。

$$RTV = \frac{\int_{v_3}^{v_4} M(x, y, v) dv}{\int_{v_1}^{v_2} M(x, y, v) dv} \quad (6-65)$$

式中, $M(x, y, v)$ 是在点 (x, y) 接收到的透射槽波地震道与邻近记录道一起、经速度分析所得到的能量速度函数,在图 6-27 中表示为纵坐标; $[v_1, v_2]$ 是高速震相槽波的积分区间; $[v_3, v_4]$ 是低速震相槽波的积分区间。

应当指出,式(6-25)的定义更具有普遍性,因为群速度间的差异总是比较大的。

现将整个探测区划分为若干小单元，把逐道计算的相对透射系数值赋予该射线所穿越的所有小单元，对多条射线穿越的单元具有多值时，取其大值，最后以灰度、符号或等值线对异常体可能位置进行相对透射系数平面成图。在图上值越高，表示相对透射能量越强；否则，越弱，越有可能是地质异常。

图 6-28 是湖南涟邵矿务局牛马司矿 2323 工作面相对透射系数平面图。图中的数字表示沿巷道布置的测点，其周围以细圆点表示未经透射的“盲区”；点 1、10、57 及 61 组成的梯形“低阻”区，表示没有落差大于 1/2 煤厚的走向或近走向断层存在；中间的“高阻区”表示有较大的断层存在，断层走向与煤层倾向有较大差异；在点 12、13 间的“中阻”区，可能有较小断层向测区内延伸并逐渐尖灭。

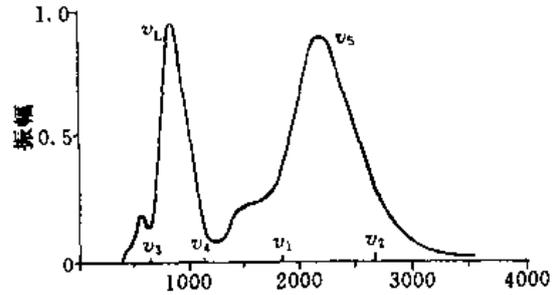


图 6-27 透射槽波速度分析
(据杨元海, 1993)

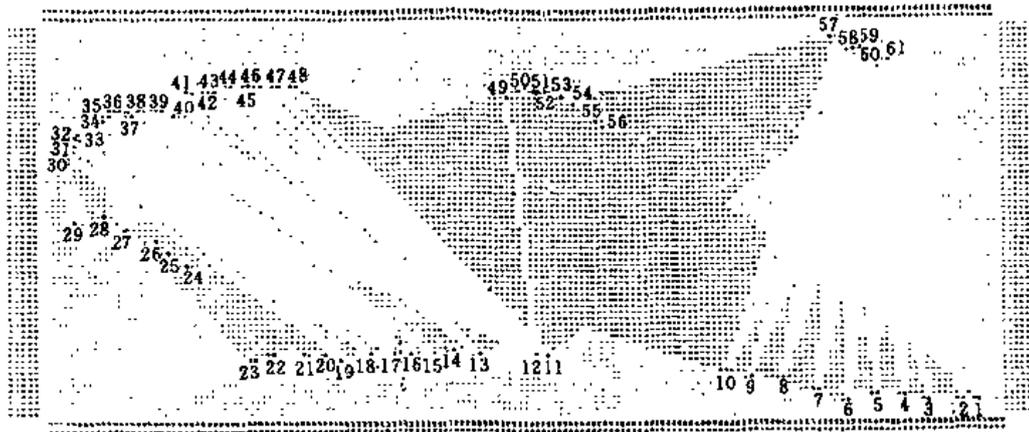


图 6-28 涟邵矿务局牛马司矿 2323 工作面槽波相对透射系数图
(据杨元海, 1993)

第七章 槽波数据分析与处理的 MISS 系统

MISS 是 Microcomputer In-Seam Seismics 的缩写,是由本书作者自 80 年代初根据我国煤矿槽波勘探的需要参考德国 WBK 的 ISS 槽波专用处理软件的功能而研制、开发的一套微机槽波资料处理系统。通过几年的努力,现在已经逐步完善,并且在多种机型上运算和进行实际资料的处理,取得了初步的效果。随着槽波地震勘探技术的逐步推广应用,要求要轻便、价廉的采集系统以满足目前生产和科研的需要,随之而来的便是数据微机处理系统必将得到进一步重视和发展。MISS 系统也会在实践中得到进一步完善和应用。

后来又完成了槽波积分法与有限差分法理论合成、槽波衰减及补偿、槽波再压缩、透射槽波 CT 成像与阴影法成像及齐全的显示、打印输出等模块的编制,正待装入 MISS。

第一节 MISS 系统的一般配置及特点

MISS 系统 1988 年版首先考虑到现阶段的技术水平、特别是微型计算机的发展水平,在 80 年代中期的条件下选用当时最基本的软、硬件配置,以最大可能满足现实情况的需要。MISS 系统首先是在 VICTOR—9000 上建立的,然后移植到 STM PC,IBM PC/XT 等机型,现也可在 PC286、386 及 486 等微机上运行。

1. MISS 系统的一般配置

微 机:IBM PC286、386、486 及其兼容机;

输出设备:EPSON、LQ 系列打印机,各种类型绘图仪;

操作系统:DOS 2.0 以上版本;

语 言:QBASICA、GWBASIC、BASIC Compiler、FORTRAN77 以及 MACRO ASEMBLE。

由此可见,MISS 系统的配置要求是很低的,由于目前微型计算机功能的迅速增强,MISS 系统必将具有很强的适应性。

2. MISS 系统的特点

① 该系统可同时用于槽波地震勘探及室内槽波物理模型或地震物理模型数据的分析和处理。

② 本系统采用模块结构,各模块独立编写、独立使用标号、独立编译。这样,可以使增加和修改模块变得非常容易。

③ 基本采用编译 BASIC 编写,使得语言大众化,便于为现场技术人员接受。

④ 采用“菜单”式操作,可以很方便地进行批量作业和各种参数试验。

⑤ MISS 系统已将有关的地震处理软件编为一体,无需在规模宏大的地面地震勘探处理软件系统下运行。

⑥ MISS 系统价格低廉。

第二节 MISS 系统的构成

MISS 系统共由五大部分组成:预测程序部分;采集程序部分;分析程序部分;处理程序部分;输出程序部分。共有 40 多个功能模块,其主要的程序模块及功能如下:

1. 预测程序部分

主要功能是为现场施工前作槽波的参数预测,其功能模块有两个:频散预测(FREQD)和振幅深度分布预测(AMDEP),通过进入“预测分菜单”(PRENU)来选择其中模块,当进入“预测分菜单”时,CRT 上显示表 7-1 字样。

通过选择可以实现有关计算或退出预测“菜单”、返回“主菜单”,其中:

FREQD:通过给定实际的煤层、围岩结构与物性等有关参数,进行频散曲线的理论计算,预测槽波的有关特征参数,如埃里相位频率、频散特征等。

AMDEP:计算槽波的振幅深度分布,以指导施工和进行参数选择。

2. 采集程序部分

该程序主要是针对国产模拟槽波仪 TZKC—9 型数据转换及物理模型试验数据采集而设计的,由“采集分菜单”控制,具体形式如表 7-2 所示。其中选择“1”便可进行有关数据的转换和采集。

3. 分析程序部分

分析程序是对实测槽波数据进行频谱、频散等分析,为处理和认识槽波提供参数,也为解释提供分析服务,“分析分菜单”目录如表 7-3 所示。

通过选择参数可以进行如下 5 个分析过程:

① 两分量分析(2 COMPONENTS):对某一检波点 X、Y 两分量记录进行分析,包括线性度及极化角函数的分析,为识别槽波波型、极化滤波、分量旋转提供依据。

② 时—频分析(FREQUENCY—TIME):对某一道地震信号分析其频率成分随时间的变化规律,以识别槽波出现的时间段。

③ 速度分析(VELOCITY):利用透射槽波资料,分析其能量传播的速度。

表 7-1

PREDICT MENU MISS	
1	DISPERSION
2	AMPLITUDE-DEPTH DISTRIBUTION
3	RETURN TO MAIN MENU
ALT-C	RETURN TO SYSTEM

INPUT CHOICE (1-3) CHO: ? 1

表 7-2

ACQUISITION MENU MISS	
1	ACQUISITION
2	RETURN TO MAIN MENU
ALT-C	RETURN TO SYSTEM

INPUT CHOICE (1-2) CHO: ? 1

表 7-3

ANALYSIS MENU MISS	
1	2 COMPONENTS
2	FREQUENCY-TIME
3	VELOCITY
4	MULTI-FILTERING
5	FREQUENCY SPECTRUM
6	RETURN TO MAIN MENU
ALT-C	RETURN TO SYSTEM

INPUT CHOICE (1-6) CHO: ? 4

- ④ 多次滤波分析(MUTI-FILTERING);从实际槽波记录中提取频散特征。
- ⑤ 频谱分析(FREQUENCY SPECTRUM):对任选的道段记录进行振幅谱分析。

4. 处理程序部分

处理程序模块共有 14 个,有一些为专用模块,而大部分则为一般地震勘探中常见,“处理分菜单”如表 7-4 所示,各模块名称如下:

- ① 数据输入(DATA INPUT);
- ② 切除(MUTING);
- ③ 编辑(EDITING);
- ④ 组合(ARRAY);
- ⑤ 缩放(SCALE UP/DOWN);
- ⑥ 频域门式滤波(WFFILTR);
- ⑦ 频域高斯滤波(GFILTR);
- ⑧ 递归滤波(FILTER);
- ⑨ 时域包络(ENVELOPE);
- ⑩ 频域包络(FENVELOPE);
- ⑪ 频域滤波—包络(FILTR—ENVELOPE);
- ⑫ 叠加(STACK);
- ⑬ 平滑(SMOOTH);
- ⑭ 数据输出(DATA OUTPUT)。

由于上述各模块均为常规模块,其功能不再分述。

表 7-4

PROCESSING MENU OF MISS			
1	DATA INPUT	11	FILTR-ENVELOPE
2	MUTING	12	STACK
3	EDITING	13	SMOOTH
4	ARRAY		
5	SCALE UP/DOWN		
6	WFFILTR		
7	GFILTR		
8	FILTER		
9	ENVELOPE		
10	FENVELOPE	20	DATA OUTPUT
0	RETURN TO MAIN MENU		
ALT-C	RETURN TO SYSTEM		

```

INPUT PROCESSING SEQUENCE (0-20) CHO(I);
CHO(0)=? 1
CHO(1)=? 6
CHO(2)=? 20
CHO(3)=?
PROCESSING SEQUENCE IS:1+6+20
SEQUENCE: OK;? Y

```

5. 输出程序部分

在进入“输出分菜单”时，CRT 上显示表 7-5 字样。

它共包括 10 个模块：

- ① 道集输出；
- ② 频谱输出；
- ③ 两分量分析输出；
- ④ 频率—时间分析输出；
- ⑤ 速度分析输出；
- ⑥ 频散预测输出；
- ⑦ 振幅—深度分布预测输出；
- ⑧ 多次滤波频散分析输出；
- ⑨ 叠加输出；
- ⑩ “剖面”输出。

用户选择执行某一结果输出，只要键入相应模块的序号便可进入该模块、执行使用者要求的输出。

6. 主菜单

上述各“分菜单”都是在“主菜单”控制下进行的，一旦进入“主菜单”，在 CRT 上便有表 7-6 的显示，用户根据需要键入有关选择的序号，如在表 7-6 上键入“4”即进入其相应的“处理分菜单”。

其中：

- ① PREDICTION——预测分菜单
- ② ACQUISITION 采集分菜单
- ③ ANALYSIS 分析分菜单
- ④ PROCESSING 处理分菜单
- ⑤ DISOUT 显示分菜单
- ⑥ EXIT 退出 MISS 系统。

表 7-5

DISPLAY & PLOT MISS	
1	GATHER OR TRACES
2	FREQ. SPECTRUM
3	2 COMPONENTS
4	FREQUENCY-TIME
5	VELOCITY
6	DISPERSION
7	AMPLITUDE-DEPTH
8	MULTI-FILTERING
9	STACK
10	SECTN
11	RETURN TO MAIN MENU
ALT-C	RETURN TO SYSTEM

INPUT CHOICE (1-11) CHO: ? 1

表 7-6

~~~~~ MAIN MENU ~~~~~	
~~~~~ MISS ~~~~~	
1	PREDICTION
2	ACQUISITION
3	ANALYSIS
4	PROCESSING
5	DISOUT
6	EXIT

INPUT CHOICE (1-6) CHO: ? 4

第三节 MISS 系统操作流程

MISS 系统的总流程如图 7-1 所示。

在一般情况下运行流程则如图 7-2 所示。

总流程图由 MISS·BAT 批作业文件控制、顺序执行，也可非正常中断、甚至退出 MISS 系统、返回 DOS。

1. 启动

开机，直接进入 MISS 所在盘区；在 DOS 下键入“MISS”即可启动。

启动之后，继而输入全局性参数，亦可非正常中断退出。

2. 全局性参数的输入

按计算机提示,由用户根据具体情况顺序输入。

为了减少麻烦、方便操作,在提示输入的同时还显示了上一次所输入的“曾用值”。若无需改变,则按 RETURN 键。

在输入完所有参数后,在屏幕上一并列,经核查无误键入“Y”(es),所列参数存于文件“PAMTR. DAT”;若核查发现有误则键入“N”(o),重新输入、直到无误为止。

所有参数、包括以后输入的局部参数,其单位如下:

时间(包括记录、处理及时窗长度等):

模型试验/野外磁带, $\mu\text{s}/\text{ms}$;

速度: m/s ;

距离: m ;

频率,模型试验/野外磁带, kHz/Hz 。

输入完毕,一般则进入“主菜单”操作,亦可非正常中断而退出。

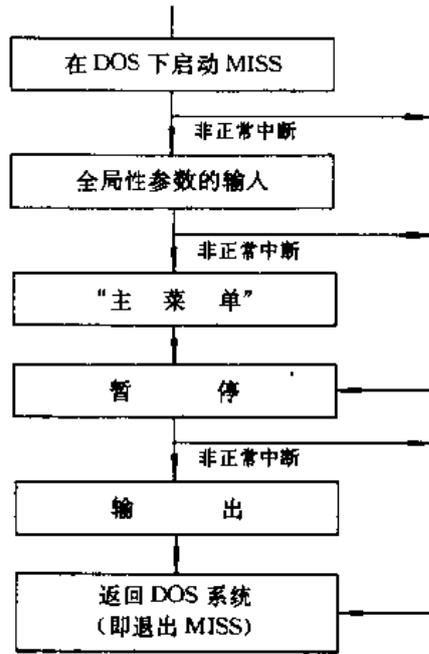


图 7-1 MISS 总流程图

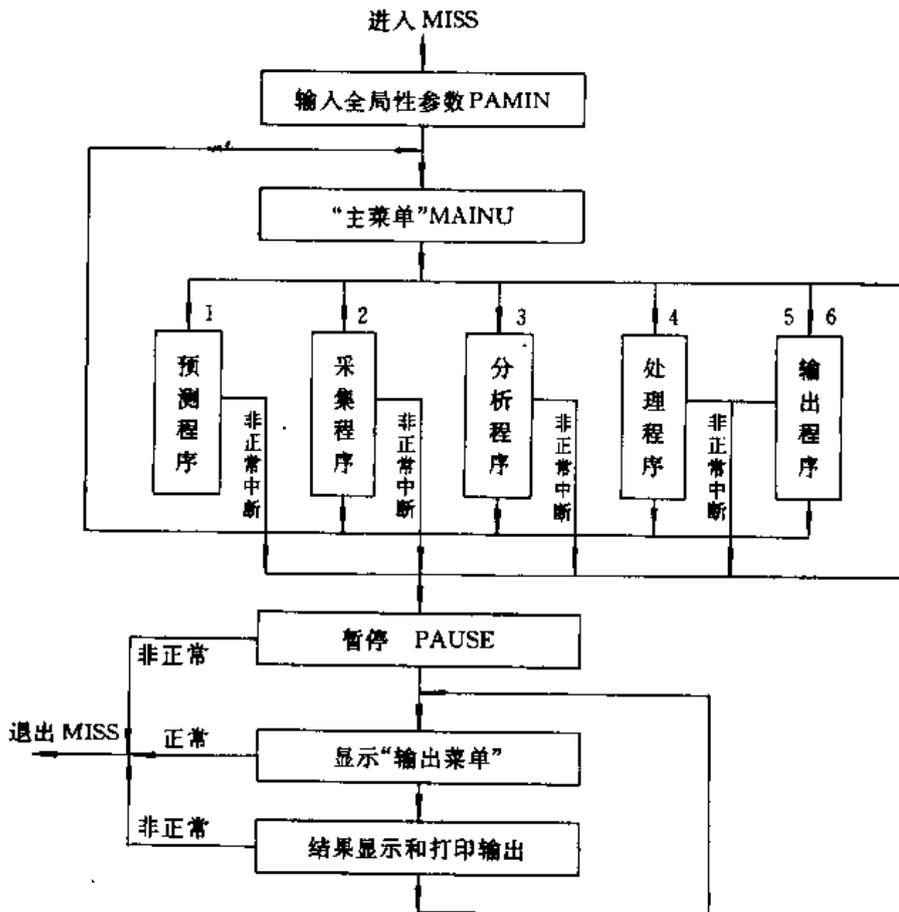


图 7-2 MISSFC 运行流程图

3. 主菜单操作

进入“主菜单”操作后,可选择进入用户要求的分析、处理等“分菜单”,可执行必要的分析处理等,或者非正常中断而退出。

4. 绘图或显示打印输出

按着用户的要求选择输出相应的结果。

对 VICTOR—9000 机,可在退出 BASIC Compiler 之后进入 GWBASIC,调入相应的显示、打印输出程序,将计算结果在 CRT 上显示,并从打印机硬拷贝屏幕、打印输出。

下面是 MISS 系统处理阜新平安矿火成岩墙反射测量实例。

如图 7-3(a)下山巷道中揭露了火成岩墙,现要追踪其走向,于是在回风巷内布置了几个反射排列。

图 7-3(b)(c)(d)给出的是该排列的反射记录及稍做处理的结果。图 7-3(b)是原始记录,有超调现象,后面的反射几乎看不见。经过适当处理之后以包络显示的同一张记录示于图 7-3(c)(d)。图上反射槽波明显可见,通过相邻几张记录解释,火成岩墙几乎平行巷道向左延伸。其处理流程如下:首先通过频散分析、频率时间分析,对原记录中存在的槽波识别其有无,若有则对其主要能量的频率成分(埃里相位频率成分)进行提取,并经过适当修饰。由图 7-3 可见处理效果还是非常明显的。

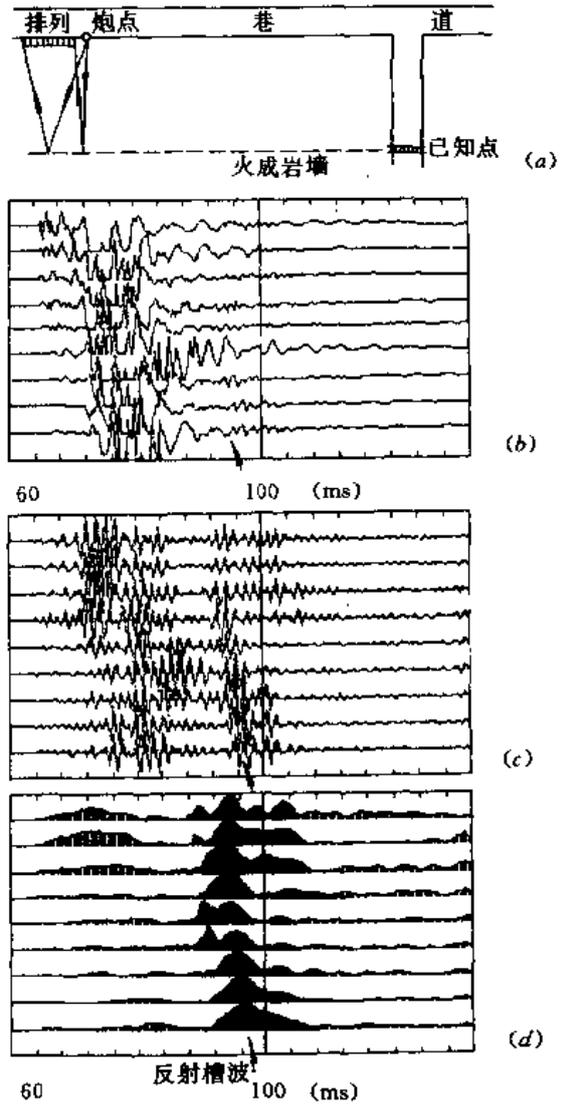


图 7-3 阜新平安矿火成岩墙反射测量的实例

(a) 测量平面布置图 (b) 原始反射记录

(c) 经窄带滤波 (d) AGC 与包络

第四节 重采样及频域计算方法

利用微机分析和处理 ISS 数据,还存在着运行速度较慢和内存空间较小两个突出的问题。在开发 MISS 系统中,作者主要采取了以下措施:

- ① 配置带协处理器较高档的微机,最好同时配置加速板(当时配置了 AP320);
- ② 采用 BASIC Compiler 及 QBASIC 与汇编语言混合编程,或其它高级语言;
- ③ 重采样,加大一倍采样间隔 Δt ,尽可能缩短处理长度,使处理运算工作量成倍减少;

④ 采用频域的分析与处理方法。

在本节着重讨论重采样及频域的分析与处理方法。

一 重采样

设已有离散时间序列 $f_n (n=0, 1, 2, \dots, N-1)$, 其采样间隔为 Δt 。MISS 系统中所谓重采样, 指对离散序列 f_n 恢复为连续信号 $g(t)$ 后以加大采样间隔 $\Delta t' = 2\Delta t$ 的重新采样。重采样后新的时间序列为

$$f_n' = f(m \cdot 2\Delta t) \quad m = 0, 1, 2, \dots, M-1 \quad (7-1)$$

新旧离散时间序列的频谱之间存在如下关系

$$F_{\Delta t'}(f) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G\left(f + \frac{m}{\Delta t'}\right) \quad (7-2)$$

式中

$$G(f) = \begin{cases} F_{\Delta t}(f), & -f_N \leq f \leq f_N \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (7-3)$$

为 $g(t)$ 的频谱; $F_{\Delta t}(f)$ 是原时间序列的频谱, 它是以 $\frac{1}{\Delta t}$ 为周期的函数; $F_{\Delta t'}(f)$ 是新时间序列的频谱, 它是以 $\frac{1}{\Delta t'} = \frac{1}{2\Delta t}$ 为周期的函数; $f_N = \frac{1}{2\Delta t}$ 为 f_n 的 Nyquist 频率。式 (7-3) 表明, 在 $[-f_N, f_N]$ 之外, $G(f) \equiv 0$, 因此, 重采样序列 f_n' 的频谱 $F_{\Delta t'}(f)$ 仅为有限项的叠加, 只是 Nyquist 频率 $f_N = \frac{1}{2\Delta t}$ 。若以 $\frac{1}{\Delta t'}$ 为周期分段, 除在 $[-3f_N, -f_N]$ 、 $[-f_N, f_N]$ 及 $[f_N, 3f_N]$ 三个区间之外, 其余全为零。一般, 从地震仪去假频滤波器的设计以保证

$$F_{\Delta t'}(f) \approx 0 \quad -3f_N \leq f \leq -f_N \text{ 及 } f_N \leq f \leq 3f_N \quad (7-4)$$

则有

$$F_{\Delta t'}(f) \approx F_{\Delta t}(f) \quad -f_N \leq f \leq f_N \quad (7-5)$$

这表明, 重采样前后的信号是近似的。

图 7-4(a) 是太原西山官地矿北二采区实测槽波记录, $\Delta t = 0.64\text{ms}$; 图 7-4(b) 是以 $\Delta t' = 2\Delta t = 1.28\text{ms}$ 重采样后的记录, 与重采样前十分近似; 图 7-4(c)(d) 分别是上述记录中第 6 道、时窗 210~300ms 信号的频谱 (注意两图横坐标比例略有不同), 二者几乎是一样的。

加大采样间隔重采样后, 处理工作量可减少一半。

二 两实信号同时进行傅氏变换

在 MISS 系统中, 时-频分析、滤波、多次滤波频散分析等不少模块都是在频域中进行运算的。从时域到频域或再从频域返回时域, 需要进行大量的、多次的傅氏变换。虽然都采用快速正反傅氏变换 (FFT、IFFT), 但仍是分析处理中占机时多的运算之一, 为减少运算量, 在 MISS 系统中都采用两实信号并行进行 FFT 和 IFFT 的办法。

在 FFT 中, 均设时间序列为一个复序列。实际上, 地震信号都可认作实序列。在这种条件下, 当然可以构造一个虚部全为零的复序列进行运算, 但必然要引入大量的零参与运算。这在运算时间和内存空间的使用等方面都是极大的浪费。下面讨论两实信号同时实现 FFT 的方法。

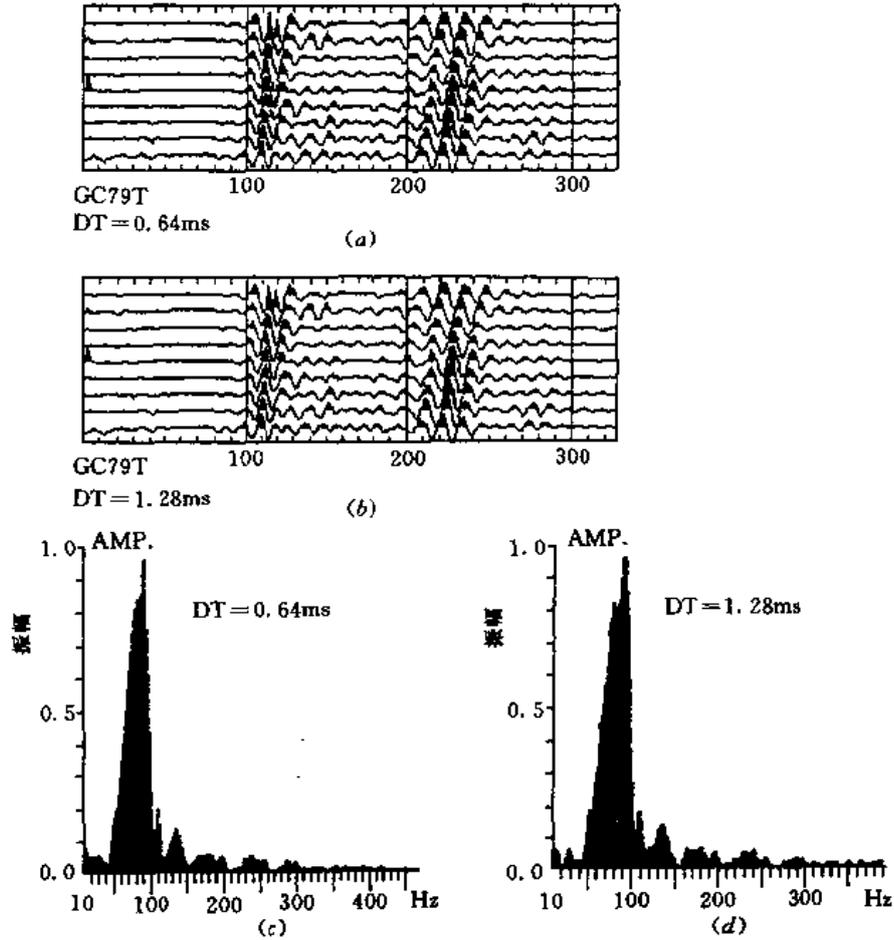


图 7-4 重采样实例

(a)、(b) 分别为重采样前($\Delta t=0.64\text{ms}$)后($\Delta t'=1.28\text{ms}$)的记录
 (c)、(d) 分别为第 6 道和时窗 210~300ms 相应的信号频谱

设有两实信号时间序列 $x_n, y_n (n=0, 1, 2, \dots, N-1)$, 其中 $N=2^l (l=1, 2, \dots)$, 它们的 FT 分别为

$$X_m = A_m + iB_m \quad m = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-6)$$

$$Y_m = C_m + iD_m \quad m = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-7)$$

用 x_n, y_n 构造一个复序列

$$z_n = x_n + i y_n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-8)$$

其 FT 为

$$z_m = X_m + i Y_m \quad m = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-9)$$

若用 $N-m$ 代替式(7-9)中的 m , 则有

$$z_{N-m} = X_{N-m} + i Y_{N-m} \quad m = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-10)$$

两边同时取共轭

$$z_{N-m}^* = X_{N-m}^* - i Y_{N-m}^* \quad (7-11)$$

根据离散傅氏变换(DFT)复共轭的性质, 对实信号有

$$X_{N-m}^* = X_{N-m}; \quad Y_{N-m}^* = Y_{N-m} \quad (7-12)$$

于是

$$Z_{N-m}^* = X_{N-m} - i Y_{N-m} \quad (7-13)$$

或

$$Z_{N-m} = Z_{N-m}^* + i Y_{N-m}^* \quad (7-14)$$

联立式(7-9)与式(7-13),可解出 X_m 与 Y_m , 进而有

$$\begin{cases} A_m = \frac{1}{2}(\operatorname{Re}Z_m + \operatorname{Re}Z_{N-m}); \\ B_m = \frac{1}{2}(\operatorname{Im}Z_m - \operatorname{Im}Z_{N-m}); \\ C_m = \frac{1}{2}(\operatorname{Im}Z_m + \operatorname{Im}Z_{N-m}); \\ D_m = \frac{1}{2}(\operatorname{Re}Z_{N-m} - \operatorname{Re}Z_m). \end{cases} \quad m = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-15)$$

式中 Re 、 Im 分别表示一个复数的实部与虚部。根据式(7-15), 可以从两个实信号 x_n 、 y_n 各自 FT 的实部与虚部实现两实信号并行的 FFT 及 IFFT。采用这种办法, 在时域与频域相互变换时, 可节省一半运算量。

在时-频分析中, 两相邻时窗(可能不同程度地重叠)的信号 x_n 与 y_n 同时进行 FFT, 然后按式(7-15)进行分解, 即可求得相应时窗的振幅谱

$$|X_m| = \sqrt{A_m^2 + B_m^2}; \quad (7-16)$$

$$|Y_m| = \sqrt{C_m^2 + D_m^2}. \quad (7-17)$$

图 7-5 是淮北朱庄矿实测槽波记录的时-频分析。图上可以判断从 90~130ms 为槽波, 其频率随时间不断升高。

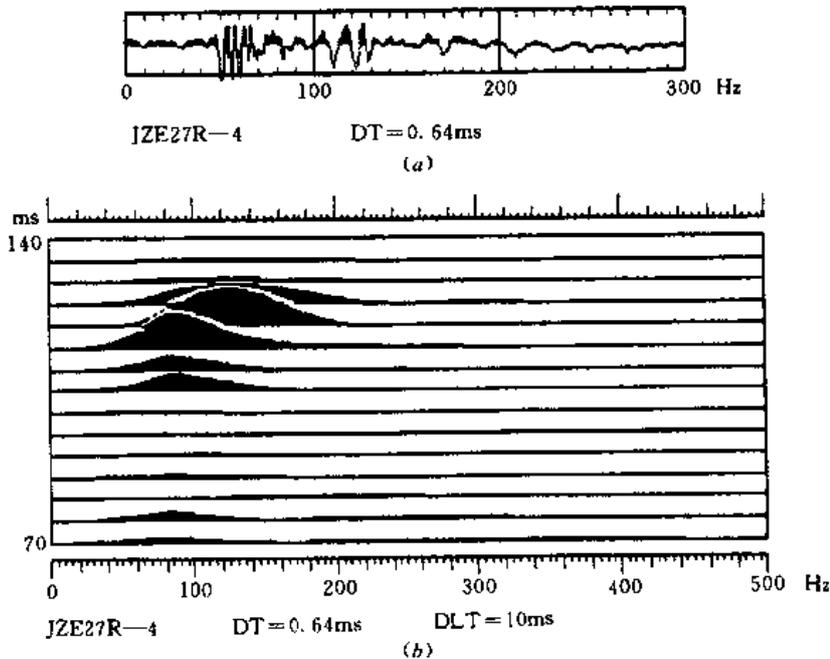


图 7-5 淮北朱庄矿一道槽波记录时-频分析实例
(a) 实测记录 (b) 时频分析结果

三 两实信号同时进行滤波

若用两实信号 x_n, y_n 构造一个复序列

$$z_n = x_n + iy_n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-18)$$

经零相位滤波因子为 h_n 的滤波输出, 在时域上有

$$\hat{z} = z_n * h_n = (x_n + iy_n) * h_n \quad (7-19)$$

式中, 符号 $*$ 表示褶积运算。考虑到式(7-12), 在频域上则有

$$\hat{Z} = Z_m \cdot H_m + i Y_m \cdot H_m \quad 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \quad (7-20)$$

$$\hat{Z} = X_m \cdot H_m - i Y_m \cdot H_m \quad \frac{N}{2} < m \leq N-1 \quad (7-21)$$

式中, H_m 是零相位滤波器 h_n 的频率响应或频谱。

经 IFFT, 则得滤波输出

$$\hat{z}_n = \hat{x}_n + i\hat{y}_n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-22)$$

式中

$$\hat{x}_n = x_n * h_n = \text{Re}\hat{z}_n \quad (7-23)$$

$$\hat{y}_n = y_n * h_n = \text{Im}\hat{z}_n \quad (7-24)$$

可见, IFFT 后的实部与虚部恰好分别是两实信号序列经过同一零相位滤波器 h_n 滤波的输出。

滤波是地震资料数字处理的基本手段, 同样也是 ISS 数据处理中用窄带滤波提取埃里震相、用多次滤波技术对槽波信号进行频散分析等的基本方法。在 MISS 系统中, 对两地震道、或同一地震道两不同中心频率同时实现滤波, 可以减少 FFT 或 IFFT 一半以上的运算工作量。

图 7-6 给出了 MISS 系统中多次滤波频散分析的框图; 图 7-7 是记录道用多次滤波技术进行频散分析的结果, 其埃里震相群速度在 1650m/s 左右, 埃里震相频率在 350Hz 左右。

四 两实信号同时进行包络计算

包络计算在本章第二节已经讨论过, 其关键步骤是从观测的地震信号道经希尔伯特变换计算虚地震道。实际上, 希尔伯特变换就是一个滤波过程, 其滤波器的频率响应为

$$H_m = \begin{cases} -i & 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \\ i & \frac{N}{2} < m \leq N-1 \end{cases} \quad (7-25)$$

在 MISS 系统中, 希尔伯特变换是在频域中两道并行完成的。

设有两实地震道 x_n, y_n ($n=0, 1, 2, \dots, N-1$), 经 FFT 后分别有

$$X_m = A_m + iB_m \quad (7-26)$$

$$Y_m = C_m + iD_m \quad (7-27)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

若由 x_n, y_n 构造复序列

$$z_n = x_n + iy_n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-28)$$

经 FFT, 有

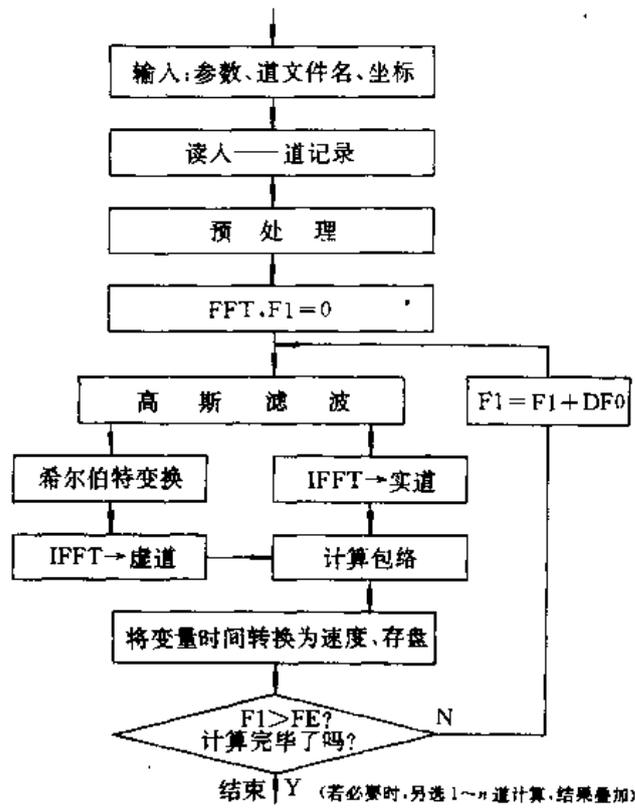


图 7-6 多次滤波频散分析框图

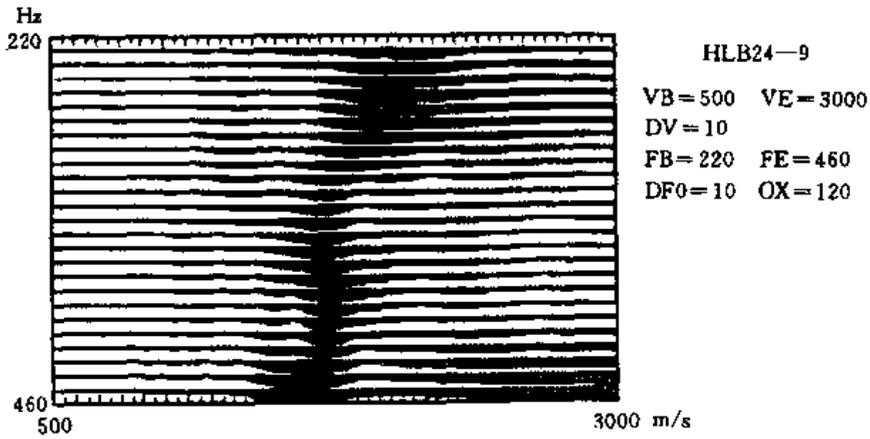


图 7-7 李子嘎矿多次滤波频散分析实例

$$\begin{cases} Z_m = X_m + i Y_m = (A_m - D_m) + i(B_m + C_m) & 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \\ Z_{N-m} = X_m^* + i Y_m^* = (A_m + D_m) - i(B_m - C_m) & \frac{N}{2} < m \leq N - 1 \end{cases} \quad (7-29)$$

在频域经希尔伯特变换, 则得

$$\begin{cases} \hat{Z}_m = iZ_m = (B_m + C_m) - i(A_m - D_m) & 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \\ \hat{Z}_{N-m} = -iZ_{N-m} = (B_m - C_m) + i(A_m - D_m) & \frac{N}{2} < m \leq N-1 \end{cases} \quad (7-30)$$

比较希尔伯特变换前后的式(7-29)与式(7-30)可知,该变换仅做了如下的变换

$$\begin{cases} \operatorname{Re}\hat{Z}_m = \operatorname{Im}Z_m, \operatorname{Im}\hat{Z}_m = -\operatorname{Re}Z_m & 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \\ \operatorname{Re}\hat{Z}_{N-m} = -\operatorname{Im}Z_{N-m}, \operatorname{Im}\hat{Z}_{N-m} = \operatorname{Re}Z_{N-m} & \frac{N}{2} < m \leq N-1 \end{cases} \quad (7-31)$$

通过 IFFT,得

$$\hat{z} = \hat{x}_n + i\hat{y}_n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-32)$$

其实部与虚部分别代表了两实地震道经希尔伯特变换后所得的虚地震道,于是两地震道的包络为

$$E_{1n} = \sqrt{x_n^2 + \hat{x}_n^2} \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (7-33)$$

$$E_{2n} = \sqrt{y_n^2 + \hat{y}_n^2} \quad (7-34)$$

显然,两实地震道并行计算包络同样也可成倍地减少 FFT、IFFT 的运算量,在 MISS 系统中的计算框图如图 7-8 所示。

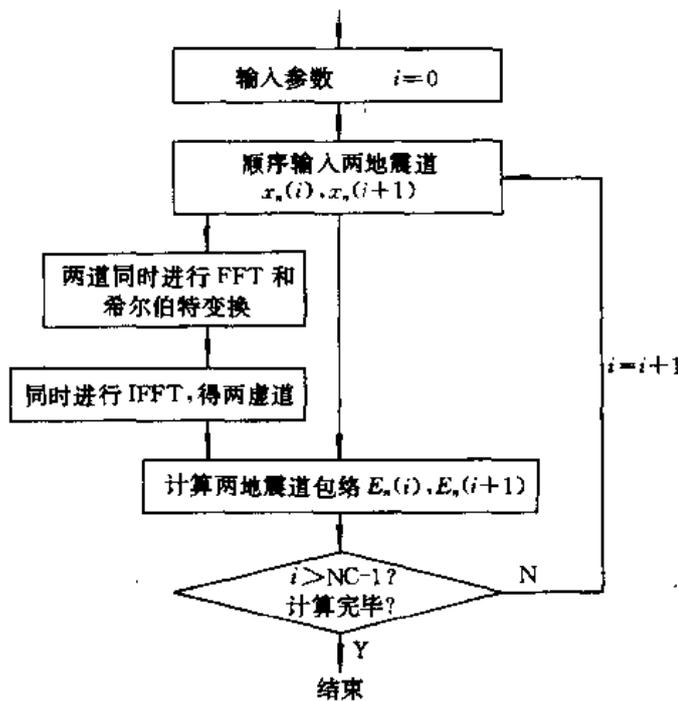


图 7-8 两地震道计算包络框图

在窄带滤波提取埃里震相之后又进行包络计算时,MISS 系统也在频域上并行实现。这样,可将 8 次 FFT 及 IFFT 减少到 3 次(其中 1 次 FFT、2 次 IFFT),可更显著地提高运算速度。

第八章 槽波地震勘探应用中的几个问题

由于槽波的频散、探测目标走向的随意性,槽波地震勘探从数据采集到数据处理、资料解释等都具有若干不同于地面地震勘探的特点。在此,作者不列举槽波地震勘探具体应用的实例,只强调几个与槽波地震勘探技术应用有关的问题。

第一节 槽波地震勘探选用的槽波波型、振型及震相

在煤层内激发时,由于震源及周围介质的非球对称性,不仅产生P波也产生S波,不仅有SV波也有SH波。因此,可能同时形成R波和L波在煤层及其邻近岩石中传播。在槽波地震勘探实践中,一般选用L波。其理由如下:

① L波仅由SH波干涉形成。形成条件只要求煤层S波速度小于围岩S波速度,这一条件总可以被满足。L波物理构成简单,易于研究解释。R波是P波与SV波干涉形成的,只有当煤层中的S波速度与P波速度同时小于围岩的S波速度时,煤层才能对煤层中激发的地震能量有效地制导。R波形成条件要求苛刻,物理构成复杂。

② L波只有一个振动分量。因此,只需用两分量同时记录就已足够,即一个接收点两个地震道,设备量较少。对于R波,最好用三分量记录。

③ L波参数对各种异常的反映比R波敏感,具有较高的分辨率。Azarov(1988)通过理论模拟计算指出,当煤层厚度变薄时,槽波群速度与振幅都要发生变化。当煤层厚度变薄80%时,利用L波振幅及群速度变化的分辨率相当于R波分辨率的2.4~2.6倍。

④ 对于基阶振型L波,在煤层中心面(有夹矸时,在厚分层中心面)振幅分布达极大值,有利于振动的激发与接收,施工也较方便。

在理论上L波有一族振型,实际上几乎只利用其基阶振型。由于激发的震源信号本身高频成分弱且高频成分衰减快,因此高阶振型很弱或根本不能有效形成。数字模拟与理论分析取得了相同的结论:槽波的总能量主要是由基阶振型所携带。

布列霍夫斯基(1985)从理论上计算了弹性半空间上覆有一水层的情况。结果表明,在水层中激发的前三阶($n=0,1,2$)振型槽波能量之比约为4:2:1,基阶振型最发育、能量最强。在各阶振型中,基阶振型频率最低,频率低且具有衰减慢、探测范围大的优点;然而,频率低又存在分辨率较低的不足。如果能同时利用 $n \geq 1$ 的高阶振型较弱的信号,必将有助于提高槽波地震勘探的勘探精度和地质效果。

在群速度极小点埃里震相附近有一个较宽范围的波分量,因群速度相近具有强的相干性,出现所谓埃里震相增强,在整个槽波波列上形成一个强振幅的埃里震相。它以其振幅大、频率高、速度最小和出现在波列尾部等突出的特征而易于辨别。埃里震相还具有几何衰减

(包括波前扩散和几何频散)最小、有随距离增大而相对增强的趋势。因此,在槽波地震勘探中,有时主要拾取埃里震相,通过对其分析和研究来进行地质异常的检测,较高的埃里震相频率还可获得较高的分辨率。

实际地质介质绝非完全弹性。如果考虑到介质的吸收作用,槽波将遭到一个与频率呈线性的衰减,埃里震相将衰减得更快。Buchanan(1978)在讨论了SH槽波的衰减后指出,只有在一定范围内,埃里震相才具有最大的振幅,而在更大的范围内埃里震相比较低的几何衰减将被比低频分量更高的吸收衰减所抵消。因此,或者进行反Q滤波、以补偿埃里震相的吸收衰减;或者选用比埃里震相比较低的频率进行探测。其下限频率根据Dresen等人(1976)的准则,由式(3-9)和式(3-10)决定。

因此,在槽波地震勘探中通常利用基阶振型的洛夫型槽波。由此,便决定了槽波地震勘探工作频段及在煤层中激发与接收槽波的最佳位置。在顶底板近于对称的多数条件下,将激发点与接收点布置在煤层中心;在有夹矸时,将其布置在厚分层的中心可以记录到较强的信号且有较高的信噪比。

第二节 “煤槽”与波导

煤层是一个低速层,它赋存在上、下围岩之间而不是绝对刚性体之间。因此,在煤层中激发的槽波,不仅在煤层中传播,也在邻近煤层的围岩中传播。实际的波导层,不仅包含煤层,而且包含槽波在其中传播的邻近约一个波长厚度的围岩,这里将槽波传播的二维波导层称为“煤槽”。

随着频率的不同、“煤槽”的厚度不同,分布在煤层中的能量占总能量的比率 E_R 也不同。 E_R 随频率的升高而增大。从这个角度来看,“煤槽”具有高通滤波作用,曲线 $E_R(f)$ 就是该滤波器的振幅特性曲线,其低截止频率就是可检测性的下限频率即 $E_R = 0.5$ 对应的频率。

引入“煤槽”概念,有助于对槽波频散特性、槽波的吸收衰减等许多问题的理解。

槽波的相速度实际上相当于“煤槽”厚度层内介质速度的“平均”效应。在低频端,由于大部分能量通过围岩传播,所以相速度高,随频率降低趋近于围岩S波速度;在高频端,绝大部分能量集中在煤层中传播,煤层的作用越大,其相速度随频率增高不断减小并逐渐趋近于煤层的S波速度。与此类似,槽波的吸收衰减不仅与煤层本身的Q值有关,也与围岩Q值有关。随着频率的降低,整个“煤槽”的Q值趋近于围岩的Q值,衰减变慢;但随着频率的升高趋近于煤层的Q值,衰减变快。在顶底板不对称时,“煤槽”也不对称。由于在低频端有较大部分能量是通过低速围岩传播,因此,低频端相速度与“煤槽”Q值都主要决定于低速围岩的S波速度与低Q值围岩的Q值;随着频率升高、“煤槽”不对称的逐渐减小,槽波的相速度与“煤槽”的Q值将分别趋近于煤层的S波速度与Q值。

在分析邻近低速层(如煤层、粘土层等)的影响、在寻找探测断层等地质异常(与煤层厚度相近,甚至大于煤层厚度)失误或效果不好的原因等问题时,应用“煤槽”概念有助于问题的解决。

第三节 槽波的复杂性

首先,当震源在煤层中激发了槽波以后,不同振型的L波与R波先后或同时就有可能

被记录下来。它们对接收信号有着不同的贡献,使煤层内的一个反射体可能产生多个反射信号。槽波是频散信号,随传播距离的增大,呈现为一个越来越长的变频波列。于是,不同振型、不同类型的长波列可能相互重叠、难于分离。因此,采用多分量接收及旋转、极化分析、极化滤波、偏移等分析处理手段,是突出单一振型L波的基本方法。有时采用再压缩处理以提高分辨率也是必要的。

其次,在传播过程中波的转换。从全反射的机理出发,煤层中体波(干涉波)能量与围岩中非均匀波的能量是互相转换的。随着干涉波(槽波)向前传播,不论煤层厚度、夹矸及围岩横向如何变化,它始终随该时刻条件的变化而变化,从振幅分布到频谱特征等都将处于动态平衡。

在煤层不连续或中断面上,槽波与体波相互转换(图 8-1)。煤层的变薄带、分叉点附近,以及冲刷面、断层面、巷道壁、陷落柱等不连续体,都可看作是地震波的二次震源。在不连续体处所激发的二次波能量,一部分以同型槽波或转换槽波形式返回,另一部分则以体波形式向围岩辐射。该体波在条件合适时,辐射到另一翼无震源煤层的部分体波能量进入煤层,再激发槽波、继续向前传播。其强度与间断的长度、中断的角度、不连续的程度以及物性差异等因素有关。

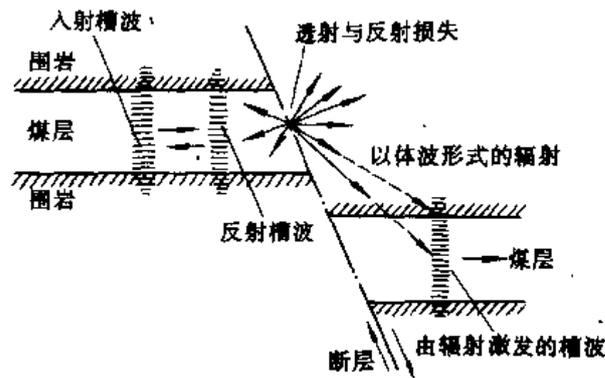


图 8-1 断层面上槽波和体波的转换

当断层等异常体不垂直于煤层时,还可能产生 P—SV 型与 SH 型槽波转换、振幅对称分布与反对称分布的振型转换。

第四节 槽波地震勘探资料解释及地质异常辨别

经过处理的 ISS 资料,其解释并不十分困难。在用反射法多次叠加进行探测时,处理的最终成果相当于地面地震勘探的叠加时间剖面,根据已提取的群速度资料即可计算出断层面等地质异常到探测巷道的距离,从而确定出诸异常在采区内的水平位置及延伸方向。

在用透射法进行观测时,只要工作方法及观测系统选择得当;或者在记录上能初步判别构造异常的存在,采用阴影法即可将其位置大致圈定出来。目前更多的办法是利用延迟求和偏移叠加技术、CT 技术及相对透射系数成图技术,将时—空域的记录数据在采区空—空域上直接成像和给出异常的位置及范围。

虽然以上方法能可靠或较可靠地给出异常的图像,但往往不能给出地质异常的性质及规模。原苏联的科学家们经过多年的研究及大量工作面的实际测试,在地质异常性质的辨别和规模大小的定性判断上取得了不小的进展。在 Азаров 等人(1988)的有关著作中就反映出了这种进展。

一 参数和方法

在 ISS 资料解释定性辨别地质异常性质中,不仅要利用槽波的运动学特征,还必须充分利用槽波的动力学特征。其中最重要的参数有包络振幅极大值(A_M)、群速度(U)、频散、频谱($S(f)$)、能量(E)及相关系数(γ)。

在没有遭受构造破坏的煤层内,由于震源的不稳定性、煤层厚度变化及煤岩速度比、密度比的变化等,可造成 A_M 的明显不稳定性。但在一般情况下,其变动 ΔA_{M0} 不超过沿剖面 A_M 平均值 A_{M0} 的 $\pm 3\%$,即 $\Delta A_{M0} \leq \pm 3\% A_{M0}$;而群速度正常背景值起伏变化 ΔU_0 则不超过沿剖面平均值 U_0 的 $\pm 5\%$,即 $\Delta U_0 \leq \pm 5\% U_0$ 。在有构造破坏时,由于地质异常引起的振幅变化 ΔA_M 及群速度变化 ΔU 将大大超过上述正常变化值。

在煤层内可激发出很宽的频谱,其频率范围约为 $30 \sim 1000\text{Hz}$ 。但当槽波沿煤层传播时,伴随着强烈的频率选择性或滤波作用,波动幅度减小,频带向低移动。这与两个因素有关:其一是波导层的高通滤波特性;另一个是介质的吸收作用,使高频分量有更快的衰减。理论计算与实际观测表明,槽波波列具有多相位、随时间增大频率逐渐增高、波列延续时间长、具有明显包络等特点。相邻记录相关系数 γ 与煤—岩物性差异有关。随着差异增大,槽波振幅亦增大,但波形稳定性却变差。即使在无构造破坏条件下, γ 也只不过在 $0.5 \sim 0.6$ 左右,偶尔要大一些。相反,在断裂带附近, γ 将急剧下降、甚至小于 0.1 。

定性解释的基本方法有三:

- ① 收集一切已有地质、地球物理、岩性物性资料以及以往试验资料的统计分析;
- ② 多参数综合分析,以减少多解性;
- ③ 理论模拟计算与解释密切结合。

二 存在地质异常煤层中槽波波场的特征及异常辨别

这里主要介绍有构造破坏或地质异常煤层中槽波波场分析的一些结论。所讨论的异常包括构造断裂、向斜槽和煤层变薄带、夹矸等。

讨论中常使用的符号有: a 与 b ——异常带横向及纵向尺寸; l ——透射线长度,即炮点到检波点的长度; d ——异常带离检波器的距离; d_H ——异常带的直径; f_c ——截止频率; $S(f)$ ——槽波的频谱; f_0 —— $S(f)$ 的极大值频率或主频; A_M ——槽波包络振幅极大值; $\alpha(f)$ 及 $\beta(f)$ ——煤层及异常带介质的吸收系数。下标 H 表示破坏带。

1. 构造断裂

当 $b \geq l/3$,即构造断裂带的纵向尺寸大于透射线长的三分之一、 $d < a$ 即构造破坏带离检波器的距离小于其横向尺寸时,断裂带将形成比较明显的阴影,随着 b 增大 d 减小,频谱将产生更明显的变化,埃里相附近谐波分量能量变弱,导致槽波振幅下降,波列包络极大值传播速度有明显的增大。反之,在 $b \leq l/10$,即构造破坏带纵向尺寸小于透射线长的十分之一时,即使构造断裂带的横向尺寸 a 大于 d ,频谱与槽波形状实际上与未破坏煤层时情况没有什么区别,通过破坏带波的减弱也是不明显的,要检测如此大小的构造破坏比较困难。考虑到振幅背景起伏水平 ΔA_{M0} ,只有当构造破坏的尺寸 a 和 $b > l/6$ 、 $d < a$ 时,在槽波振幅减

小的情况下才有可能被检测出来。

随着断裂带尺寸增大, A_M 随 a/l 的增加成比例地下降, 对应的 $S(f)$ 的极大值频率 f_0 向低频、高频成分明显减弱。群速度随 a, b 增大而降低。考虑到群速度背景起伏水平 ΔU_0 , 当 $b \geq l/6$ 而且破坏带 S 波速度 v_{SH} 小于煤层 S 波速度 $v_{S2}/3$ 时, 群速度可作为划分构造破坏带的一个参数。

因此, 要在井下能将断裂带等构造破坏带准确地划分出来, 施工中必须变换激发点和接收点的位置, 以求划分出 $d \geq l/6$ 的断裂带, 否则单向测试就可能漏掉 $d \geq l/3$ 的构造破坏。于是, 回采区的断裂破坏, 便可根据记录波列相位数减少、波列包络极大到达时间的增加、埃里相振幅减小及 $S(f)$ 向低频等特征来判断。在群速度平面图上, 构造破坏带上总是呈现一个负异常, 其大小要取决于构造破坏的参数及其类型。根据计算, ΔU_H 与 d_H/l 近似呈线性关系, 对断裂或岩溶类破坏用群速度可检测出构造破坏的最小尺寸 $d_{Hmin} \geq 0.15l$, 但只有当 $d_H > 0.5l$ 时, 才可能根据异常值来判断构造破坏的类型及其主要特征。

2. 煤层的弯曲和变薄

煤层的弯曲和变薄是井下采区常见的另一类地质异常, 当槽波穿过煤层褶曲或挠曲和变薄带时, 有相当多的能量由于散射而向围岩辐射, 导致视频增高、波列能量减弱。煤层变薄还会引起埃里相频率按

$$f_{AH} = \left(\frac{h}{h_H} \right) f_A \quad (8-1)$$

向高频方向移动。式中 h 为正常煤厚; f_A 为正常埃里相频率; h_H 为变薄带煤厚; f_{AH} 为变薄带埃里相频率。煤层弯曲与煤变薄带的区别在于煤层变薄带导致频谱特征曲线宽度增大。

3. 夹矸的判别

利用多层介质的数字模拟可研究夹矸的波场特征。当煤层中出现夹矸时, 频谱 $S(f)$ 与波动强度降低, 主频则略有增大 ($\Delta f \approx 10\%$)。包络极大值振幅 A_M 减小的程度超过 30% (当 $h_1/h = 0.15$ 时, h 为煤层厚度, h_1 为夹矸厚度)。与其它地质异常不同的是夹石层导致群速度的增大约 17%, 这可能由于煤层中体波平均速度的增大所致。根据数字模拟, 利用槽波的包络极大值振幅 A_M 及群速度 U 预测厚度大于煤层总厚 15% 的夹矸层是有可能的。

用这种方法研究夹矸层的分辨能力取决于 h_1/h 。当 $h_1/h \geq 0.22$ 时, $d_{Hmin} \geq 0.4l$; 当 $h_1/h \geq 0.45$ 时, $d_{Hmin} = 0.125l$ 。式中, d_{Hmin} 指能分辨的煤层夹矸层的尺寸范围; l 仍代表透射线的长度。

频谱极大值频率即主频 f_0 及相关系数 γ 也可用以判别夹矸的存在。当 $h_1/h > 0.23$ 时, 频谱极大值频率增大 10 ~ 20Hz, Δf 同样增大, 它们可作为煤层变薄程度不大时的判据 (同时这个参数也可作为构造破坏类型分类的辅助判据; 在断裂异常时, 频谱极大值频率 f_{OH} 急剧下降)。当 $h_1/h \leq 0.2$ 、夹矸很薄时, 相关系数 $\gamma > 0.84$, ISS 实际上检测不到如此薄的夹矸层; 而当 $h_1/h \geq 0.35$ 时, $\gamma \leq 0.162$, 相关系数下降较多, 此时发现夹矸层的存在便十分容易了。还应该指出, 槽波能量

$$E(t) = \int_{t_1}^t S(t) dt \quad (8-2)$$

的积分特性对夹矸层的存在具有更灵敏的反映, 可用以圈定异常带。

第五节 槽波地震勘探的适应性

一 槽波地震勘探的应用条件

ISS 方法的应用效果与许多因素有关,主要是以下几个方面:

① 煤层厚度 中厚煤层效果最好,薄煤层次之。对于有夹矸的厚煤层,若夹矸在煤层中的数目、位置及厚度适中时,也可以取得较好的效果。

② 煤—岩物性条件 低变质程度、低灰分的煤层质软密度小,煤—岩速度差异大,如果煤层上下围岩物性对称性又好,便是槽波地震勘探最为理想的条件。

③ 煤层的埋藏深度 国外有文献认为,在埋深小于 300m 以内,煤层中不能形成特征明显的槽波,埋深大一些更为有利。但是,300m 这个数字不很确切。例如,山西的不少深度小于 300m 的煤矿,也已取得了较好的槽波记录。

④ 煤层夹矸厚度及相邻煤层(或低速层)的间距大小 若被探测煤层含有夹矸或呈复煤层状态且夹矸厚度不大(例如 $<1/3$ 煤层总厚)时,对煤层的波导性质无明显的影响;但一旦夹矸增大,则频散曲线明显畸变,在低频端出现一个新的平坦的埃里相、速度偏高,在波形上表现为一个强的低频埃里震相之后还有一个高频埃里震相接踵面来。邻近煤层的影响类似于原来夹矸的情况,当探测层下相邻煤层间距增大到 4~8m 以上时,没有明显影响。

⑤ 上煤层或上分层被采空 上煤层被开采,使顶板应力释放、甚至遭到不同程度的破坏,对间距不大的下煤层进行槽波地震勘探有较大的影响,类似于埋深明显减小。厚煤层的上分层开采后,其下分层要应用 ISS 几乎是不可能的。

⑥ 煤层结构的复杂程度 煤层结构愈复杂,ISS 应用效果越差。

由以上讨论可知,并非所有的煤层皆能有效地采用 ISS 方法,即便能使用 ISS 方法的煤层,横向各区段的有效性、适应性也是不同的。在山西大同同一个矿区,不同的煤层应用 ISS 方法的效果也不同,同一层煤在不同地段其效果也不相同。

二 槽波地震勘探的适应性

英国在普遍应用 ISS 进行煤层小构造探测的基础上,根据各煤层对 ISS 的适应性将煤层定性地分为四类。煤炭科学研究总院西安分院根据中国开展 ISS 十几年的经验,也将煤层对 ISS 的适应性初步划分为四类,见表 8-1。

表 8-1 槽波地震勘探适应性分类表

类型	特征	实例
1	岩—煤物性差异大,厚度适中,频散明显,埃里相突出。 f_A 高(区别于体波) U_A 低,可获得高精度及可信的结果	范各庄、夹河、大隆、象山、杨家河、牛马司、金竹山、平顶山四矿、马兰等矿
2	岩—煤物性差异比较大,频散比较明显,也能获得较好的结果	朱村、大庙、曹村、王村、云岗、晋华宫、同家梁、四台等矿
3	岩—煤物性差异不甚大,埃里相能分辨,但频带近于体波,虽有一定效果但可靠性较差	煤峪口、忻州窑、永定庄、大头沟、焦西、官地等矿
4	岩—煤物性差异不大,不能形成清晰的槽波	辽源、台吉、东曲、马脊等矿

第六节 槽波地震勘探测量方法与勘探能力

槽波勘探有透射法与反射法两种测量方法。在两种方法中,透射法是最基本的方法,也是常用的方法。这是因为相对于反射槽波而言,透射波槽波信号强、信噪比高、穿透距离大;透射波信号处理、分析解释简单;可提取重要的速度参数;能检测煤层不连续性;成功率高;施工简单等。

透射法最大探测范围可超过 1000 倍煤厚,探测异常的成功率可达 85%以上。反射法最大探测范围约为 100~200 倍煤厚,探测异常的成功率可达 65%以上,并可确定断层等反射体的位置。它们的分辨率可达煤厚的 1/2。

槽波地震勘探应用的范围在不断扩大。现已用于断裂破坏、陷落柱、煤层分叉与变薄带、冲刷带、充水采空区及废弃巷道、岩浆岩等探查,目前还企图调查顶底板、尤其是顶板岩性及结构的变化。然而,作者认为,ISS 的发展还是首先应该注意提高预测小规模构造破坏的精度、地质效果和经济效益。

至今,不论透射法还是反射法仍存在两个共同问题,直接识别异常体的性质比较困难,尚不能定量确定异常(如落差)的大小。因此,在 ISS 中充分掌握已有地质资料、包括其它矿井物探在内的地球物理与开采资料,结合这些知识反复充分地分析 ISS 测量数据、包括井上井下多波勘探结果,对于获得可靠解释十分重要。所以,全方位、多方法、多波的综合勘探、综合解释乃是 ISS 成功的必由之路。

参 考 文 献

- [1] 刘天放、李志聃:《矿井地球物理勘探》,煤炭工业出版社,1993年
- [2] 越鸿儒、孙进忠、唐文榜:《全波震相分析》,地震出版社,1991年
- [3] 何樵登:《地震波理论》,地质出版社,1988年
- [4] M·布列霍夫斯基赫:《分层介质中的波》(第二版译本),科学出版社,1985年
- [5] 傅淑芳、刘宝诚:《地震学教程》,地震出版社,1991年
- [6] 冯德益:《地震波理论与应用》,地震出版社,1988年
- [7] K·安艺敬一,P·G·理查兹著,李钦祖、周其嘉等译:《定量地震学——理论和方法》,地震出版社,1987年
- [8] 徐果明、周惠兰:《地震学原理》,科学出版社,1982年
- [9] 朱介寿:《地震学中的计算方法》,地震出版社,1988年
- [10] Miklowitz, J. ; *The theory of elastic waves and waveguides* , Elsevier North-Holland Inc, 1978.
- [11] Sheriff, R. E. and Geldart, L. P. ; *Exploration seismology* Vol. 1, Cambridge University Press, 1982.
- [12] Sheiff, R. E. ; *Encyclopedic Dictionary of Exploration* , Geophysics 2nd ed. , SEG USA, 1984.
- [13] Dresen L. ; *Flozwellenseismik zur Untertagigen Vorfelderkundung* , materials for teaching , Ruhr University, Bochum, 1883.
- [14] Азаров, Н. Я. , Яковлев, Д. В. ; *Сейсмоакустический метод прогноза горно-геологических условий эксплуатации угольных месторождений* , Москва (Недра), 1988.
- [15] 刘天放、李志聃、刘树才、潘冬明、李德春:《槽波在煤层中传播的规律和槽波地震勘探数据处理方法及其微机程序系统的研究》(科学技术报告),中国矿业大学,1987年
- [16] 李天元等:《槽波数字地震勘探方法》(科学技术报告),煤炭科学研究总院西安分院,1989年
- [17] 吴乃展等:《地震透射法探测地应力分布预测煤与瓦斯突出(弹性波CT技术研究)》(科学技术报告),煤炭科学研究总院西安分院,1990年
- [18] Suhler, S. A. and Owen, T. E. et al. ; *Geophysical hazard detection from the working face* , Final technical report, Southwest Research Institute, Dept. of Geoscience, P. O. Drawer, 28510 San Antonio, TX 78284, USA, 1981.
- [19] 潘冬明:《拉夫型槽波的数值模型——传播矩阵法与有限差分法》(硕士论文),中国矿业大学,1988年
- [20] 程久龙:《Love型槽波理论合成与衰减的模拟研究》(硕士论文),中国矿业大学,1991年
- [21] Li Shao Ping: *Theorie der absorption und anwendung auf die bestimmung des gntefaktors elev kohle aus seismogrammen der Love-flozwellen* , DMT , Germany, 1991
- [22] 刘天放、程久龙、潘冬明、李德春:槽波的衰减,《煤炭学报》,1993年第18卷第5期
- [23] 刘天放、程久龙、潘冬明、李德春:煤槽的Q值,《中国地球物理学会年刊》,地震出版社,1992年

- [24] 程久龙、刘天放：粘弹介质中 Love 型槽波的传播特性，《中国地球物理学会年刊》，地震出版社，1992年
- [25] 潘冬明、刘天放：拉夫型槽波的有限差分合成，《中国煤田地质》，1990年第2期
- [26] Cheng Jiulong and Liu Tianfang, A numerical modeling study of attenuation of Love-type channel waves in viscoelastic media, Proceedings of International Symposium on Application of Computer Methods in Rock Mechanics and Engineering, Xian, China, 1993, 619-622
- [27] Arnetzl, H., Knecht, M., Krey, Th.: Theoretical and practical aspects of absorption in the application of in-seam seismic coal exploration, *Geophysics*, 47, 1982, 1646-1656
- [28] Arnetzl, H. H. and Krey, Th., Progress and problems using channel waves for coal mining prospecting, paper presented at the 33rd EAEG meeting, 1971
- [29] Booer, A. K., Underground geophysics of coal seams, *Developments in geophysical exploration methods* - 3, London, Applied Science Publishers, 1982 1-32
- [30] Breitzke, M. and Dresen, L., Love-type seam waves in washout models of coal seams, *Geophysical Prospecting*, 34, 1986, 1167-1184
- [31] Buchanan, D. J. and Davis, R. et al., Fault location by channel wave seismology in United Kingdom coal seams, *Geophysics*, 46, 1981, 994-1002
- [32] Buchanan, D. J., In-seam seismology: A method for detecting faults in coal seams, *Developments in geophysical exploration method-5*, Applied Science Publishers Ltd, London and New York, 1983
- [33] Buchanan, D. J., The propagation of attenuated SH channel waves, *Geophysical Prospecting*, 26, 1987, 16-28
- [34] Cox, K. B. and Mason, I. M., Velocity analysis of SH channel waves in the Schwalbach seam of Ensdorf Colliery, *Geophysical Prospecting*, 36(3), 1988, 298-317
- [35] Cox, K. B., and Mason, I. M., Maximum entropy analysis of dispersed seismic signals, *Geophysics*, 51, 1988, 2225-24
- [36] Dresen, L. and Freystatter, S., Rayleigh-channel waves for the in-seam seismic detection of discontinuities, *J. Geophysics*, 42, 1976, 111-129
- [37] Dresen, L. and Kerner, C. et al., The influence of an asymmetry in the sequence rock/coal/rock on the propagation of Rayleigh seam waves, *Geophysical Prospecting*, 33, 1985, 519-539
- [38] Evison, F. F., A coal seam as guide for seismic energy, *Nature*, 176, 1955, 1224-1225
- [39] Freystatter, S. and Dresen, L., The influence of oblique-dipping discontinuities on the use of Rayleigh channel waves for in-seam seismic reflection method, *Geophysical Prospecting*, 26, 1978, 1-5
- [40] Klinge, U. J., Arnetzl, H. H., Krey, Th. and Rueter, H., Trends in detection of coal-seam discontinuities by in seam seismic techniques, *The 3rd International Coal Exploration Symposium*, Calgary, Miller-Freeman Publ. Inc., 1981, 1-24
- [41] Krajewski, P., Dresen, L., Schott, W. and Rueter, H., Studies of roadway modes in a coal seam by dispersion and polarization analysis: a case history, *Geophysical Prospecting*, 35, 1987, 767-786
- [42] Krajewski, P., Anwendung von dispersions und polarisations analyseverfahren bei der unterschnng sto - Bgefuehrter flozwellen a report of science and technique, Ruhr-Univ. and WBK., Bochum, 1985
- [43] Krey, Th., In-seam seismic exploration techniques, *The 1st International coal Exploration symposium*, Freeman Publ. Inc., 1976, 227-254

- [44] Mason, I. M. , Algebraic reconstruction of a two dimensional seismic channel wave velocity field in the High Hazles seam at Thoresby Colliery, *Geophysics* , 46, 1981, 298-308
- [45] Mason, I. M. , Buchanan, D. J. and Boore, A. K. , Channel wave mapping of coal seam in the United Kingdom, *Geophysics* , 45(7), 1980, 1131-1143
- [46] Mason, I. M. , Buchanan, D. J. and Boore, A. K. , Fault location by underground seismic survey, *IEE Proc.* , Part F 127, 1980, 322-366
- [47] Millahn, K. O. and Arnetzl, H. H. , Some aspects of two component in-seam Seismology, *Festschrift Theodor Krey* , Prakla-Seismos, Hannover, 1980, 123-132
- [48] Millahn, K. O. and Arnetzl, H. H. , Analysis of digital in seam reflection and transmission surveys using two components, Paper presented at the 41st EAEG meeting, Hamburg, 1979.
- [49] Millahn, K. O. , In-seam Seismics-Position and development, *Prakla-Seismos Report 2 + 3* , Hannover, 1980
- [50] Rader, D. , Schott, W. , Dresen, L. and Rueter, H. , Calculation of dispersion curves and amplitude-depth distribution of Love channel waves in horizontally layered media, *Geophysical Prospecting* , 33, 1985, 800-816
- [51] Rueter, H. , New developments in seam seismology for coal exploration. Paper presented at the International Sym. on Mining Technology and Science, Xuzhou, China, 1985
- [52] Rueter, H. and Schepers, R. , In-seam seismic methods for the detection of discontinuities applied to West German coal deposits, *Coal Exploration 2*, Proc. of 2nd International Coal Exploration Symposium, 1979, 267-293
- [53] Jose Regueiro S. , Seam waves; What are they? Part 1,2, *Geophysics* ; The Leading Edge of Exploration, No. 4,8,1990
- [54] 杨元海:槽波速度谱相对透射系数图法,《煤田地质与勘探》,1993年第21卷第4期