

反射波法地震勘探 资料解释

〔苏联〕H·H·普泽列夫著

林中洋 高明远 等译

中国工业出版社

主要介绍地震勘探中反射波法的理论基础，各种波的时距曲线特征，反射波的对比和校正，资料的整理及图幅的构造等。

书中对波的校正、求速度参数、地震剖面的构造及绘制构造图中的误差等问题进行了理论分析，论证了提高精度的原则和方法，故对现场生产及科学研究部门有重要的实用价值。

本书可供地震勘探工程技术人员、地震资料解释人员、科学研究人员及高等院校师生参考。

全书共分十章。第一、二章潘树琪译，第三、四、七章林中洋译，第五、九、十章高明远译，第六章马在田译，第八章李秉勤译。第二、五、六、七、十章何柏荣校订；第一、三、八章杜世通校订；第四、九章俞康胤校订。

Н.Н.Пузырев
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ
ДАНЫХ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ МЕТОДОМ
ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН
ГОСГОПТЕХИЗДАТ МОСКВА, 1959

反射波法地震勘探资料解释

林中洋 高明远 潘树琪 马在田 李秉勤 译
何柏荣 杜世通 俞康胤 校

石油工业部编辑室编辑（北京北郊六铺炕石油工业部）
中国工业出版社出版（北京佟麟阁路丙10号）
北京市书刊出版业营业许可证出字第110号
中国工业出版社第三印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ ·印张 $23 \frac{1}{4}$ ·插页21·字数539,000
1963年6月北京第一版·1966年2月北京第三次印刷
印数2,341—2,900·定价（科五）3.20元

统一书号：15165·2077（石油-143）

前 言

最近二十五年来，在研究地球的深部地质结构方面，地震勘探方法得到了极大的发展。

在石油和天然气工业中，反射波法得到了广泛的应用。根据反射波的资料就可以选择基准井和探井的井位。

还在地质勘探中使用反射波的头几年，反射波的地震勘探资料解释的基础就已奠定了（Г.А.甘布尔采夫《地震勘探方法》，1938年）。

近年来，反射波法得到了迅速的发展。在国内外国出版了不少关于资料解释的著作。在这些著作中，特别着重对不均匀介质，介质具有不同速度变化规律时反射界面的构造和根据反射波时距曲线进行速度计算等问题的研究。而对波的动力学特征和在地震记录上追踪反射波的实际方法等问题研究得不多。最近期间，出版了许多地震勘探的教科书[55, 145, 162, 170]。上述这些书籍都是地震勘探的一般指导性书籍，但对反射波的资料解释却没有详细地讨论。这些书大部分适用于技术人员和地质人员，所以不能完全满足地震勘探工程师的要求。因此，考虑到地震勘探专家队伍的不断增长，出版一本反射波资料解释的专门性书籍，就更为必要。这本书从同一个观点上来吸收和研究已发表的文献内容，同时尽可能地总结野外和实验室的工作经验。

但是，从开始写这本书时起，就明确了下列几个问题：简单地将材料系统化是不够的；许多非常重要的问题需要进行补充研究；一些在实际中运用的资料解释方法必需有严格的论证。属于这类的问题首先有下列几方面：

- 1) 不同地震-地质条件下反射波的追踪，和根据动力学和运动学特征检查对比的正确性的方法；
- 2) 估价不同阶段解释工作成果的精确度和论证用较为严格的平均方法整理资料的依据；
- 3) 不均匀介质和曲线分界面的时距曲线的若干理论问题；
- 4) 详细地研究不同类型的不均匀介质和曲线分界面的有效速度和平均速度间的关系；
- 5) 研究反射波时距曲线的有效速度的精确计算方法；
- 6) 研究绘制反射面时计算不均匀介质的较简单的、基本上接近的方法；
- 7) 绘制构造图和构造简图的某些方面，譬如选择合理的等值线距。

为了解决上述的问题，进行了大量的各种不同的计算工作。资料整理的新步骤，经过理论例子的验证，并在实际中进行试验。这一项工作是由全苏地球物理勘探科学研究所地震实验室的工作人员完成的。

在写这本书时，作者就注意到，要首先满足生产单位中的野外队和专题研究队工作人员的需要。因此，本书着重对实际生产不同阶段的解释工作方法，提出了建议。

同时，书中对解释工作的不同方法也作了详细的理论论证，并引用了纵反射波的动力学特点的必需资料。书中用很大篇幅分析了系统的和偶然的误差。

本书共分十章。第一章叙述了反射波法物理基础、波的动力学、几何地震学和在实际地质介质中弹性波传播速度的分布规律。

第二章中分析了地震介质的各种近似比拟方法和在不同类型速度分布情况下，射线和波前的构造。其中也描述了构造射线图板的实际方法。这里所收集的材料，同样适用于折射法中。第三章中研究了反射波及其他类型波的时距曲线理论。其余各章则按照实际工作的次序，从波的对比一直到平面图的构造方法进行了叙述。

本书附有一些插图和不同脉冲形状时，干涉带内的动力学时距曲线。

目 录

前言	
緒論	1
第一章 反射波法基础	4
§ 1 反射纵波的动力学特征	4
§ 2 几何地震学基础	18
§ 3 速度在地质介质中分布的规律性	21
第二章 地震介质、波前和射线的绘制	34
§ 4 介质的近似化方法	34
§ 5 在不同介质中的射线和波前	42
§ 6 绘制射线图板的实际方法	54
第三章 反射波及某些其他类型波的时距曲线	65
§ 7 均匀复盖介质的反射波时距曲线	65
§ 8 非均匀复盖介质的反射波时距曲线	76
§ 9 不同爆炸点和不同界面的反射波时距曲线之间的关系	86
§ 10 多次波的时距曲线	92
§ 11 反射波和某些干扰波时距曲线之间的关系	99
第四章 反射波的对比	103
§ 12 区分和追踪反射波的标志	103
§ 13 反射波的干涉	110
§ 14 干扰波的迭加	122
§ 15 研究各种不同类型介质时反射波对比的特点	128
§ 16 对比反射波的实际方法	134
§ 17 调节方向接收 (PHП) 法中记录的整理	141
第五章 时距曲线的绘制和校正	144
§ 18 时距曲线的绘制、联系和光滑	144
§ 19 观测时间的校正	154
第六章 根据反射波时距曲线求速度	168
§ 20 根据反射波时距曲线求速度的理论基础	168
§ 21 非均匀介质和曲界面的有效速度	181
§ 22 根据反射波时距曲线求速度的方法在实际运用中的特殊问题	196
§ 23 计算速度结果的综合	211
§ 24 根据反射波时距曲线确定速度的精度	220
第七章 纵测线剖面图的构造	231
§ 25 在均匀介质中反射界面的绘制方法	231

§ 26	层状介质反射界面的构組方法.....	248
§ 27	在連續介质和层状連續介质中反射界面的构組.....	252
§ 28	平均速度法在解反演問題中的应用.....	259
§ 29	地震剖面的构組.....	283
§ 30	构組剖面精确度的评价.....	295
第八章	对繪制地震剖面图眞实性的评价.....	303
§ 31	关于識別多次波和其他类型波的标志.....	303
第九章	面积測量、地震測深和非纵測綫資料的整理.....	311
§ 32	解面时距曲綫要素反演問題的主要方法.....	311
§ 33	地震測深和面积測量观测資料整理的实际方法.....	319
§ 34	非纵剖面的剖面图构組.....	328
第十章	构造图和构造簡图的构組.....	332
§ 35	等法綫图和等垂綫图的构組.....	332
§ 36	构造图間隔值和比例尺的选择.....	340
§ 37	各种构造条件下构組构造图和构造簡图的特点.....	344
結束語		352
附录 I		
附录 II		
附录 III		
参考文献		

緒 論

反射波法概论 現代地震勘探有两种基本方法，即折射波法 (МПВ) 和反射波法 (МОВ)。折射波法以記錄首波（折射波）为基础，首波是弹性波成临界角射入界面时形成的；反射波法則以記錄具有不同波阻抗 (ρv) 的介质的界面的反射波为基础。这两种方法都以記錄纵波为主。每种地震勘探方法在具体的地质条件下都有一定的应用范围。由于这个緣故，只有綜合利用这两种方法时，才能得到最完整的地质成果。在石油地震勘探中，反射波法是主要方法，它能够最完整地測出深达几千米的剖面，并且保証把界面的相对高差和界面的絕對深度都計算得很准确。折射波法此时則用来解决一些特殊的构造任务，从而补充反射波法的資料和使反射波法資料的地质解释容易进行。例如，这些任务可能是：追踪浅的界面，追踪沒有稳定反射的界面，寻找和追踪断层，研究构造頂部和确定反射层的地层年代等。

反射波法能够成功地研究深层地质构造情况，是由下列主要因素决定的：1) 这个方法的勘探能力比較高，它能够研究薄层介质；2) 从上层介质到下层介质不管波阻抗是加大或是减小，都能够記錄到反射波；3) 在一个爆炸点，当爆炸点—检波器間的距离不大时，能够在一张記錄上把整套地层的反射波都記錄下来；4) 从爆炸点到检波器間反射波的传播范围很有限，因而中間介质对于波的記錄的影响比折射波法小。反射波法的这些优点在勘探含油构造时表現得特別清楚。因此多数石油地震队 (90% 以上) 都用反射波法工作，这种方法能够順利解决不同幅度和不同复杂程度的深层构造的勘探任务。在地台区，反射波法能够确定幅度約为 30—50 米、傾角小于 1° 的构造的位置，精确度也能令人滿意。在山前拗陷地区，当条件有利时，用反射波法能够追踪到傾角达到 70° 的反射界面，追踪到幅度在 30 米以上的正断层，确定不整合面，分出构造的断块和不同部分和順利地研究曲界面。在勘探盐丘构造时，用反射波法可以确定出盐块分布的界綫和地层与刺穿褶皱接触的性质。

反射波法勘探的深度常常达到 5—7 公里或更深一些。

但是，反射波法并不能很完全和很准确地解决所有构造地质問題，甚至与折射波法綜合使用时，也不能够解决所有构造地质問題。例如，勘探珊瑚礁构造，寻找小的角度不整合和与之有关的油瀝，在地面条件复杂和速度剖面不稳定的地区寻找小幅度的构造（小于 50 米）和研究复杂构造的頂部等。

在寻找其它有用矿物和解决工程地质任务时，地震勘探工作的工作量要小許多，但是在这些工业中地震測量的作用也不断提高，而且一般都是折射法居首位。

反射波法应用的仪器以及地震勘探工作的全部技术装备，近年来也迅速地改进着。

例如，創造了寬頻 (10—100 赫) 多道地震仪，研究了中間磁帶記錄仪，改进了調节方向接收 (РНП) 法的仪器，制造成了适于在交通条件困难的地区工作的小型輕便地震仪和适用于大量組合、参数稳定的检波器。我国已开始生产钻爆炸井的高效率的钻机。

与新的技术相应的野外測量方法也不断改进。例如，利用較高頻率（特別在碳酸岩剖面的地区里）常常能够显著地提高勘探能力和追踪到有效波。磁帶記錄仪对于詳細地

研究弹性波（不需要重复爆炸）提供了广泛的可能性。调节方向接收法的效果，特别是在构造复杂的条件下的研究效果是很高的。

地震勘探方法的发展，在弹性波激发方法的改进中也有所表现。例如，使炸药包的深度很大，参照各种因素，而计算出炸药包在井内的最佳位置和炸药包的最佳组合等。近来，在反射波法中，新的观测系统也开始得到越来越广泛的应用。这些观测系统是：面积测量，横剖面和大量的空间测深。此外，地震勘探方法的改进也表现在对其它类型波（例如，置换波、横波和绕射波）的利用上面。

仪器制造和工作方法的发展给地震勘探提出的任务越来越复杂。这样，地震勘探资料的解释方法也要求进一步改进，例如，要求扩大用地震方法解决各种地质任务的可能性，和提高地震勘探成果的精确度等。加速资料整理过程也具有很大的意义。自动绘制地震剖面图装置的出现就是这个问题的反映。

反射波法地震勘探资料解释的任务 确定出地层、岩性和构造界面的空间位置，把这些界面综合在一起，从而得到某些地层的地质构造情况的概念，是地震勘探资料解释工作的主要任务。对于勘探工作来讲，以追踪正常的地层界面的意义为最大。这首先是由于，岩性界面与地层界面时常是重合的。此外，构造界面以及不整合（海侵不整合）界面都是根据反射层的互相位置的性质发现的，而这些反射层则分别是一些正常的地层界面的反映。在地震勘探资料的解释过程中，特别是在地层呈极不整合的情况下，首先得到对于寻找有用矿层（例如，油层）有意义的岩系的界面的最完全的情况，是很重要的。如果在产层附近能够分出地震标准层，其勘探成果的价值将会大大提高。

地震勘探资料的整理过程可以分为三个主要阶段：1）从其它振动的背景里分出和追踪反射波；2）研究波在岩层中的速度；3）构造地震界面。

在每个阶段里，既要考虑弹性波的物理性质，也要注意弹性波传播介质的地质构造特征。而在最后阶段，考虑地质构造情况的特征则是最重要的。

地震勘探资料的解释方法都以综合利用记录下的弹性波，特别是以反射波的运动学和动力学特性为基础。反射波法在现代发展的情况下，这两种特性的作用不一样。目前动力学参数主要是用来划分出波和把它们归类，在个别情况下，还用来定性地解释某些现象。根据地震测量的资料对地层要素的定量解释，几乎完全都利用波的运动学特征，这些特征都在几何地震学的法则中反映出来了。

波的动力学参数没有被完全利用起来，这是由以下一些主要状况造成的：1）波在实际介质中传播的理论的进展不大；2）反射波法应用的仪器不能保证定量地研究动力学特性；3）波的激发条件和检波器的布置状况都难以检查；4）利用波的动力学参数时，还没有解逆题的方法。

波在固体介质中传播的理论，不久前才开始发展。其中大部分研究都是用水平层状理想弹性介质（没有吸收现象）进行的。因此，动力学理论还远不能完全解正演题——根据已知的介质特性和激发源的特性求波场性质。解逆演题——根据观测的动力学特性，计算介质的弹性常数和界面的形状——的任务，更加复杂。在这个方面，暂时还没有取得显著的成果，虽然正题答案本身已经能够回答实际解释中的某些问题。

在仪器方面，设计仪器时，首先要考虑到必须从其它类型的波的背景上把反射波清楚地划分出来，因而要求创造各种接收条件，例如，频率选择、方向选择以及调幅

等。但是，这些方法都会使反射波本身的动力学特征变得很不清楚，因为调节仪器产生的畸变对于这些特征的影响是很大的。

记录的力学特征难于被完全利用，还由于，反射纵波一般都在离开爆炸点不远的地方最为清楚，这样，记录上反射纵波的强度和形状的变化都不大。因此，在反射波法中，把不同界面的反射波的力学特征进行比较，才是最有效的。

因此，在地震勘探资料的解释中，利用波的运动学特性具有首要意义。自然，这并不意味着地震勘探资料的解释仅仅是几何地震学的任务，也不意味着波的自然性质完全可以忽略不计。问题仅在于，力学特征还远远没有完全利用，目前这些特征主要仅用于定性解释方面。

几何地震学通过研究波前和地震射线的形状，从而了解波的传播过程。几何地震学是一种极限情况，此时在波动方程中波长趋近于 0，即振动频率趋近于无穷大。因此，几何地震学首先把地震脉冲看作是一个整体，从波的传播过程中划分出地震脉冲的能量运动，说明波的传播过程。既然几何地震学仅在频率 $\omega \rightarrow \infty$ 时才最正确，则可以与光学原理相似地认为，如果某些距离（介质性质在这些距离上能够发生显著的变化）保持与波长相比拟，几何地震学的法则将不能严格实现。在实践中，这点首先在所谓地震屏蔽的现象中表现出来。此时，几何地震学的法则不能够正确地预示出该区域内波的类型。同时应该指出，根据与几何地震学的法则无关的波，在计算地层要素时，如果利用平均速度的概念，把屏蔽层都并入全部复盖介质内，时常能够完全近似地利用射线理论。

如果反射界面不平坦，且不平坦的长度可以与波长相比拟时，则几何地震学的法则也不能实现。此时，能量将发生散射，因而反射波波前的概念也将没有意义。大家都认为，如果某些实际地质界面不够“光滑”，则从这些界面上一概都不能得到稳定的反射。从几何地震学的概念出发，薄层的反射现象以及变化平缓的两介质的接触界面的反射现象，都是不能完全解释的。

还应该指出，几何地震学法则不能完全实现的另一个事实，那就是对于某些不均匀的介质讲，一种地震波的脉冲时常不能保持稳定的形状，例如，这可能是由于介质不同部分对于频谱的吸收系数不同而引起的。由于这个缘故，解释时认为波的初至和波的任意相位的同相轴应该互相平行的假设，时常不能完全成立。

但是实践表明，如果除开某些特殊情况而外，在计算地层要素时，几何地震学的法则大多都有效，且精确度相当高。绘制地震射线对于研究波的力学特性能够给予很大的帮助，例如，能够使计算工作简化和帮助了解各种造成弹性波现象的物理成因。

第一章 反射波法基础

§ 1 反射纵波的动力学特征

波的动力学特征是指波的强度和脉冲的形状。对它们的分析是沿一定直线方向，即所谓波的断面来进行的。地震波传播的理论也就是对各种不同类型的波和各种不同激发震源在离震源不同距离上研究这些特征的变化。某一点波的强度和脉冲形状决定于三个基本因素：1) 振动的激发；2) 波传播时所在介质的结构；3) 振动的接收条件。

目前在地震勘探工作中振动的激发都是用炸药的爆炸来进行的，所以记录的强度和形状都取决于该类炸药的数量和爆炸周围的介质。根据参考文献[73]，在离震源相当远处，其振动的振幅 A 和炸药量 Q 的立方根成正比例，即：

$$A = k \sqrt[3]{Q} \quad (I \cdot 1)$$

系数 k 决定于炸药的性质、药包的形状和爆炸周围的介质。根据参考文献[177]，当其他条件相同时，该介质的纵波速度值越大则系数值就越小。

介质的结构（层理的结构及其物理参数）是形成这种或那种波的决定条件。对于一定波，其强度的变化与波在中间界面上反射和折射时波前的发散有关（与此同时形成纵波和横波等几种波），并与介质的非理想弹性和非均质性所引起的能量消失有关。由于介质结构是地震传播理论上的主要内容，所以这个问题在下面将予以重视。

接收条件首先决定于地震仪器的频率特性和方向特性。在某些情况下，检波器和土壤的接触条件可能起主导作用。仪器频率特性在记录薄层反射波时表现得特别明显。

下面我们将简略地来分析反射波理论中最重要的物理结论。在很多情况下，当不考虑剪切波时，对液态和气态介质可利用声学相似原理。

鲜明界面上平面波的反射

当点震源在均匀介质中时，其产生的波前将具有球面形状。在远离震源处球面可以近似地以平面来代替，这时可以将球面波当作平面波，它是波的运动中最简单的一种。

平面波解析式为如下一般形式的函数[44, 25, 139等]：

$$F\left(\frac{n_x x + n_y y + n_z z}{v} - t\right) \quad (I \cdot 2)$$

式中

F ——位移；

x, y, z ——某点的坐标，在此点上测定波所引起之扰动；

n_x, n_y, n_z ——波前法线方向的余弦；

v ——波的传播速度；

t ——时间。

经过直接代入，可看出这个函数满足波动方程式。

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} \quad (I \cdot 3)$$

因为爆炸是在均匀介质中进行的，所以如果把震源看成是扩展中心的话，横波即不产生，那末就可以把入射到分界面上的波只认为是纵波 P。假定它的射线与 1、2 两介质分界面的法线之间形成一个 i_1 角(图 1)。由于分界面的存在，于是产生四个新波：两个反射波和两个折射波(纵波和横波)。当介质中没有吸收存在时，纵波的反射系数 (K_P)、横波的反射系数 (K_S) 和穿透系数

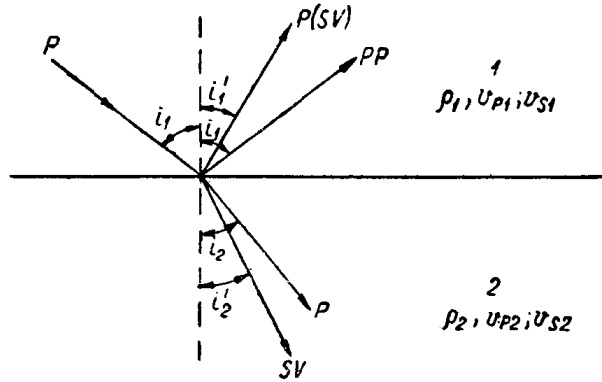


图 1 纵波 (P) 斜射界面时，产生的反射波及折射波幅射线略图

(R_P, R_S) (“透明性”) 将由下面方程式组来求得 [42, 44, 139]:

$$\begin{aligned} \sin i_1 - K_P \sin i_1 + K_S \cos i_1' - R_P \sin i_2 + R_S \cos i_2' &= 0, \\ \cos i_1 + K_P \cos i_1 + K_S \sin i_1' - R_P \cos i_2 - R_S \sin i_2' &= 0, \\ -\sin 2i_1 - K_P \sin 2i_1 + K_S \frac{v_{P1}}{v_{S1}} \cos 2i_1' + R_P \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{v_{S2}}{v_{S1}} \right)^2 \frac{v_{P1}}{v_{P2}} \sin 2i_2 \\ - R_S \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{v_{S2}}{v_{S1}} \right)^2 \frac{v_{P1}}{v_{P2}} \cos i_2' &= 0, \\ -\cos 2i_1' + K_P \cos 2i_1' + K_S \frac{v_{S1}}{v_{P1}} \sin 2i_1' + R_P \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{P2}}{v_{P1}} \cos 2i_2' \\ + R_S \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{S2}}{v_{P1}} \sin 2i_2' &= 0, \end{aligned} \quad (I \cdot 4)$$

其中 ρ_1 和 ρ_2 ——介质 1 和 2 的密度;

v_{P1}, v_{P2} ——介质 1 和 2 中纵波的速度;

v_{S1}, v_{S2} ——介质 1 和 2 中横波的速度。

这组方程的解很复杂，因此根据它们不能直接得出结论。在一般情况下，反射系数 K_P 取决于五个参数：入射角，纵波的速度比，横波的速度比，在任一层中纵波和横波的速度比，以及介质的密度比。可以按不同的参数计算出反射系数，并填入表格中。其中最为完备的是由苏联科学院数学研究所列宁格勒分所所作的表格 [87]。

在首波的始点以前反射系数是实数，而在它之外则是复数。所以在一般情况下，应该分析反射系数的模数。由此可知，在始点以前脉冲的形状和入射波一样，而在始点以后它就产生了变化。

利用文献 [87] 中的表格来分析反射系数模数和各个不同参数间的关系。开始假定对于两个互相接触的介质，其纵波和横波的速度比都一样，近似地等于 0.5，也就是说其泊松比趋近于 $1/\sqrt{3}$ 。另外，不大的密度差对整个反射系数曲线影响不很大，因而可以假定 $\rho_2/\rho_1 = 1$ 。在这种情况下，反射系数就仅仅取决于两个参数：入射角 i_1 和纵波

的折射系数($n=v_{P1}/v_{P2}$)。图2繪出了 $n=0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9 等四个值的 $K_P(i_1, n)$ 曲綫。 K_P 的正值相当于入射波来自速度較小的介质;而負值則相当于来自速度較高的介质。

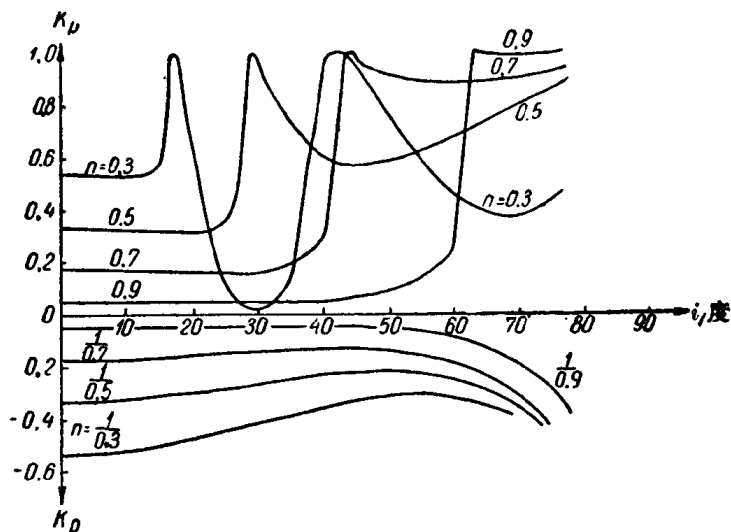


图2 平面纵波反射系数对入射角(i_1)和纵波間的速度比($n=v_{P1}/v_{P2}$)的依附关系。在两个介质中横波和纵波的速度比等于0.5; 密度比 $\rho_1/\rho_2=1$ 。 K_P 的正值相当于入射波来自第一介质, 負值相当于来自第二介质。

时, 对于 $i_1 \approx 0.8i_1^P$ 时反射系数的变化范围很小; 当 $i_1=0$ 时它的公式是:

$$K_P = \frac{v_{P1}\rho_1 - v_{P2}\rho_2}{v_{P1}\rho_1 + v_{P2}\rho_2} \quad (1.6)$$

这个式子对固体和液体介质都是合理的, 因为纵波沿法綫方向入射到分界面时不产生横波(切应力不存在)。

当 $n=0.3$ 和 0.5 , 在上述的范围 $0 \leq i_1 \leq 0.8i_1^P$ 內, 反射系数的变化不超过10%, n 值越大其变化也就越大。但当 $n=0.7$ 和 0.9 时 K_P 绝对值的变化也不大, 但是, 变化的百分比約为70% ($n=0.9$)。应当指出: 在上述分析范围内 $K_P(i_1)$ 的极小值到处都有变化, 在給定的横波和纵波的速度比条件下, 这种极小值表現得不很明显。在超过第一临界角(i_1^P)后, 反射系数将逐漸减小, 同时这种下降梯度当 n 值越小时, 它就越大。因而在 $i_1^P \leq i_1 \leq i_1^S$ 的范围内, 当 $n=0.3$ 时反射系数 K_P 几乎趋近于零; 而当 $n=0.9$ 时, 則它趋近于1。

可見从速度較小介质中来的入射波其反射系数变化范围很大, 但这仅在接近于临界角或超过临界角时是如此。如果两个接触介质間的速度差越大, 这种变化也就越快。

当 $n>1$ 时反射系数具有另外的特点。这时可以看出, 开始随着入射角的增大而反射系数 K_P 的绝对值逐渐减小, 然后, 当越过极小值以后它就相当快地增长, 而且当 $i_1 \rightarrow 90^\circ$ 时, $K_P \rightarrow 1$ 。

現在再来研究 $\sigma_0 = \rho_1/\rho_2$ 和 $\tau = v_s/v_P$ 等参数的影响。图3是根据 $\sigma_0=0.8$ 和 1.0 , $n=0.5$ 和 2.0 等值繪出的 $K_P(i_1)$ 曲綫。該两介质中横波和纵波的速度比是 0.5 。从图中可以看出, 密度比的变化从性质来看它不影响反射系数对入射角的一般关系, 虽然在超

对于 $n<1$ 的曲綫, 其特点是有反射系数近似1(完全反射)的极大值存在。极大值位置大致与临界角相当, 也即相当于数值:

$$i_1^P = \arcsin \frac{v_{P1}}{v_{P2}}, \quad (1.5)$$

$$i_1^S = \arcsin \frac{v_{P1}}{v_{S2}}.$$

显然, 第二个临界角只有在两个介质的速度差很大的情况下才存在。在所有的

曲綫上可以发现当 $i_1 \rightarrow \frac{\pi}{2}$ 时(也即滑行时)反射系数都趋近于1。在它的起始部分,

过临界角以后能看到某些不同的情况, 例如对 $\sigma_0 = 0.8$ 的曲线下降梯度有显著地增大。

由纵波、横波速度比的变化所引起的影响可参见图 4。图中 $n = 0.5$ 和 $\sigma_0 = 1.0$ 等值固定, 当 $\gamma = v_{S1}/v_{P1}$ 从 0.36 到 0.6 等不同值下的 $K_P(i_1)$ 的曲线, 并认为 $\frac{v_{S1}}{v_{P1}}$

$$= \frac{v_{S2}}{v_{P2}} (\gamma = \Delta_0)。$$

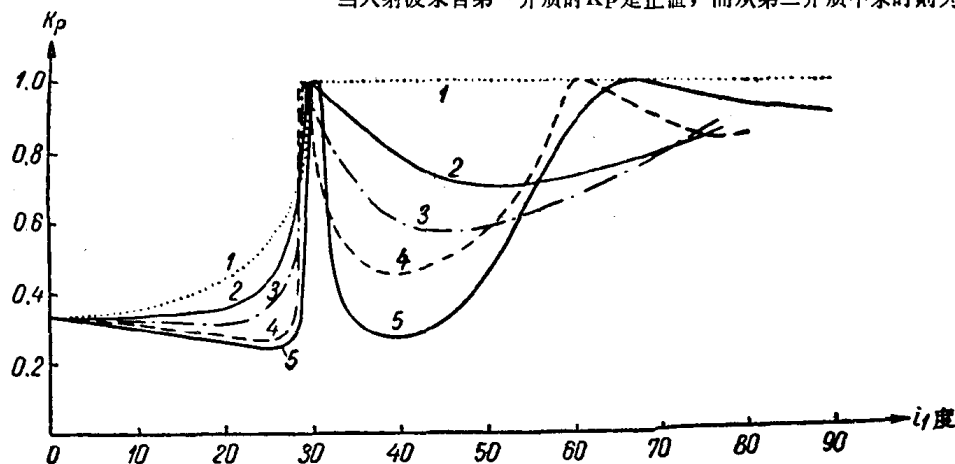


图 4 纵波和横波速度比对反射系数(K_P)的影响

曲线 $K_P(i_1)$, 根据下列参数所绘制:

1— $\gamma = 0$ (液体介质); 2— $\delta = 0.5$, $\gamma = \Delta_0 = 0.4$; 3— $\delta = 0.5$, $\gamma = \Delta_0 = 0.5$; 4— $\delta = 0.5$, $\gamma = \Delta_0 = 0.6$; 5— $\delta = 0.3$, $\Delta_0 = 0.6$, $v_{P1}/v_{P2} = 0.5$, $\gamma = v_{S1}/v_{P1}$, $\Delta_0 = v_{S2}/v_{P2}$ 和 $\delta = v_{S1}/v_{S2}$

为了比较起见, 列入了液体介质 $\gamma = 0$ 的 K_P 曲线。基本的规律可以归纳如下:

1. 始点以前反射系数是变化非常平稳的, 且随着入射角的减小彼此逐渐接近; 靠近始点差异最大。在这个范围内纵、横波速度比越小则 $K_P(i_1)$ 曲线的位置就越高。如果考虑到比值 v_S/v_P 的减小也就是意味着介质性质趋近于液态, 那末上面的现象就很容易理解了。

必需指出, 当 γ 和 Δ_0 很小时随着入射角的增大振幅增大, 而对于 γ 和 Δ_0 (大于 0.5) 很大时, 则相反 (即振幅减小)。

2. 极大值的横坐标位置变化不大。

3. 在始点以后可以看出 K_P 有本质上的变化, 当到达第二临界角 $i_1 = 50^\circ$ 以前的区域内, 可以认为, 比值 v_S/v_P 小时, 反射系数的值就大。这一点从物理学来看可以和介质性质趋近于液体这一点相联系。

在不同入射角的情况下, 比较固体和液体介质中的反射系数将具有一定的意义。图

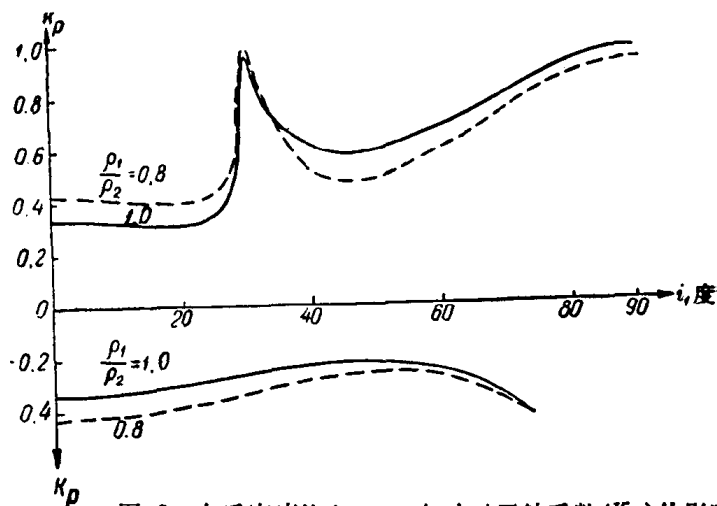


图 3 介质密度比($\sigma_0 = \rho_1/\rho_2$)对反射系数(K_P)的影响
介质系数: $v_{S1} = 1$ 公里/秒, $v_{P1} = 2$ 公里/秒, $v_{S2} = 2$ 公里/秒,
 $v_{P2} = 4$ 公里/秒
当入射波来自第一介质时 K_P 是正值, 而从第二介质中来时则为负值

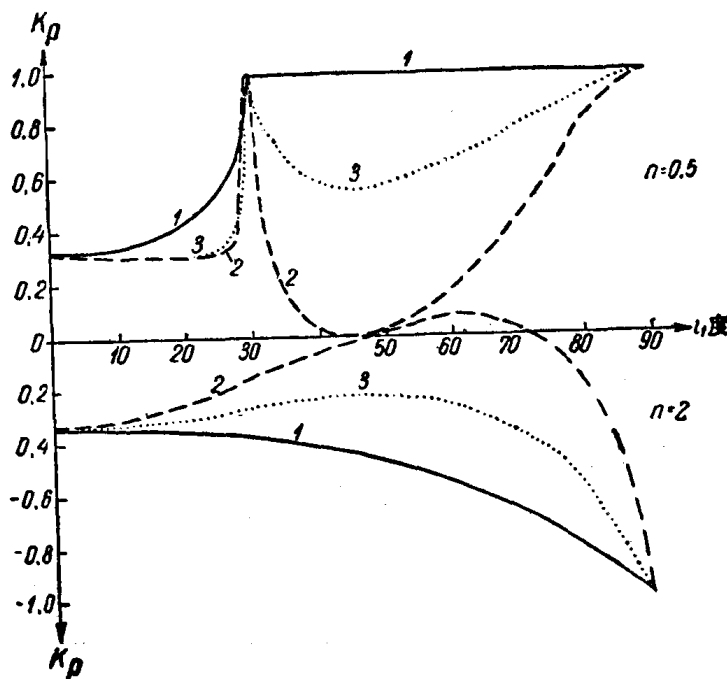


图 5 对不同介质反射系数 (K_P) 的比较

1—液体; 2—液体-固体; 3—固体

$\rho_1/\rho_2=1$, $v_{s1}/v_{p1}=v_{s2}/v_{p2}=0.5$

5 上繪有当 $n=0.5$ 和 2.0 , $\sigma_0=1.0$ 情况下相应的曲线。对于液体介质反射系数的计算可以按照已知公式 [25]

$$K_P = \frac{\cos i_1 - \sigma_0}{\cos i_1 + \sigma_0} \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} \quad (I \cdot 7)$$

其中 $\sigma_0 = \rho_1/\rho_2$ 。

如果波由刚性较大的介质入射到刚性较小的介质 ($v_{p1} > v_{p2}$), 则 K_P 将始终是实数并且是负值。在相反的关系下, 在临界角以外, 则 K_P 值的模数恒等于 1。

当波由液体入射到固体的半空间, 反射系数由公式 [25] 来确定:

$$K_P = \frac{z_2 \cos^2 2i'_2 + z_t \sin^2 2i'_2 - z_1}{z_2 \cos^2 2i'_2 + z_t \sin^2 2i'_2 + z_1} \quad (I \cdot 8)$$

其中 i'_2 —— 折射角 (分界面的法线和在第二介质中横波射线间的角度), 并由下式来表示:

$$\sin i'_2 = \frac{v_{s2}}{v_{p1}} \sin i_1$$

z_1, z_2, z_t —— 介质波阻抗, 即

$$z_1 = \frac{\rho_1 v_{p1}}{\cos i_1}, \quad z_2 = \frac{\rho_2 v_{p2}}{\cos i_2}, \quad z_t = \frac{\rho_2 v_{s2}}{\cos i'_2}$$

当波由固体入射到液体时, 类似的公式是:

$$K'_P = \frac{z_1 + z_t \sin^2 2i'_2 - z_2 \cos^2 2i'_2}{z_1 + z_t \sin^2 2i'_2 + z_2 \cos^2 2i'_2} \quad (I \cdot 9)$$

当上述反射系数为复数时它的模数将不再恒等于 1, 因为有一部分能量形成横波而散失。

将上述研究过的各种介质的反射系数 $K_r(i_1)$ 加以比较后可以看出, 当入射角很小的情况下, 由“密度”较小的介质入射到“密度”较大的介质时, 所有上述三类介质都具有相似的结果。对固体和液体-固体在始点以前模数几乎是完全重合。最大的差别仅仅在 $i_1 > i_{\text{临界}}$ 时, 对于液体-固体模数特点是具有很深的极小值, 这里反射系数降到零。在固体介质的情况下, 极小表现得很弱, 而对液体 K_r 的模数则等于恒值。当波由液体介质射到固体介质的时候, K_r 的变化最大。最后这一点对于波由密度大的介质入射到密度较小的介质的情况同样合理, 在这时对于混合体(固体-液体)的 K_r 将两次经过零线。

上述对比表明, 在许多情况下, 特点之定性描述可以用液体模型来代替固体, 当入射角小于临界角时尤其如此。

关于自由界面

上面我们仅仅分析了从一定界面上的反射, 而没有讨论检波器的安置条件。在观测时, 检波器经常是安置在作为自由界面的地表附近。所以检波器不仅接收向它直接传来的波, 同时也接收从自由界面来的反射波(纵波和横波)。

这类波的反射系数公式非常简单[25], 这里不再抄出。由于入射波和反射波的迭加, 位移值将发生变化。这个变化可用所谓的转化系数来表示[142], 它决定着入射波位移的分量与在检波器所在位置质点位移分量之间的关系。对于位移的垂直分量(w), 可以用下式表示之

$$w = -\frac{v_P}{v_S} [w_P] u \quad (I \cdot 10)$$

其中 u ——由入射波引起的位移的绝对值;

w_P ——转化系数。

在文献[142]中举出了以入射角和比值 $v_S/v_P = \gamma$ 为函数的转化系数的表格。在图6上绘出对于不同入射角的 $1/\gamma[w_P]$ 的数值。所有的曲线表明, 除了 $\gamma=0.7$ 以外, 其变化规律很近似于关系式:

$$1/\gamma[w_P] \approx 2\cos i.$$

众所周知, 在地表附近的速度是很低的(低速层), 所以在检波器附近入射角一般是很小的,

实际上不超过 $10-20^\circ$ 。从图6可以看出, 入射角这样小的情况下系数 $1/\gamma[w_P]$ 可以认为是一常数, 因而, 自由面对振动的接收条件来说一般会造成重大的影响。

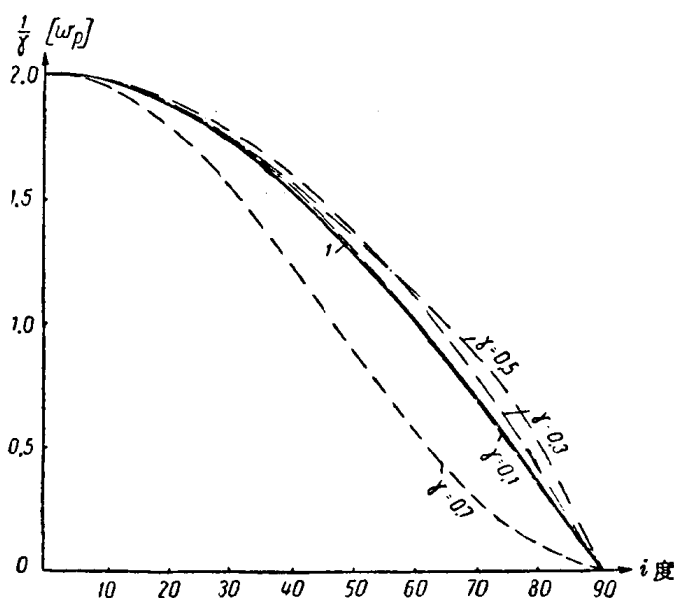


图6 自由界面对反射波强度的影响

i —入射角; $\gamma = v_S/v_P$; $[w_P]$ —转化系数。

$1 - 1/\gamma [w_P] \approx 2\cos i$ 的近似曲线

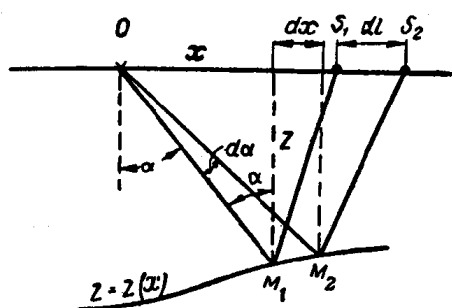
关于反射波的几何发散

入射波和反射波的波前在实际上与球面相近。因此, 随着波的传播波前不断扩大, 而在震源上所激发的能量分布在越来越大的表面上。所以波的强度随着距离的增加而减

弱，并且减弱的规律与爆炸和检波器间的距离、地层中分界面的位置、界面的形状和速度的分布（对于多层的介质而言）有关。这种现象被称为波的几何发散。

现在我们仅仅研究只有一个反射面的情况，在这个反射面上的半空间是均匀的，并为了简便起见只研究二度问题。因为在地震勘探的实践中，在大多数的情况下是直接解决二度问题（在纵剖面上观测）的。

如果反射界面是一个连续曲线 $z(x)$ ，单位功率的点震源向下半面朝所有方向均匀地发散能量，每个扇形单元 $d\alpha$ （图 7）中所包含的能量等于：



$$dQ = Q \frac{d\alpha}{\pi} = \frac{d\alpha}{\pi} (Q=1)$$

在点 M_1 和 M_2 处反射后的每个扇形单元的能量流等于：

$$dQ_{\text{отр}} = K_P \frac{d\alpha}{\pi}.$$

单位长度计为 (dl) 上将获得能量：

$$q = \frac{K_P}{\pi} \frac{d\alpha}{dl} \quad (\text{I} \cdot 11)$$

图 7 反射波的扩散效应

而振幅则相应地可以写成：

$$A = \sqrt{\frac{K_P}{\pi}} \sqrt{\frac{d\alpha}{dl}} \quad (\text{I} \cdot 12)$$

若对反射界面的形状作最一般地假设，导数 $\frac{d\alpha}{dl}$ 的值就可以确定。实际上， α 角和反射点的坐标 (x, z) 具有以下的关系：

$$\alpha = \arctg \frac{x}{z}.$$

由此

$$\frac{d\alpha}{dl} = \frac{d\alpha}{dx} \frac{dx}{dl} = \frac{z - px}{x^2 + z^2} \frac{dx}{dl} \quad (\text{I} \cdot 13)$$

其中 $p = \frac{dz}{dx}$ —— 反射点分界面倾角的正切。

导数 $\frac{dx}{dl} = 1 / \left(\frac{dl}{dx} \right)$ 可以从公式 (II · 4) 中求得。它的通式这里不再引述。

现在来讨论平面分界面的情况。对这问题的解首先由 Б. 古登堡提出 [165]。界面方程式为：

$$z = h \sec \varphi + x \operatorname{tg} \varphi,$$

其中 h —— 爆炸点下法线的深度；

φ —— 界面的倾角（下例方向为正）。

在这种情况下， $\frac{d\alpha}{dl}$ 值由以下公式计算：

$$\frac{d\alpha}{dl} = \frac{2h \cos \varphi}{l^2 + 4lh \sin \varphi + 4h^2} \quad (\text{I} \cdot 14)$$

现在来确定与爆炸点 ($l=0$) 的发散相比较的相对发散。这时在一般情况下

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt{\frac{K_p}{K_{p_0}}} \sqrt{\frac{\left(\frac{d\alpha}{dl}\right)_l}{\left(\frac{d\alpha}{dl}\right)_0}}, \quad (I \cdot 15)$$

其中 K_{p_0} 是波在法綫入射情况下的反射系数。

反射系数的比可根据平面波的理论得出。相对于发散为：

$$L = \sqrt{\frac{\left(\frac{d\alpha}{dl}\right)_l}{\left(\frac{d\alpha}{dl}\right)_0}} \quad (I \cdot 16)$$

在平面界面情况下得出

$$L = \frac{2h}{\sqrt{l^2 + 4lh \sin \varphi + 4h^2}}, \quad (I \cdot 17)$$

或者用更简单的式子

$$L = \frac{t_0}{t} \quad (I \cdot 17')$$

其中 t 和 t_0 各为在剖面的給定点上，和在爆炸点上得到的反射波到达时间。

公式 (I · 17) 和 (I · 17') 同样可以从地震射綫图的几何分析中得出。

上述計算发散所引入的公式也可近似地用于层状介质中。若采用平均速度的概念，还同样可用于連續介质。計算几何发散更为普通的方法可參見文献 [96]。

反射波强度计算举例

根据以上的叙述，在震源类型（爆炸）已定的情况下，反射波沿剖面的强度分布决定于：在分界面上反射和折射过程，在自由界面上能量的重新分布和波的几何发散。后两个原因一般引起振幅平緩地变化，因而沿剖面反射波的强度大小将主要地决定于在界面上的反射、折射系数值。但是在某些情况下发散的影响是重要的，特别是对曲界面，在某些情况下則有决定意义。

下面引入几个計算反射波强度沿垂直于分界面走向的剖面变化的例子。

例 1。 水平界面深度为 h ，复盖介质是均匀的，在两个介质中纵波和横波的速度比为 0.5，而密度比为 1.0。图 8 繪出了强度曲綫。强度的极大值位于始点附近，也就是說和 $K_p(i_1)$ 曲綫相同。远离始点强度变化緩慢。对于反界面（从“密度”較大的介质一側入射）反射波的振幅变化范围較小，且更为平緩。

例 2。 介质参数和上面的例子相同，而界面傾角为 30° 。从图 8 中可明显地看出反射波朝界面升起方向具有非常大的强度。强度极大值相应于临界角且上下傾方向都存在，但沿升起方向表現得更为明显。在該图上同时繪出了由“密度”較大介质入射到“密度”較小介质（界面）的波的强度曲綫。这里强度变化更为平緩，而且在升起方向强度变大一些，它基本上是由于入射角和发散所引起。

例 3。 根据文献 [84] 图 9 所示为三层介质的反射波强度曲綫，为了比較起見，在图上也繪出了反射系数的模数曲綫。强度的极大值在始点附近，然后振幅緩慢地減弱。