伊比利亚半岛西南部海底地形和粗糙谱的声学估算

C. S. Clay, Wing K. Leong

威斯康一麦迪逊大学地质地球物理系，地球物理和极地研究中心。威斯康星 53562

摘要 用回声图来识别波长范围在 6 千米—12 千米，2 千米—6 千米，0.6 千米，3 千米以及低于 1 千米的粗糙度的地貌特征。在 3.5 千米的海深处，波长小于 1 千米的地貌已不可分辨。回声测深迹线的特征已用来发现细微地形或小地貌特征的位置。在每一谱区域内，估计了粗糙度均方根值。我们发现了一些具有小粗糙度的长波长地貌而其它则都是平滑的。我们将要讨论声学意义。重复研究区域是 32°N-40°N 以及 9°W-16°W。使用了海洋地球物理调查（1965—66）海军海洋局和 Lamont-Doherty 地质观测台的数据。

一、引　　言

我们试图把散射理论、常规测深以及海洋地球物理记录探索性地综合起来。我们努力的结果是对海底细微地形谱作出定量估计。用后者关于次海底层的密度和声速以及散射理论即能计算反射率或海底散射系数。由于这些系数同时依赖于测量系统和海底，就需要有把所得结果从一个声系统变换到另一个声系统去的理论。

用声纳系统遥测海底特征，对于我们来说，最重要的看来是要知道测量什么以及怎样在那里测量有关的东西。为此目的，我们仔细地检查了反射和散射过程的概念。我们将应用这些去估计海底粗糙度。我们正在试验一种新技术，这些结果可认为是初步的。在列举结果之后，我们将用理论来描述为改进估计所需的各种测量方法。

我们已知，一种平面分层海底上的反射系数依赖密度、声速和次表面层的损耗。当海底变粗糙后，局部反射仍然由局部结构给定；然而，接收机上的信号很可能为干扰所搞乱。如果严格地对同样声源和接收机位置（在同样的海洋声结构上重复发送信号，则接收信号同第一次收到的完全相同。每次发射之间测量系统的微小移动对每一次发射都会引起信号变化。变化的总量依赖于海底粗糙度和测量系统。整个一块海底随机粗糙地加以描述时，则信号系综出现随机性。

过去许多年，较多地使用了“反射系数”“散射系数”以及更为系统的“海底损失”等术语，并经常是可互换的。直观看来，当分界面是平面的时候，测量出反射，当表面是粗糙的时候，

测量散射系数。

在物理中，反射信号是入射信号乘以反射系数R。通常分界面是平面，测量系统平行于界面移动给出相同的结果。对于稍为粗糙的分界面，定义一个相干反射系数$<R>$，这样的推广看来是合理的，$<R>$由反射信号作系综平均测得($<>$表示平均)。对于瞬变信号，当测量系统在每次发射间要移动时，测出多次重复反射后的平均值，从而求得$<R>$。在某特定的指向上，声源距离是R_1，接受器距离是R_2，在R_0处声源信号ρ_0，平均信号是

$$<P>=\frac{P_0R_0}{(R_1+R_2)}\qquad <R> \tag{1.1}$$

均方信号$<P^2>$由多次发射所接收到的信号平方平均来测得。另一方面，在每次发射之间都把测量系统作移动。测量的结果是一个散射系数。当声源的方向为θ_1，接收的方向为θ_2，角频率为ω，声照射区域为A时，散射信号$<P^2>$是

$$<P^2>=\frac{P_0^2R_0^2A}{R_1^2R_2^2}S(\theta_1,\ \theta_2,\ \omega) \tag{1.2}$$

式中S是散射系数。对于一个十分粗糙的界面和在极高频率上，每个小面彼此独立地散射。$<P^2>$依赖于S的几何位置，那就是入射和散射声的方向。在一个完全平滑面上反射就是$<P^2>$的最大值。为了估计最大值$<P^2>$，我们对方程1.1中P平方并令$<R>=R$。假如仅仅测量了$<P^2>$，那么我们还是不知道$<R>$的。我们将使用方程1.2来分析数据。S的界限为

$$S(\theta_1,\ \theta_2,\ \omega)\leqslant S\leqslant\frac{R_1^2R_2^2}{A(R_1+R_2)} \tag{1.3}$$

S明显地依赖于散射分界面的粗糙度和高度偏差的相关函数。对于平滑的面以及部分平滑的表面，S也依赖测量系统，亦即依赖于束宽和几何位置。

海洋地球物理试验的一些特殊条件需要一个散射问题的公式，此公式包含有球扩展波阵面，宽范围的表面粗糙度以及任意形式相关函数。为了推进研究，描述以及解释资料的需要，在附录1中给出Clay所推导的核心内容。(Clay，1971和1972)

可以使用若干方法对海底作统计描述。粗糙度谱是分界面的定量测度。有时海底声反射作为在声通讯系统中的一个环节使用。如果该系统需要信号正确的再现，那么，就要使用相干反射系数，如果信号的存在和不存在是充分确定的话，那么，散射函数是必需的。虽然通过界面测量无法分辨出单独地形特征，可是在海底上这些地形特征组合的谱是可以测量到的。

二、相干反射声和海底粗糙度估计

散射和反射理论通常需要以下假定：分界面的平均表面为一平面并且它某一区域的粗糙度同任何其它区域一样有相同统计描述。事实上，海底是变的，它的斜度和粗糙度从一个地区到另一个地区变化着。由于声纳系统照射海底的一小区域，故测得的粗糙度是相对于照射区中那块界面的平均平面而言的。除非当海底地势在声传播路经内起妨碍作用，被"照亮"区以外的地貌是观察不到的。通过一个自然地理区内的若干次测量，能测量到海底起伏的平均均方根粗糙度σ。

为了说明相干反射的特征，在实验室水池试验中证实了一个粗糙面反射的信号和表面粗

糙度间的相互关系。根据图 2.1 给示，换能器发射 200 千赫声脉冲和在同样位置接收水面反射信号。回声用以对示波器强度调制。延迟扫描并扩展扫描以显示反射信号相位，亦即，白的为正相位以及黑的为负相位。为了得到象用标准图示记录器那样的记录，回声由非常慢地移动照相机内的胶卷摄下回声。二秒钟记录给示大约 200 次发射。

表面由风吹过后变粗糙了。声脉冲的持续时间跟波浪周期如 0.1 秒相比是非常短的，所以每次声发射给出了一个表面"快照"。表面粗糙度增加的影响是非常明显的。信号系综的相位在大粗糙度时被扰乱了，当 $k\sigma=1.08$，到达时间为常数的(如 537μs, 543μs, 等等)瞬间信号平均相位近于零。除了逐次发射均存在非相干相位外，信号还拖长了有一个不规则的尾巴。

被风吹起的表面起伏具有一个近似的高斯概率密度函数(PDF)，反射相干分量能相当好地同附录中的A方程(19)相符合。("A方程(19)"这类缩写符号表附录中的方程式。) 信号的相干分量是

$$<P>/P_0=\exp[-2k^2\sigma^2\cos^2\theta] \qquad (2\cdot1)$$

式中$<P>$是相干反射信号，P_0是一从平滑面反射的信号，k是波数$2\pi/\lambda$，θ是入射角，在附录中$k\cos\theta=\gamma$，以及σ是表面均方根粗糙度。方程(2.1)的曲线在图 2.2 上给示了，随着相干分量的减少，非相干分量增加。阴影区域用来作为散射分量存在的定性表示。散射信号的精确计算在下一节给出。

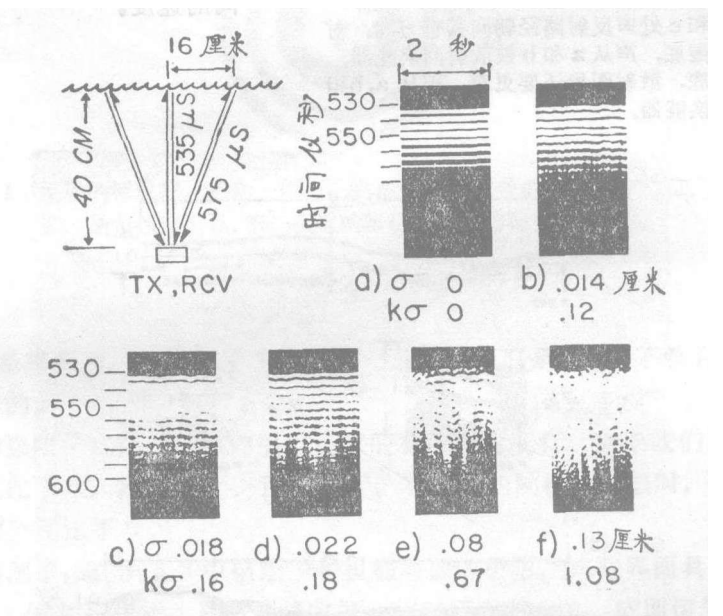


图 2.1　在不同粗糙度表上面散射声脉冲的时间扩展的照片。示波器的描述延迟和扩展以给出各个相位；正相位为亮区，负相位为黑暗区。平滑的小粗糙面回声特征如 (a, b, c, d)所示； e表示中等粗糙面，f 表示粗糙面。(Leong et al, 1917)。

用图 2.1 所给的数据类推，可以估计出具有不同粗糙度海底上所得的回声图，象图 2.2 中扦入的那几种示意图那样。回深测深信号的持续时间增加是由于增加了 b 和 c 处的非相干散射信号的行程时间而引起的。反射迹线的好坏可用来估计σ的上限和下限。$\sigma>0.6$ 相干分量小于 0.5，因而我们可用以作为一个估计界限。就 12 千赫和 3.5 千赫回声测深仪上的平滑而薄的迹线而言，它意味着，σ分别为小于 0.01 米和 0.06 米。在地震剖面频率上，(25—100

赫），常可把相位显示出来，因而当他们随着粗糙度增加变成非相干时，就很容易测定出来。（如图 2.1）。

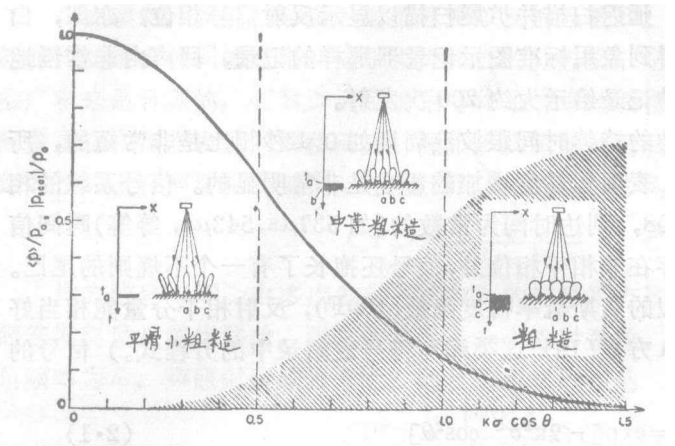


图2.2 斯望的平均信号是 $k\sigma \cos\theta$ 的函数。($\langle P\rangle/P_0$) 实曲线取自方程 2.1 和阴影区域给示了，来自粗糙面$\langle P^2$ 散射$\rangle^{\frac{1}{2}}/p_0$。非相干散射信号的一种粗略估计，三种示意图给示了回声测深和以不同粗糙海底来的射线路径。在 a, b, c 处的波束图形表示散射信号的指向线。对于平滑的小粗糙海底，声在 a 处反射返回换能器(可由一很小矩形示意)。而在此时 b 和 c 处声反射路径朝向其它方向。对于中等粗糙海底，声从 a 和 b 被散射回换能器。对于粗糙海底，散射图形还要更宽，声从 a, b和 c 散射回到换能器。

例如，我们使用了三个系统取自同一区域的数据，图 2.3 地震剖面的平滑迹线所示 σ 是小于 2 米（信号频率上限大约 100 赫）。在 3.5 千赫散射数据 σ 在记录中心区大于 0.06 米。在最靠左边的 12 千赫的数据，迹线变得很窄，这儿 σ 估计小于 0.01 米。在图右方所给示的地震资料数据表明，次海底界面特征是非相干散射，估计 σ 为大于 2 米。

大部分海洋地震反射测量要求海底足够平滑，$k\sigma$ 比 1 小得多。反射信号紧连在一起的宽角度地震剖面图所显示的数据才能定性地决定出各区间的速度。

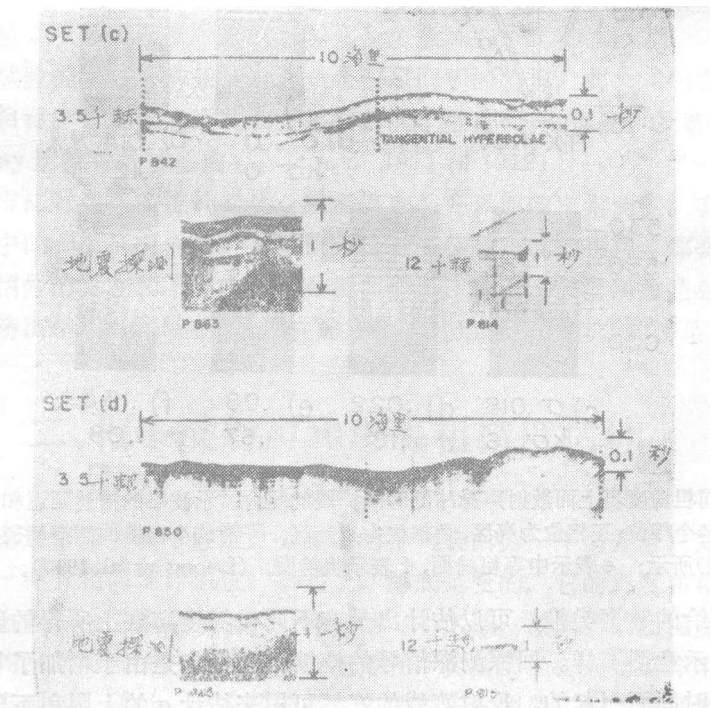


图 2.3 海底和次层海底剖面选自 1968.9 Kane。每一组内的剖面取于同一粗糙区域。海底粗糙度的变化从12千赫剖面显现。全剖传播时间均为双程。

三、海底声散射

我们的散射理论是 Huygens 原理：应用散射分界面由入射波阵面照射散射分界面，照射区每一小面元就是一个子波声源。在小面元上散射的信号的行程时间或相位与从声源到小面元，然后到接收器的距离成比例。散射信号的解析计算颇为是麻烦数，在附录 1 给出。

海底上的入射波阵面在许多地球物理测量中接近球面，这种现象可看作为物理光学中的 Fresnel 绕射区域。图 3.1 给示了一个平面分界面上反射的相位带。白的带对信号的贡献为正，阴影的贡献为负。为简单起见，点声源和接收器在Z 轴上，到 X-Y 平面的距离为 R_1。第一条带的半径 a 为

$$a=(\lambda R_1/2)^{1/2} \tag{3.1}$$

式中 λ 是声信号波长。附录 I 中作理论讨论时，在方程 A 14中定义——量 X_f 使之正比于 a 较为合适。源和接收器均在Z 轴上，距离为R_1。

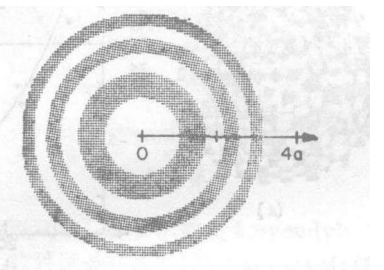


图3.1　反射的相位带。相对于原点，白色区域对信号的贡献是正相位。阴影区是负相位贡献。第一条带的半径 a 由于方程(3.1)给出。

$$X_f\equiv(R_1/K)^{1/2},\quad K=2\pi/\lambda \tag{3.2}$$

$$X_f^2=a^2/\pi \tag{3.3}$$

考虑 Fresnel 带是重要的，因为如果在整个第一条带内海底是平坦，不管别处海底怎样粗糙，散射信号将是大的。

粗糙海面的影响是在同一带域内引起贡献的相位发生变化。如果我们有 n 个同相分量，那么，信号 P 正比于 n，或者$<P^2>$正比于 n^2。有很大的随机相位差时，信号各分量平方相加；这样，$<P^2>$正比于 n。

作为直观的例子，在图 3.2 中描绘了若粗糙界面的图形，这些界面具有二种偏差，$\lambda/8$ 不加阴影线和 $-\lambda/8$ 加阴影线。从源到接收器，相对程差是$\lambda/2$，或即信号的正相或反相。把 Fresnel 带复盖在粗糙度的带上，这样一来，就显现出来 Fresnel 带和粗糙度带的相位组合。白色区是 Fresnel 带和正粗糙度相位组合，以及负 Fresnel 带和负粗糙度相位的组合。暗区相应于负同正和正同负组合。给出了大尺度粗糙度和小尺度粗糙度的例子。对于大尺度粗糙度，正号和负号相位的尺度大约和第一号 Fresnel 带相近；所以，散射信号的许多分量将有同样相位。我们假定，在第一号 Fresnel 带中有 n 个子波声源。根据图形(3.2)，大部分声源是有同样相位，$<P^2>$的最大值正比于 n^2，当粗糙度的尺度远小于第一 Fresnel 带的时候，分量按平方和增加，$<P^2>$正比于 n。对此两种情况，从外面的带来的对$<P^2>$的贡献可能

随 n 而增加。

通常，假定散射信号$<P^2>$正比于照射面积。从图中可明显看出，粗糙度的尺寸必需远小于第一 Fresnel 带的尺寸，对此才是很好的近似。对于其它情况，可预期$<P^2>$依赖于照射面积有不同的关系。相应地，散射截面将依赖声照射区域。就(图 2.1)声散射数据来说，由风吹起的波浪的相关距离跟第一条 Fresnel 带的尺寸大致相同。(Clay 和 Sandness, 1971)。图 3.3 示，散射截面与束宽函数关系。在图 3.3 还给示了表面偏差的相关函数。图 3.2 所画的大尺度粗糙度就代表这个实验

使用简化的散射函数表达式，我们可以对有关粗糙度，照射区域，信号频率以及水深之间相互关系，获得更多的了解。通常，回声测深数据是接近垂直入射时取

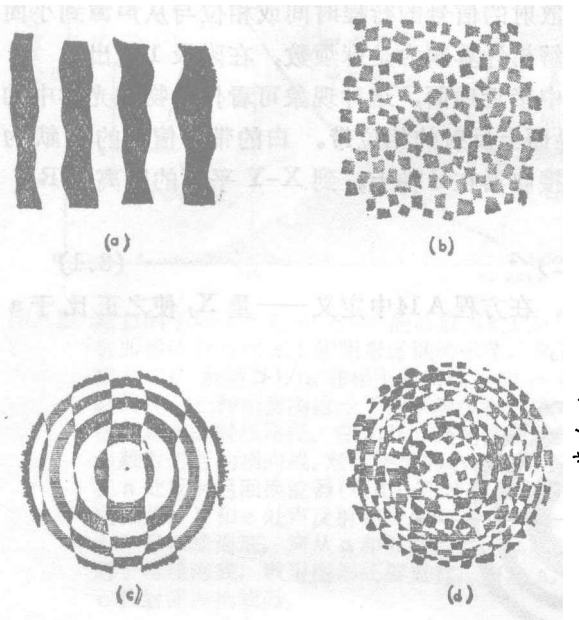


图3.2 简化粗糙海底和 Fresnel 带相位的组合。
一) 粗糙度空间尺寸大约相当于第一条 Fresnel 带直径。
二) 粗糙度空间尺寸远小于第一条 Fresnel 带直径。
三和四) 粗糙度和 Fresnel 带的组合。
白的是正相位，黑的是负相位。

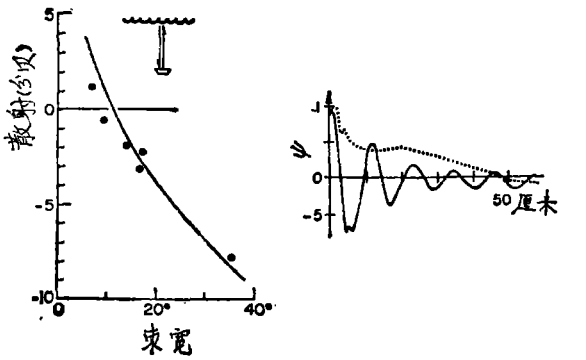


图3.3 散射函数，数据取自频率 200 千赫 50 厘米的深处，$\sigma=0.14$ 厘米，$k\sigma=1.1$。几何位置和信号示于图 2.1 上。虚线是横风的相关函数，实线是顺风的相关函数。

得的，并且发射和接收使用一个换能器。在X和Y方向束宽也是一样的。此外，在许多情况下，方程 A (54) 的数值计算所给出上限 u_{11} 和 v_{11} 同下限相比足够小，所以能够忽略掉。除第一条带外，其余S_{12}，S_{22} 等也可以忽略。去掉下标，1—1 带的散射函数为

$$S\simeq\frac{K^2R^2F^2}{32}A_XA_Yuv \tag{3.4}$$

在垂直入射和上述对称性的情况下

$$A_X=A_Y \qquad u=v,$$
$$\theta_1=\theta_2=0,\quad F=\cos\theta=1,\quad K=\gamma$$
$$\alpha=\beta=0$$
$$S\simeq\frac{K^2R^2}{32}A^2u^2 \tag{3.5}$$

我们必须假定一种处理海底统计描述，以便继续讨论下去。假定海底偏差的概率密度函数是高斯的，但没有数据证实此假定。要注意相干反射的付里叶变换可给出表面的概率密度函数(A方程(17)和(18)。假定表面的均方根粗糙度为 σ 和在声照射区域内相关函数为 ψ。ψ 的直

接测量本质上需要以极高的空间分辨力来测量海底偏差。Luyendyk(1969)报告了用依靠海军物理实验室深水拖曳体获得数据的谱分析。虽然，这是另一海区的数据，我们把数据作了变换，得到图 3.4 所示的空间相关函数。ψ 是经验的，如图(3.4)给示的最简单的拟合函数是一线性近似：

$$\psi=1-|\xi|/L_1-|\eta|/L_1,\quad \begin{matrix}0\leqslant|\xi|\leqslant L_1\\ 0\leqslant|\eta|\leqslant L_1\end{matrix} \tag{3.6}$$

$$\psi=0\quad 其他$$

式中 ξ 和 η 是相关测量中空间位移。大深度情况下 X_f^4/X^4 是远小于 1 可忽略。这样在A中方程(55—58)和(45)的 A_X，B_X 和 S 如下：

$$\begin{aligned}A&=2^{1/2}X_f^2/X\\ B&=4K^2\sigma^2/L_1\\ X_f^2&=R/X\end{aligned} \tag{3.7}$$

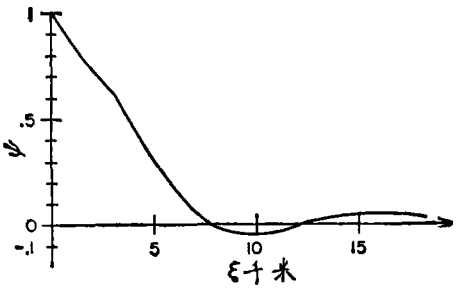


图3.4 海底上某一地区的空间相关函数。相关函数是 Luyendyk (1969)根据海底上某一地区的谱计算出来的。该地区是在西经125°44,′北纬 32°23′和4400米深度。

$$S=AB/2 \tag{3.8}$$

$$S=8^{1/2}K^2\sigma^2\frac{X_f}{X}\frac{X_f}{L_1}$$

$$S=8^{1/2}K\sigma^2R(XL_1)^{-1} \tag{3.9}$$

u 的代数近似值为(即A方程(60)是

$$u\leqslant\frac{2\pi^{-1/2}}{S+(S^2+4/\pi)^{1/2}} \tag{3.10}$$

将A代入方程(3.5)得

$$S\simeq\frac{R^2}{16}\frac{R^2}{X^2}u^2 \tag{3.11}$$

式中束宽 $\Delta\varphi\equiv X/R$。S 作为 s 或者方程 (3.9) 中参量的函数，由于忽略外围散射区的作用，它的数值计算原则上受 $4K^2\sigma^2>1$ 的限制。图 3.5 给示用一个 3.5 千赫回声测深仪所得曲线图中示。S 依从于 σ 和相关距离 L_1 的关系。三千米深处，第一条 Fresnel 带的半径大约为25米。考虑到下式，可以获得 S 的极限值：

$$\lim_{s}u=\pi^{-1/2}/s \tag{3.12}$$

$$s\gg1$$

$$\lim_{S\to0}u=1 \tag{3.13}$$

相应 S 的极限值是

$$\frac{R^2L_1^2}{128\pi k^2\sigma^4}<S<\frac{R^2R^2}{16X^2} \tag{3.14}$$

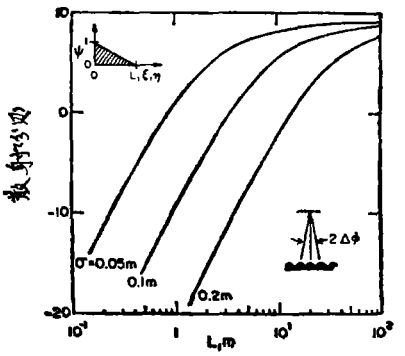


图3.5 用3.5千赫回声测深仪器时的散射函数。半散射束宽$\Delta\varphi=5°$。为了方便起见，令反射系数 R=1，k=14.7米$^{-1}$；kσ=0.735，σ=0.05米；kσ=1.47，σ=0.1米；kσ=2.94，σ=0.2米。

L_1小和Kσ大时，S趋于与照射面积尺度无关，这是入射平面波近似。大L_1和小s给出上限，S依赖于照射区的面积。平均信号$<P^2>$有以下极限值(由方程1.2的帮助获得)

$$<P^2>=\frac{P_{s_0}^2R_0^2}{R_1R_2}AS \tag{3.15}$$

式中 $A\equiv 4XY$

$$\frac{P_{s_0}^2R_0^2R^2A}{32\pi R^4K^2\sigma^2}<\langle P^2\rangle<\frac{P_{s_0}^2R_0^2R^2}{4R^2} \tag{3.16}$$

方程(3.14)和(3.16)的要旨是随着海底的σ和ψ的不同，S和$<P^2>$都与测量系统的束宽A和测量的几何位置有关。

四、海底的谱特征和地形特征

这节介绍的谱估计是手算分析而得出的。回声测深和地震剖面信号在海面处接收。以下列波长Λ的区间估计海底粗糙度。

ΛI<0.2千米，粗糙度估计σ

ΛII0.2千米<Λ<2千米：地形起伏r

ΛIII2千米<Λ<12千米：地形起伏r

ΛIV12千米<Λ<60千米：地形起伏r

在给定区域的每个波长区间内估计粗糙度σ或r。每一区域的测量结果以谱的方式给出。

在船上，用标准回声测深仪无法分辨区间ΛI中包含的特征。在大约3—4千米海洋深度上，30°波束宽度所张的照射区的弧长为2千米。典型地说，这些地形特征包括岩石的露头，漂砾，小的垂直断层和波状沉积物(Heezen和Hollister，1971)。虽然，用普通回声测深技术无法描出这些地形特征的剖面，从微观地形粗糙的海底所返回的信号是一个被拖长了的回声信号。图4.1上给示平滑和粗糙的海底回声迹线例子。用第二节中所讲述的技术来估计均方根粗糙度σ。如果使用窄声纳波束和短脉冲，拖长回声的那些区会产生小的双曲线。(双曲线

形的回声轨迹由一公共的点反射体的反射信号组成；从所指特征的边上返回的回声均不作记录)。这些特征的某些方面很大以致同深海照相无法予以显示，因而 1973 年 Lonsdale 和 Spiess 介绍的深海拖曳设备常常是研究它们的最好的方法。

区间 ΛIII 中包含的海底特征的波长小于 2 千米和地形起伏低于 6 米。(为了区别于 σ，用 r 表示可测量的地形特征的起伏，σ 是从回声信号特征中估计出来的)。虽然，区间 ΛII 波长范围内的这些地形特征的存在在回声深度记录图上能辨认得到，却无法得到它们的形状。

区间 ΛIII 包括在一般的回声深度记录图上容易观察到的海底地貌特征，它具有的地形波长大于由回声测深所照射的区域宽度。这些海底地貌特征具有的波长在 2 到 12 千米之间和地形起伏低于 200 米。

区间 ΛIV 包括波长 12—60 千米之间起伏达 1 千米的大尺度地貌特征。

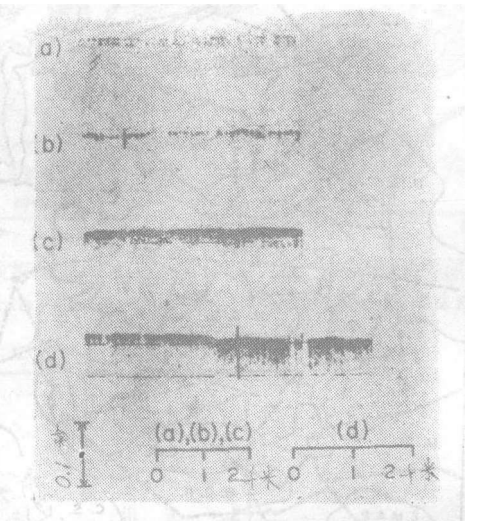


图 4.1 表明平滑类型和粗糙类型的微地形起伏回声深度记录。记录 a 取自平滑海底(34.6°N, 11.2°W)，存在海底次层相干反射。记录 b 取自粗糙海底(33.5°N, 11.6°W)，r<6 米；记录 c 取自可能有海底次层的粗糙海底。(37.2°N, 12.5°W)，σ>0.03米；记录(d)取自既有平滑又有粗糙的海底(32.4°N, 12.9°W)，σ>0.03米，r<6米(美国海军海洋局的记录)。

该项工作主要基于回声测深和地震剖面的分析，(12 千赫，3.5 千赫和 50—500 赫)海底沉积物数据在伊比利亚半岛西南的一个区域内采集。(图 4.2 和 4.3) 测线和自然地理区示于图 4.2。大部分数据由美国海军海洋局 (NAVOCEANO) 和 Lamont-Doherty 地质观测台 (L-DGO)提供。声学记录和导航距离精度的质量由差到好。图 4.3 测深图由英国国际海洋研究所的 Dr A Laughton提供。

因为大部分输入数据是图示的，所以结果也是图示的。本质上直观材料的描述保持尽可能简洁。已刊的参考资料给予附录 II。

测深数据和地球物理数据的频谱分析的结果示于图 4.4。该区域被划分为自然地理区，同一自然地理区内的数据特征认为大致是一样的。纵线图表示每一波长区间内的谱估计。图下面的字母表明小尺度地形的直观印象。在多山区域，g 型地形，回声轨迹线都是双曲线形，而在区间 ΛI 和 ΛIII 中对小地形特征则不能予以解释。

绘制了五张图形 (4.5—4.9) 来描述海底的地形特征，从最大地形起伏，长波长 ΛIV 地貌开始(图 4.5)到叠置在其上的微地形起伏和短波长 ΛI，ΛIII 地貌为止均有(图 4.9)给出图

4.5 中的小尺度地形特征，ΔIII 的回声图示于图4.10。

对于绝大部分区域，地形特征图的构成必需解释(见各个图标的解释)。在数据不足的地方，粗糙度分界线画得同区域等高线和同海底斜度相一致。在海底地形特征迅速变化的地方，则沿着测线用小斑点画出粗糙度的异常变化而不把数据外推到测线以外去。

在大双曲线占优势的区域，无法用水面船的回声测深记录测出粗糙微地形图。在海底回声形成类似波状回声迹线的地方，曾作出努力去识别该地区的微地形起伏。某些这种回声是由一些陡削的反射体，诸如波状沉积物和垂直断层所反射回来的。

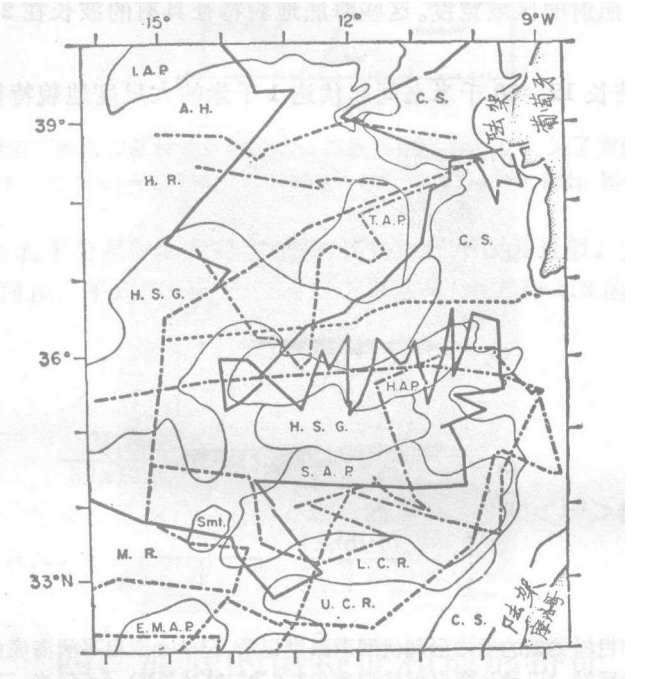


图4.2 船航迹和自然地理分区的位置图。实线是 Vema 号 27 航次航线，1969 (L-DGO) 长短虚线是 Attantic Seal 号和 Arctic Seal 号航线，1965—1966 (美国海军海洋局)；短虚线是 Gibbs号航迹 1966(OP240, Brakl 1968)。地理分区界线按 SP95-5-5中图 4 作修正(美国海军海洋局,1967a)。使用符号：AH，深海丘陵；C.S.,大陆斜坡E.M.A.P,东马德拉岛深海平原；H.A.P.马蹄深海平原，H.R马蹄隆起；H.S.G.,马蹄海底山群；I.A.P.伊比利亚深海平原；L.C.R,低大陆隆；M.R.,马德拉岛海隆起；S.A.P,塞纳深海平原；Smt,海山群；T.A.P,塔古斯深海平原；和U.C.R.上大陆隆起。

五个地形特征图应同时对照研究。把图制成透明的，以不同组合叠在一起，即可以对海底特征作最好的观察。例如，图 4.6 包含有海底的定性描述，但它需要图 4.7 和 4.8 来给出海底地形特征的定量意义。把图 4.9 和 4.10 综合起来观察，能看出微地形的类型，如现场记录所说明的，这些记录随海底的不同的底特征而定。同样可能寻找到微地形和自然地理区之间的关系或微地形和等深度之间的关系。

基于(图 4.5)地区地形起伏，可以在亚地理区范围内应用地形的三重分类法。摩洛哥大陆海隆和深海平原有平滑地形；摩洛哥大陆斜坡和海洋海隆有中等粗糙地形(地形起伏<400米)；葡萄牙大陆斜坡和马蹄形的海山群有粗糙地形(地形起伏>400米)。对随后各地区的小尺度地形和微地形的描写，均以大尺度地形起伏为背景来进行讨论。

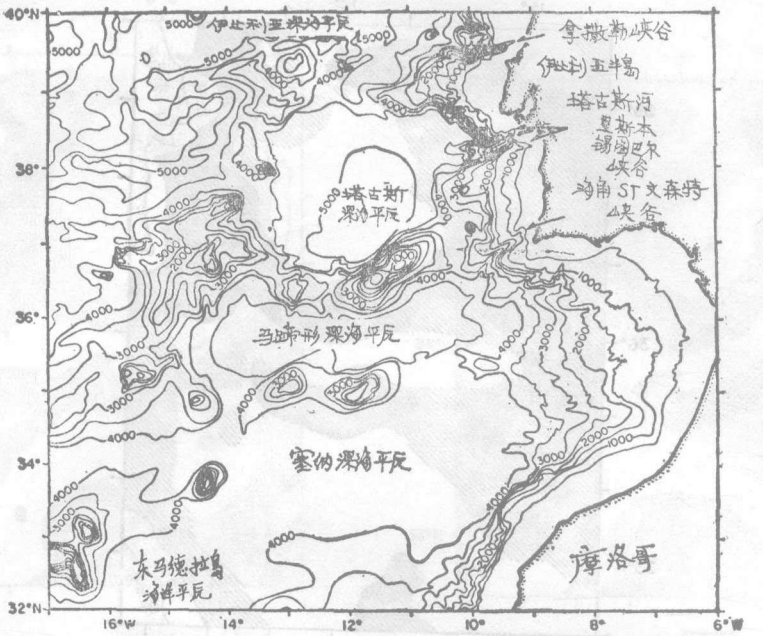


图 4.3　等深图，等深线根据英国国家海洋学院提供的未刊印的等深图换制成米。（经 Dr, A. Laughton 同意），原图的线密度远远密于图 4.2 所示。

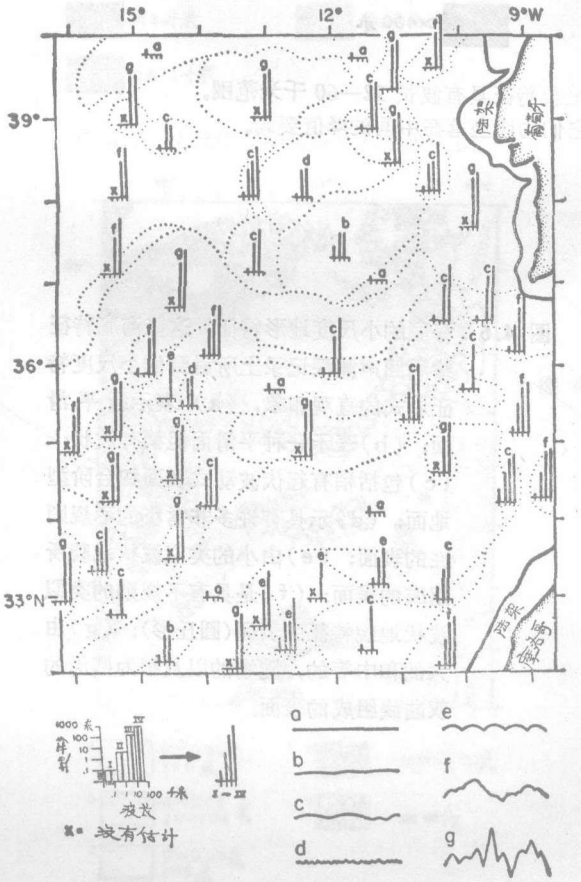


图 4.4　频谱分析。这张图根据图4.5—4.9给示的资料作了归并和简化。每个直方图给示虚线所围区域内的主要的或最粗糙的地形以及微地形图。a-g 的说明给予图4.6的注解中。

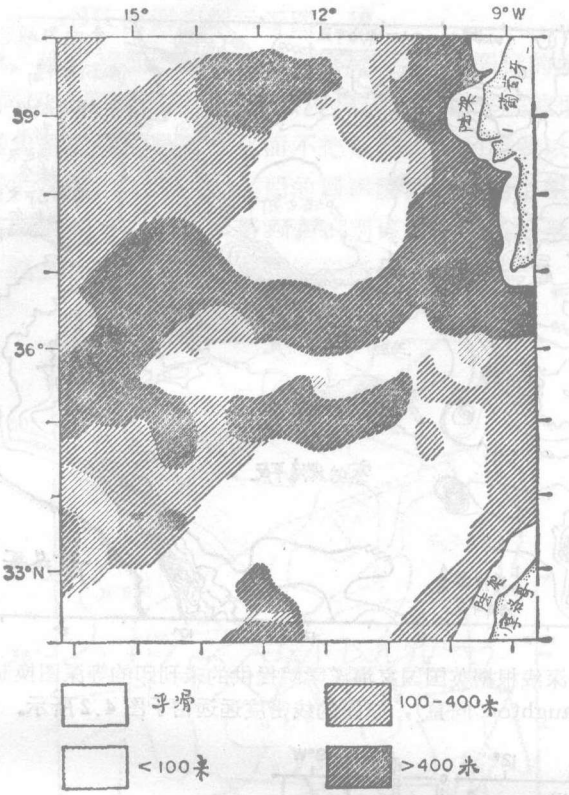


图 4.5　大尺寸地形起伏。这些地貌特征具有波长 12—60 千米范围。波长在高峰之间测定。它们均比坐落在中间的峰值要高。

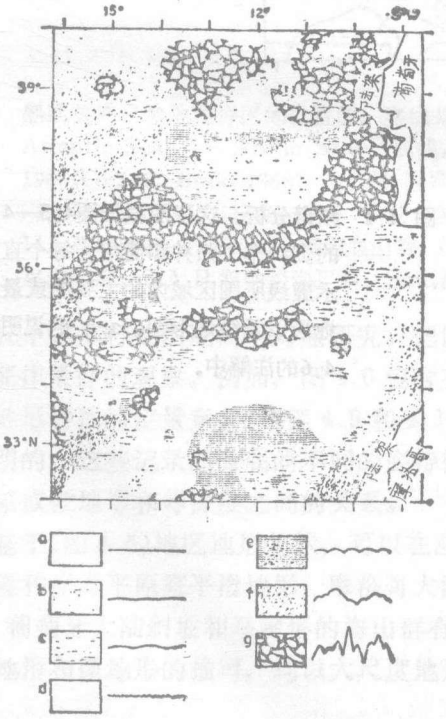


图 4.6　海底的小尺度地形特征。这些海底特征给示回声测深记录上所看到的小尺度特征形式的直观印象，（a）表示级平滑面；（b）表示一种平滑面但稍有波状；（c）包括稍有起伏波动式表面和台阶型地面；（d）示具有许多非常小的不规则性的表面；（e）由小的类似波状地貌所组成的表面；（f）是具有不规则的类似波状地貌特征的表面(圆丘形)；（g）由大的和中等的，陡峭的以及稍为圆滑的双曲线组成的表面。

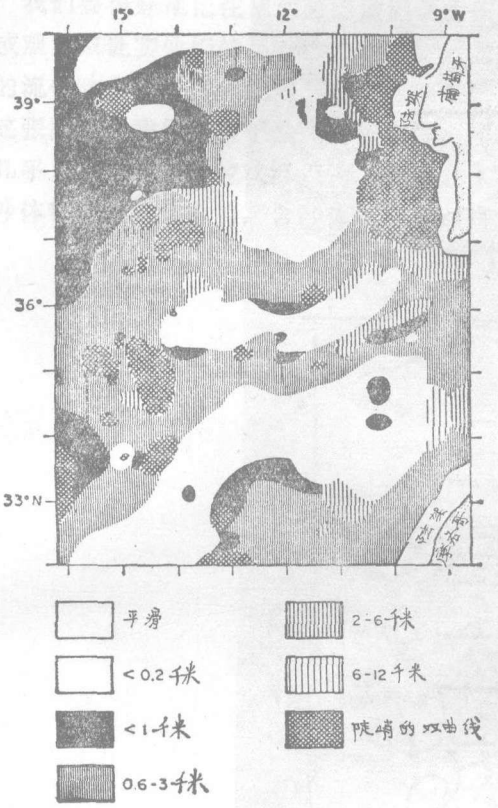


图 4.7　小尺度地貌特征的地形波长图。

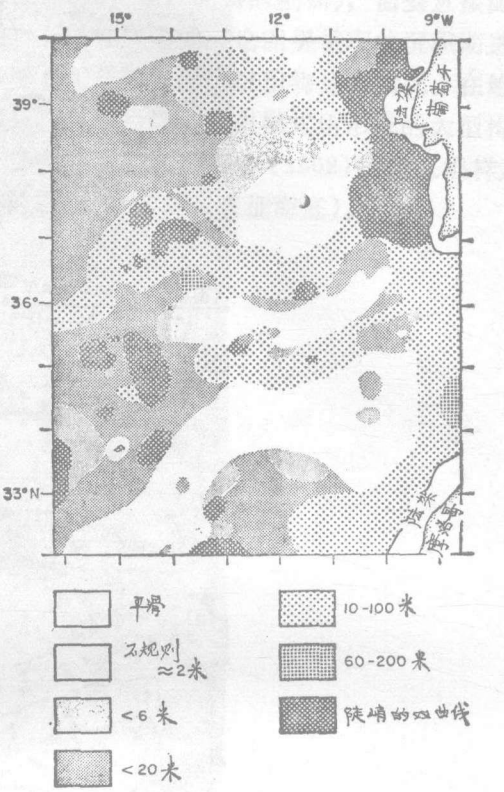


图 4.8　小尺度地形起伏。

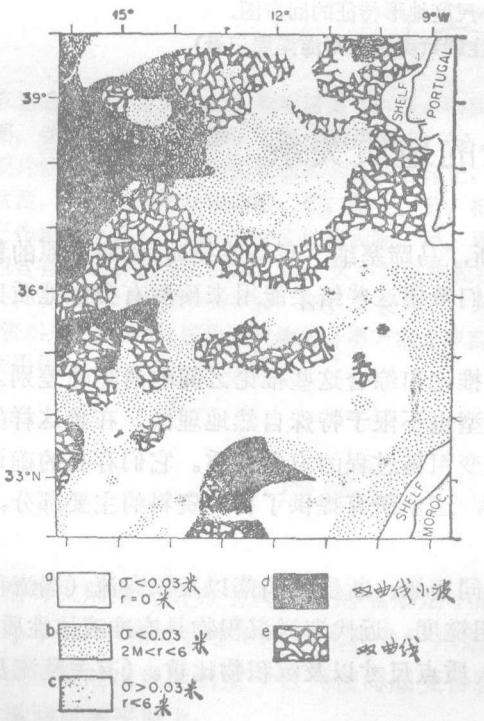


图 4.9　微地形起伏。根据 3.5 千赫回声测深记录所看到的回声特征来估计微地形的存在和大小。在(a)，(b)和(c) 中，从相位相干和回声的延长中估计σ，沿着锯齿状回声迹线相邻之间不规则性测度 r；(d) 包括小的，规则波状，不规则波状和小双曲线，双曲线形中的一些线可能同海底回声相切，(e) 从大的到中等的陡峭的到稍圆滑的双曲线。

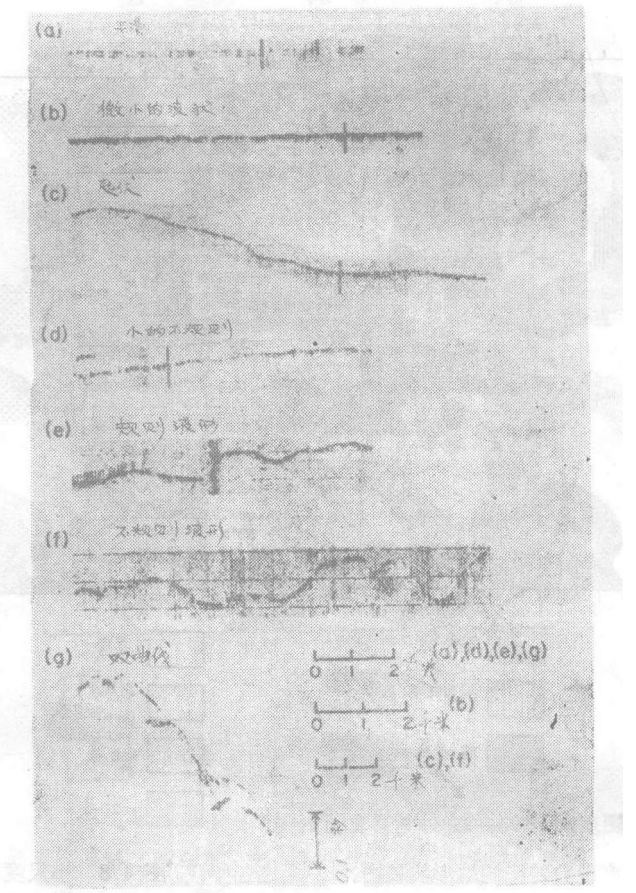


图 4.10 给示图 4.6 的海底小尺度地形特征的回声图。
(参看图 4.6 图标的注解)(美国海军海洋局记录)

五、粗糙度谱的地质关系

以下讨论的主要重点是有关地形和(塔古斯，马蹄塞纳，东马德拉岛)深海平原的粗糙度谱以及摩洛哥大陆架隆起地区的地质过程。我们希望这些结果能用来预测有类似地质区域的海底粗糙度谱。

整个研究中，注意保持由现场数据所作的推论和综合这些推论之间的清晰的差别。我们发现粗糙微地形的出现既不局限于特殊地形类型也不限于特殊自然地理区。在象这样的区域研究中，我们只能推测粗糙地形特征以及海底变粗糙过程的力学性质。它们存在的确证必须有待于有更多的海底照像和经常的测量。然而，这个研究提供了初步资料的主要部分，以及将来查考有关该区域地质的想法。

地壳构造的过程和沉积过程能使海底发生同褶皱、断层、陷落以及深海流（端流和定向平流)冲蚀海床形等有关的有较宽范围尺度的粗糙度。近代海洋沉积物具有准液体性质，并且能形成各种几何形状的海床，主要依赖于流速、质点尺寸以及沉积物比重。(有关乱流及其沉积物方面的参考可见 Ewing et al, 1970)。

我们要很好地记住从遥感测量记录所作出的结论，(如声学法测得的剖面)，需要直接测量或观察以证实他们的正确性。然而，诸如沉积物岩石学性质等的推论能提供有关沉积期进行的流体动力学条件的线索。就这方面来说，构造图 5.1 表明了深海沉积物分布情况。在绘制这张图时，我们侧重于强调沉积物样品的粗粒部分，因为由输运曳引模式所形成的大型构造几乎总是包含着粗粒状沉积物。在图 5.1 上记录了含沙量，如 Bouna (1962) 所定义那样，含沙体都指在岩芯中的，含沙体不一定取自岩芯柱的顶端(假定可以表征海底)。

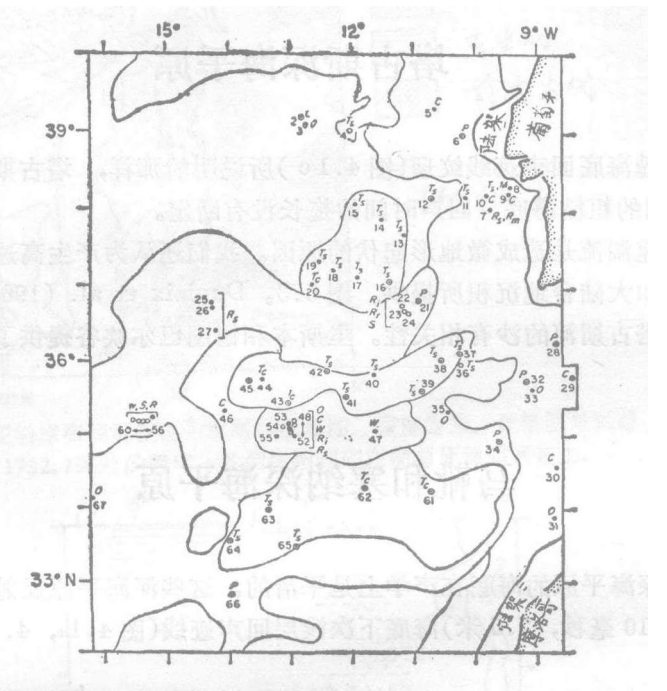


图5.1 取岩芯，挖泥，海底照相和测定浊度（由圆点和数字给出）以及每个站位上主要海底沉积物类型的站位图。使用符号：黑点●，无海底照相站位。◉，照片给出了平稳、平滑海底有动物冢和痕迹。O，照片给出了粗糙海底有波纹状和具有侵蚀印记，冰丘列，岩石碎块，露头以及小的垂直断层；O，软泥，有孔虫和小球状物石；C，粘土；P，根据照片认为是正常的软泥和粘土的深海沉积物；W 已作较适当筛选的粗粒和中度粒沉积物；M，地形陷落的碎片，粗粒；未经筛选；Ts，中度发育的包含有沙和淤泥的浊积物；Tc，大多数是细粒状沉积物，粘土的浊积物；S，矿石沙；Rs，岩石碎块，沉积物，石灰岩和页岩；Rr，矿物碎石，珊瑚；Ri，火成基性斑岩；以及Rm，变形岩，大理岩(资料来源见附录；深海沉积物的分类方案是取自 Ericson et al (1961) 和 L-DGO 岩芯实验室未发表手稿)。

摩洛哥大陆海隆

摩洛哥大陆海隆最为引人注目的地形是小的和有规则的波状地貌特征。大部分小尺度地形特征小于 20 米和波长在 0.6 千米和 3 千米之间。这些地形特征直接地或间接地同地质构造有关。大地震的出现能引发一系列使海底变得粗糙的地质过程。沉积物开始陷落、翘曲，被湍流冲激到深海平原上。

沉积物由于陷落和滑动以及断裂形式倾斜运动会使较低的隆起变为现在的波状地形。图5.2在B和E点处所具有的那种小型有规波状地貌特征的断面迹线可能是相关的。在B处沉积物的凸起是斜降积聚的缘故，好象是一个相关体一样，从D移动过来似的。

图5.2给示了A点和C点上的粗糙微地形。我们认为它是由相邻斜坡剥蚀下来的沉积物和岩石碎片组成的。

摩洛哥大陆海隆缓慢起伏地形显现出并未受大尺度的沉积物运动或重力断裂的影响。

塔古斯深海平原

正如根据粗糙海底回声迹线纹理(图4.1c)所说明的那样，塔古斯深海平原具有粗糙度为*AI*和*AII*之间的粗糙海底。回声时间的拖长没有断定。

我们认为快速湍流是造成微地形起伏的原因。我们还认为产生高速湍流需要的沉积物由塔古斯河冲积层和大陆台地沉积所提供。图5.3。Duplaix et al. (1965)发现同塔古斯含沙量的粗粒部分与塔古斯河的沙有相关性。里斯本和锡图巴尔峡谷提供了沉积物输送的直接路线。

马靴和塞纳深海平原

马靴和塞纳深海平原的海底在声学上是平滑的。这些深海平原反射回来一条海底相干回声迹线和一条浅(10毫秒，7.5米)海底下次浅层回声迹线(图4.1a，4.10a和5.4)。

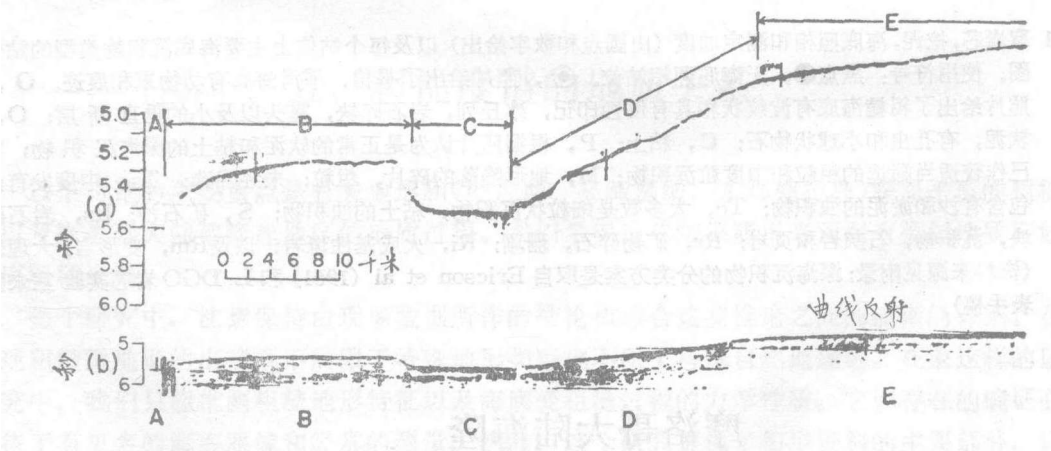


图5.2 显示摩洛哥大陆海隆构造地形特征的记录。回声图(a)和反射剖面(b)取自中心位置大约在32.3°N,12.5°VV的同一测线上。示于(a)上的波状形海底特征可由沉积物陷落和小尺度断裂来解释。记录(b)上，在E处曲线状反射可能是巨大断裂的结果。在B点沉积物凸起处也包含有曲线状反射。(在复制刻度上是不明显的)。(美国海军海洋局记录)。

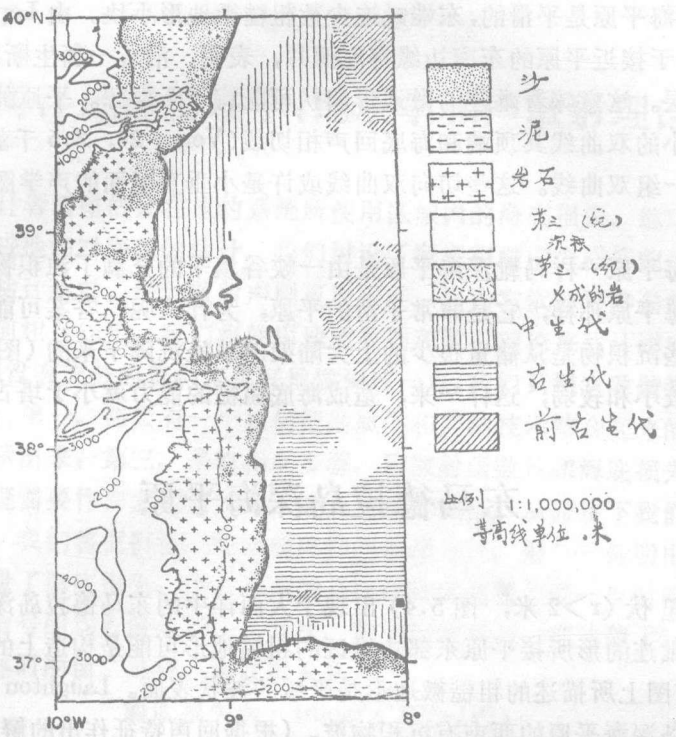


图 5.3 西伊比利亚沿岸海底沉积物和地质状况概图。深度为米。此概图是葡萄牙地质图(1952, 1969)的简化。此两张图刊印在葡萄牙地质调查上。

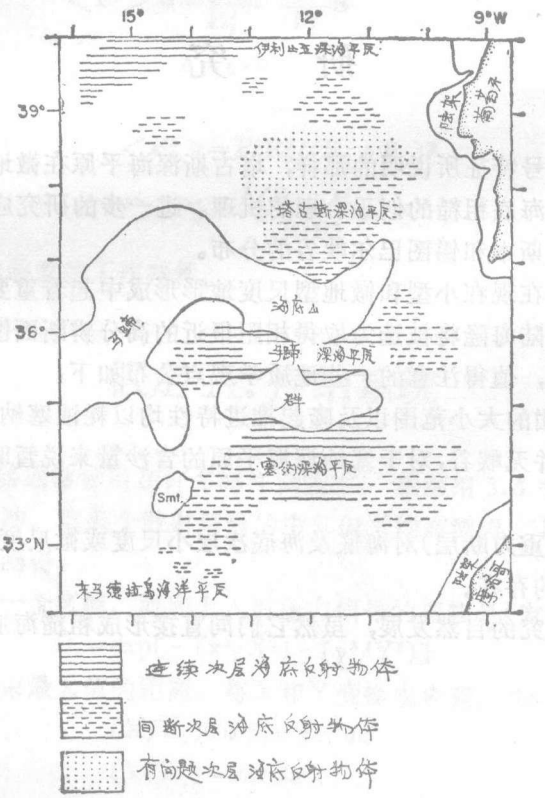


图 5.4 表示浅(<10ms)次层反射的分布图。确切定出的次海底反射总是和平滑海底结合在一起。

然而，马靴深海平原是平滑的，东端毗连少数粗糙微地形小块。由 Lepichon et al (1971, 图 5.3 和 5.4) 拍于接近平原的东南边缘海底照片，表明：沿着一新生断层斜坡有——1.2米垂直位错的小断层。这意味着毗连的微地形起伏可能有一断层源。平原的两端同样毗连粗糙微地形。存在着小的双曲线其顶端和海底回声相切线(Vema 27, 3.5 千赫的断面，L-DGO)。在它们之下有另一组双曲线。这些切向双曲线或许是小垂直断面的声学图象，而不是波状沉积物的。

象塔古斯深海平原一样马靴深海平原是由一峡谷填平的充满了浊积物，并与海山相毗连。但不象塔古斯深海平原那样，它是非常平滑的平原，为什么呢？答案可能在沉积物来源的类型和数量上，这些沉积物是从储量很少的上大陆架斜坡处沉降下来的（图 5.3)。在该地区发生的混浊流或许较小和较弱，这样一来，造成海底粗糙的能力就小于塔古斯海盆地。

东马德拉岛深海平原

粗糙微地形起伏 (r>2 米，图 5.4) 出现于大西洋中的东马德拉岛深海平原的两个小区域。与不平地形毗连的形所接平原东部边缘区的粗糙地形可能是构造上的原因造成的。在平原中央部位，回声图上所描述的粗糙微地形是平缓的波状表面。Laughton (1962) 认为大西洋中靠近东马德拉岛深海平原的西南有沉积物波。(根据回声特征作出的解释)东马德拉岛深海平原的微地形起伏的中部地带也可能由小沉积物波组成。

研　究

如从具有的回声信号特征所说明的那样，塔古斯深海平原在微地形上是粗糙的。大尺度混蚀流已被认为是形成海底粗糙的似乎合理的机理。进一步的研究应集中在揭示粗糙特征的性质以及关于它们在里斯本和锡图巴尔峡谷的分布。

我们还认为构造学在现在小型和微地型尺度地形形成中起着重要作用。这个推测需要进一步试验。下摩洛哥大陆海隆将被选为取得相距很近的高分辨断面图和沉积物样品的考察场所。为进一步调查起见，值得注意的一些地质学观点公布如下：

1. 沉降与滑动块团的大小范围以及隆起推进特性均以耗蚀塞纳深海平原为代价。

2. 塞纳深海平原并无峡谷，对于塞纳深海平原的含沙量来说暂时的沉积物存贮体可能会引起隆起。

3. 地壳构造(例如重力断层)对海底及海底次层小尺度或微尺度地形形成的重要性。

4. 深海水流通道的存在。

这些项目是目前研究的自然发展，虽然它们同直接形成粗糙海底地质构造的直接关系较少。

六、海洋地球物理学、地质学和声散射理论的综合

声纳系统设计者希望估计在他的系统所使用区域内的海底损失。地球物理学家希望用回声测深定量地改进他们对海底的估计。我们讨论了海底粗糙度怎样影响反射信号的相干性，以及使用相干来估计粗糙。估计散射声则更为困难，因为它依靠更多参数。为了阐明海底参数和声纳系统如何相互作用，我们将使用地质数据和散射理论来估计海底反射能力和“海底损失”。因为我们没有充分的资料来更好地做到这一点，我们只把它看做为数字练习。我们这样做有三个理由：第一，需要有一个如何把地质学和声纳技术结合起来的例子；第二，尝试把需要的资料显示出来；第三，采取相反步骤，用散射函数S和海底损失来估计海底参数。

我们进行处理需要作许多假设。为了避免使读者混乱，从而留下我们知道的比我们所做的要多些的印象，我们将把假设，外推和纯粹的猜测分开，用‘…’标明出来。

以下实验测量了海底损失：用一个声纳系统在特定位置上经一反射路经，以特定频率和波束宽度去测量信号的均方值$\langle P^2\rangle$。其次，把上述结果与一理论值P_0^2作比较，P_0^2是假定海底为完全反射体时的值。这样，海底损失是

$$\text{海底损失} \equiv -10\log(\langle P^2\rangle/P_0^2) \tag{6.1}$$

$\langle P^2\rangle$是方程 A28

$$\langle P^2\rangle = \frac{P_0^2R_0^2}{R_1^2}\,\frac{A}{P_2^2}S \tag{6.2}$$

$$A = 4xy \tag{6.3}$$

理论信号P_0^2是

$$\langle P_0^2\rangle = P_0^2R_0^2/(R_1+R_2)^2 \tag{6.4}$$

$$\langle P^2\rangle/P_0^2 = \frac{A(R_1+R_2)^2}{R_1^2R_2^2}S \tag{6.5}$$

进而，我们来假定声纳装置的工作特性。

假定 A. 声纳系统

3.5千赫回声测深器通常使用在许多海洋调查中，载频用3.5千赫。附录1中的理论给出$\langle P^2\rangle$。发射长声脉冲，取整个散射信号的中部值平均而测得$\langle P^2\rangle$。另一方面，P^2的积分亦可发射短声脉冲来测得。

声纳照射海底上的一个区域，海底上入射压力信号的振幅是(方程 A6)

$$D_0 = \exp[-(x^2/X^2)-(y^2/Y^2)] \tag{6.6}$$

式中x和y是距声纳波束最大值的距离。将X和Y变换成束宽，$\Delta\phi$和Δx，我们令

$$(X/R_1)\cos\theta_1 = \sin\Delta\phi \tag{6.7}$$

$$(Y/R_1) = \sin\Delta x$$

假设声纳在x和y方向有相同束宽，即$\sin\Delta\phi = \sin\Delta x$

假定 B　反射路径

海底损失在垂直入射情况下测量

$$R_1=R_2\ \theta_1=\theta_2=0 \tag{6.8}$$

在 3.5 千赫时，接收到海底次层反射。在该区域中分析了，海底的最初几米深度。有关海底沉积的假定以后给出。

这个假定代入方程 6.5 得出，

$$<P^2>/P_0^2=16\ \sin^2\Delta\phi S \tag{6.9}$$

附录大部分致力于计算 S。必须继续了解海底以及海底地形。

假定 C. 海底的地形

我们限制于无山自然地理区为了决定粗糙度谱中影响测量的部分。我们使用 Fresnel 带 x_f 的大小，方程 3.2 在 4 千米深度，x_f 大约 17 米。30米量级波长的地貌特征（也就是～$2x_f$）和小于 30 米级波长的地貌特征在 S 的计算中是重要的。从第四部分起，这些地貌特征是在波长区间 ΔI 中（在图 4.9，4.10 中给示）。

在平滑区域中（图4.9，a 和 b），我们假设存在有小波级和其他不规则性的海底（Laughton，1963）。我们假定在平滑区域 σ 大约 2 厘米。在微地形起伏 C 类型中，地形起伏是较大的，这儿 σ 估计是 10 厘米。对有小波状或者双曲线（d）的区域较为困难，那里可能有 30 米大小的地区，这种地区已足够大以致可看成局部平滑。没有实验数据可证实，我们假定 σ 在这些区域内是 2 厘米。

除了 σ 以外，还需相关函数 ψ 和相关距离。在“深处的表面”上（图 9.13，1977）Heezen 和 Hollister 在“海洋深处面貌”一文中绘制了各种特征地形，例如山峰之间波纹和沙波对距离的关系。他们没有给出相关函数或数据的谱分析。把 Luyendyk 的数据（图 3.4）外推到不同的海洋，我们假定 φ（方程3.6）近似地为线性函数。根据从岭到岭的间隔 Λ，我们假定第一过零处，L_1 大约为 $\Lambda/4$。一正弦曲线型地形起伏 r 和均方根 σ 成如 F 的正比关系

$$r\equiv 8^{1/2}\sigma \tag{6.10}$$

我们设想使用这些近似，这由于我们只是进行粗略的估计。从 Heezen 和 Hollister 的图 9.13（1971），根据通过他们的数据的直线求得以下 σ 和 L_1 公式：

$$\sigma\cong L_1^{0.8}/15\text{米} \tag{6.11}$$

$$L_1\cong 30\sigma^{1.25}\text{米} \tag{6.12}$$

沙波具有比峰到峰的距离更长的一些波脊，沿着脊方向的相关函数将长于 L_1。即使如此，我们假定 L_1 代表平均值而令 ψ 在两个方向上都一样。

$$\begin{aligned}\psi&=1-\xi/L_1-\eta/L_1\\&=0\qquad \xi>L_1,\ \eta>L_1\end{aligned} \tag{6.13}$$

因为这很重要，所以我们重申，在这个区域内，我们没有做 σ，L_1 或 ψ 的直接测量。

根据假定 C，我们利用方程 3.9 至 3.11 就线性相关函数的情况计算 S。用 $\Delta\phi$ 代 x/R，得出

$$s=8^{1/2}k\sigma^2(L_1\sin\Delta\phi)^{-1} \tag{6.14}$$

$$u \leqslant 2\pi^{-1/2}[s+(s^2+4/\pi)^{1/2}]^{-1} \tag{6.15}$$

$$S \cong \frac{R^2}{16}\ \frac{u^2}{(\sin\Delta\phi)^2} \tag{6.16}$$

S 的界限是

$$\left.\frac{R^2L_1^2}{12\ 8\pi K^2\sigma^4}\right|_{s>>1} < S < \left.\frac{R^2}{16\ (\sin\Delta\phi)^2}\right|_{s\to 0} \tag{6.17}$$

除了 K，σ 和 L_1以外，显然 S 依赖声纳的束宽。图 6.1 示 S 的计算。为简单起见，反射系数是 1。使用方程 6.12，这样 σ 择定后就定出 L_1。作为参考，给出了平面波入射的极限情况。S 依赖束宽是实际存在的，如果所测量的散射应用到其他系统去的话，显然必须对束宽作校正。

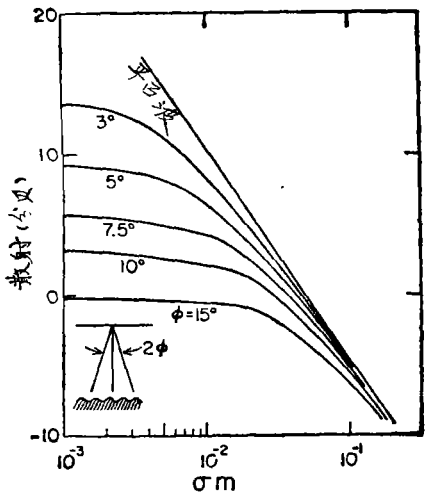


图 6.1 散射函数。信号频率是 3.5 千赫。ψ 是线性相关函数时，$L_1=30\sigma^{1.25}$，散射函数作为 σ 的一个函数。在此计算中，海底的反射系数为 1。水深是3000 米。

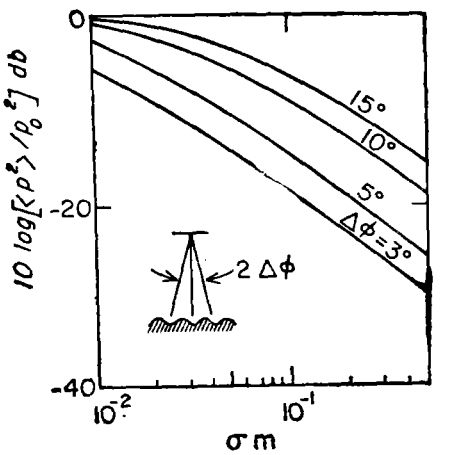


图 6.2 粗糙海底上的表现反射率。$10\log[\langle P^2\rangle/P_0^2]$作为均方根粗糙度 σ 的函数。信号频率是 3.5 千赫。相关函数ψ是线性的和 $L_1=30\sigma^{1.25}$。反射系数为 1。水深是3000米。

$\langle P^2\rangle/P_0^2$的计算直接由 S 的计算得出

$$\langle P^2\rangle/P_0^2 = R^2u^2 \tag{6.18}$$

S 大和 S 小时的界限是

$$\left.\frac{R^2}{\pi}\ \frac{L_1^2(\sin\Delta\phi)^2}{8\ K^2\sigma^4}\right|_{s>>1} < \langle P^2\rangle/P_0^2 < R^2\Big|_{s=0} \tag{6.19}$$

除了粗糙海底以外，表现反射率或海底的"海底损失"依赖于测量系统的束宽。$\langle P^2\rangle/P_0^2$ 的曲线示于图 6.2 上。我们让反射系数为 1，以显示粗糙度的影响。

假定 D. 反射系数

反射系数依赖密度、声速和沉积物的次表面层。在深海平原中，沉积物的最初几米主要是粉砂粘土。该区域中其余海盆沉积物大部分是粘土。取自深海平原的岩芯包括有被夹杂在

灰泥中的砂质粉砂的薄层(或不同百分比的砂和粉砂)。我们使用 Lamont-Doherty 地质观测台沉积物资料和 Hamilton 的(1971)方法估计在海水沉积物分界面的 ρ_1 和 C_1。这时，顶层假定在岩性上是均匀的。水底沉积物分界面上反射的估计示于图 6.3 中。

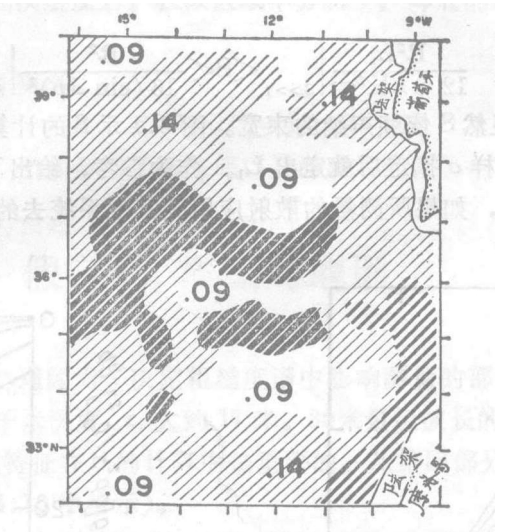


图 6.3　反射系数R的估计，水沉积物界面顶层(表面层)看作为平均均匀层。

我们知道灰泥中的砂质粉砂层是很好的反射体。薄层介层(2)之上为介质(1)，下为介质(3)。垂直入射时，它的有效反射是

$$R_{23}=\frac{R_{23}+R_{34}e^{2i\gamma_3 h_3}}{1+R_{23}R_{34}e^{2i\gamma_3 h_3}} \tag{6.20}$$

$$R_{23}=\frac{\rho_3 C_3-\rho_2 C_2}{\rho_3 C_3+\rho_2 C_2} \tag{6.21}$$

式中R是界面处的反射系数界面由下标规定，γ_3是介质 3 中的波数，以及 h 是所讨论的层厚度。我们假定层上下灰泥的特征是相同的，这样

$$R_{23}=-R_{34} \tag{6.22}$$

沉积物的性质是

$\rho_2=1.26$g 厘米$^{-3}$
$C_2=1500$ 米/秒$^{-1}$灰泥
$\rho_3=1.7$g 厘米$^{-3}$　　砂质粉砂层
$C_3=1620$ 米/秒$^{-1}$

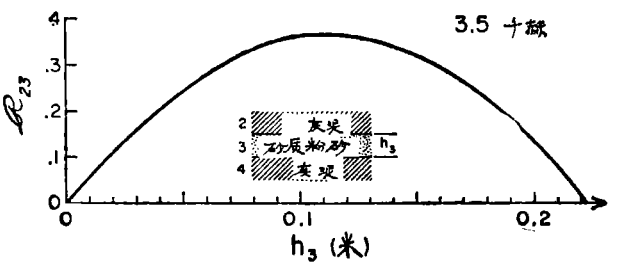


图 6.4　灰泥中砂质粉砂层的反射系数。

对于不同砂质粉砂层厚度，图 6.4 中给示了表示有效反射系数 R_{23} 的曲线。这是 3.5 千赫信号垂直入射时的曲线。

在此体积以外，Akal 把基于次层海底性质作出的反射系数同实测值作了比较。这些比较表明，在反射数据中，由于反射干涉而出现显著的最大值和最小值。这种方法是可以应用的一种正确方法，但我们使用它还没有足够的资料。水砂质粉砂层位于水沉积物分界面下，许多个声波波长，因而我们猜测深度的变化很大。为了使问题易处理些，我们假定水沉积物分界面的反射和从砂质粉砂层反射是非相干的，按平方相加。有效反射损失 RL 是

$$RL \cong -10\log(R_{12}^2 + R_{23}^2) \qquad (6.23)$$

图 6.5 是一张在该区域以分贝表示的有效损失图，假定一层平均 10 厘米厚砂质粉砂层夹在塔古斯深海平原沉积物上面几米处，一层平均 5 厘米厚砂质粉砂层在该区域其余深海平原下面。深海平原的反射率受到海底次层浅处的砂质粉砂层的存在及其厚度的影响很大。

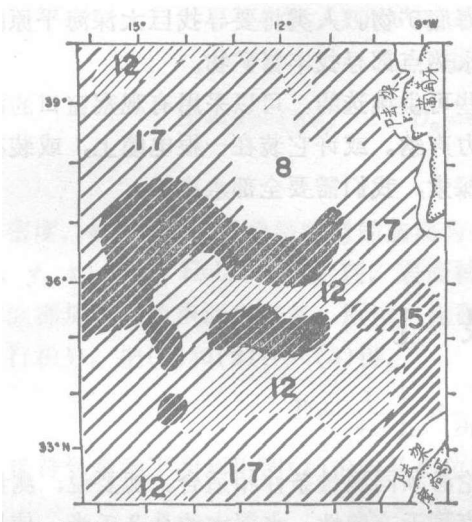


图 6.5 沉积物顶部几米处的平均反射损失以分贝表示，沉积物包含夹杂在灰泥中或砂质粘土沉积物中的浅砂质粉砂层。塔古斯深海平原砂质粉砂层估计平均厚度 10 厘米，其余深海平原砂质粉砂层的估计层厚为 5 厘米。

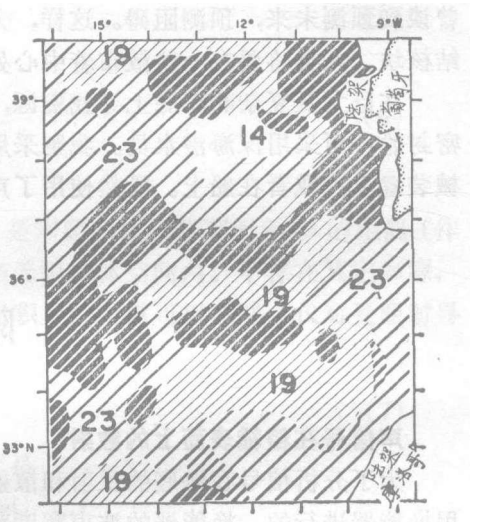


图 6.6 海底损失以分贝表示。信号频率为3.5 千赫。垂直入射时（见图 6.1）基于5°束宽所作估计。

总海底损失 BL 以分贝表示，等于底反射损失 RL（图6.5）和散射损失（设 R＝1），$-10\log(\langle P^2\rangle/P_0^2)$ 之和。

假定E. 声纳换能器束宽

'束宽 $\Delta\phi$ 是5°'。

3.5 千赫声纳时垂直入射，海底损失图的绘制如下：在 36.5°N 和 12°W 处，图 4.9 上海底是 b 型。在假定 C 中，σ 估计是 10 厘米。图 6.2 上，散射损失在束宽为 5°和σ＝0.1米时约为 15 分贝。图 6.5 上，反射损失是 8 分贝。这样，海底损失是 23 分贝。重复此过程完成图 6.6。从图 6.2 看到较大束宽，表现反射率也较大，用 15°束宽声纳构成的图比图6.6有较小的海底损失。

我们作了许多有关海底性质的假定以获得海底损失图。实际上，海底损失仅是一种声学测量值而且从真正意义上说是有关海底的未处理的数据。需要更多的资料来改进对海底的描述，例如，空间相关函数的类型，粗糙度，反射系数，以及局部区域是否统计均匀的。可能从地震剖面，宽角度角反射，旁侧声纳和长岩芯来获得这种资料。

结　尾

我相信我们正在处理的问题比作出海底损失的计算或者用海底损失对于海底粗糙度作估计更为重要。我们必须向前看，必须为预测未来而工作，必须为人类的需要而努力。Asimov曾谈到预测未来，预测阻碍。这样，人类将开发海底矿物。人类将要寻找巨大深海平原的锰结核块。人类将要在一些散布着中心处于充满盐水热点部寻找丰富矿物。

在巨大及复杂的海底上寻找资源，我们有某些可供挑选的。可以采用有观察窗口的深潜密封舱；可采用深海潜水员。我则采用高分辨能力声纳。或许它装在一根电缆上，或装在机械装置上，或者在船上。既然使用了声纳，为了探索，我们需要全部水声学。

附　录 I

声信号在粗糙表面上的散射

为了分析信号在海底的反射和散射，解析理论必须同测量条件相适合。扼要说，测量是用换能器进行的，换能器的波束宽度范围为几度直到无方向性。水深大约是3千米。信号频率范围大约从10赫到25赫。理论还必须适合于各种类型的海底。

海底用一反射系数和概率密度函数来描述。这样研究的目的是把海底的统计描述同散射声信号联系起来。散射信号的一阶矩纯粹地同表面偏差概率密度函数有关。散射声的二阶矩或均方值同表面偏差双变数特征函数有二维 Fourier 变换关系。

散射声与测量的几何位置，照射区域和粗糙表面有关。分析表明，通常对测定散射截面实验的诠释(一般)导出一些函数，这些函数仍然依赖于系统参数和测量几位位置。诠释建立在入射平面波的基础上，因而照射面积小，十分易于误解海上地球物理测量的来龙去脉。

推导声散射应用 Helmholtz 定理而且已由 Eckart(1953)加以采用。对于球面扩展波阵，使用 Fresnel 近似，必须包括 X^2和 Y^2或非平面波项的工作已经建立起来了，[Clay (1960), melton, Horton (1970), Clay 和 Medwin(1970), Clay 和 Sandness (1971)]。球面扩展波阵面的使用也是一个近似。自从用一声源阵列形成指向性"束波"或照射函数，合成波阵面不再是球对称。在主辨内和"远距离"上，波阵面近似球面。

这个推导的基础是二篇技术报告(Clay 1971 年和 1972 年)。

散射声

假设是局部平面反射，"反射"压力信号 P' 和入射信号 P_i 关系如下所示，

$$P' = RP_1 \tag{1}$$

$$\frac{\partial P'}{\partial n} = -R\frac{\partial P_1}{\partial n} \tag{2}$$

式中R是反射系数和$\partial/\partial n$是法向导数。

Eckart(1953)用小斜率近似以$\partial/\partial z$来代替法向导数。通过分部积分，就可把斜率包括进去。[Tolstog和Clay，1966年第196—199页]。结果是一几何因子，这一因子同在特定方向用$\partial/\partial n \simeq \partial/\partial z$所获得的一样。

借助Helmholtz定理，[Born和Wolf，1965年第375页]散射声压是

$$P = \frac{1}{4\pi}\int_S \left(P' \,|_S \frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial P'}{\partial n}\,|_S\right) ds^* \tag{3}$$

式中

$$u = e^{i(KR'-\omega t')}/R' \tag{4}$$

$$P_1 = BD_0 e^{i(KR-\omega t_1)}/R \tag{5}$$

当

$$KR \gg 1$$

$$B^2 = \pi\rho c\,(2\pi)^{-1} \qquad D_0 = \exp\left[-\frac{X^2}{X^2} - \frac{Y^2}{Y^2}\right] \tag{6}$$

$$\pi = \text{源功率}$$

ρ是密度，c是声速，对着接收器的法向为正。R和r′是声源和接收器到面元ds的距离（作为x，y，z），应用Helmholtz定理，表面被包围在一半无限球体空间内。不存在其它声源，所有波都从我们的声源中出发。所以，无限远处表面对积分的贡献可以忽略，仅对受照射界面进行积分。把(1)和(2)代入(3)得：

$$P = \frac{1}{4\pi}\int_S R\frac{\partial}{\partial n}(P_1 u)_S\,|\,ds \tag{7}$$

在矢量符号表示下和利用图(1)中的几何位置，R和R′是

$$|\underline{R}| = |\underline{R}_1 + \underline{i}x + \underline{j}y + \underline{k}z|$$

$$|\underline{R}'| = |\underline{R}_2 - \underline{i}x - \underline{j}y - \underline{k}z\,| \tag{8}$$

式中$\underline{i}$，$\underline{j}$和$\underline{k}$是沿x，y和z的单位矢量。我们假定声源有足够窄指向性，沿R的波数可用$\underline{k}_1$代替，即沿$\underline{R}_1$的波数与以上类似，$\underline{k}_2$是沿$\underline{R}'$的波数的近似。

$$kR \simeq \underline{k}_1 \cdot (\underline{R}_1 + \underline{i}x + \underline{j}y + \underline{k}z)，\ \text{等}$$

需要计算法向导数。小斜率下，$\partial/\partial n$近似$\partial/\partial z$，因而我们作这样的近似，然后，使用包括斜率的边界因子F，(Tolstoy和Clay 1966年)。被积函数变成(忽略时间)。

$$BD_0 R\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{RR'}\exp i[\underline{k}_1(\underline{R}_1 + \underline{i}x + \underline{j}y + \underline{k}z) + kz_2 \cdot (\underline{R}_2 - \underline{i}x - \underline{j}y - \underline{k}z)]\right)|_S ds \tag{9}$$

主要与X和Y有关的关系存在于指数上的相位函数和照射系数D中。Z的范围限制为非常小的值，同R_1，R_2，X和Y有关。因而，R^{-1}和$R'-1$依赖于Z的关系可以忽略。用R_1^{-1}和R_2^{-1}代替R^{-1}和R'^{-1}。在粗糙表面$\zeta(x,y)$上计算式(9)时，让z变为ζ来表示。对方程(9)取微分，我们可得

$$BD\,RR_1^{-1}R_2^{-1}(\underline{k}_1 - \underline{k}_2)\,|z\ \text{comp}\exp i[k(R+R')] \tag{10}$$

* **原公式有误** $$P = \frac{1}{4\pi}\int_S \left(P' \left| {}_S\frac{\partial u}{\partial n} - \frac{\partial P'}{\partial n}\right| {}_S\right) ds$$ **(校注)**

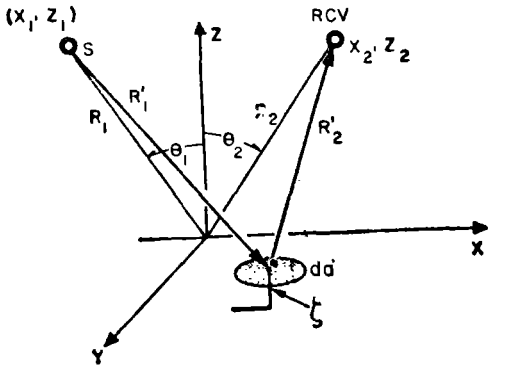


图 1　几何关系：ds 位于 X, Y, ζ 处。θ_3 是 R_2 和 Z 的平面同 X-Z 平面间夹角。R_1 是在 X-Z 平面中。θ_3 没有清楚给示。

为方便起见，我们在指数中用 $k(R+R')$。

$$P \simeq -\frac{ik}{\partial\pi} BRF \frac{e^{-i\omega t}}{R_1 R_2} \int_S D_0 \exp i[k(R+R')]ds \quad t = t_1 + t_2' \tag{11}$$

$$F = \begin{cases} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)/2, & \text{对于} \partial/\partial n \simeq \partial/\partial z \\ \dfrac{1+\cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} & \text{斜率系数} \end{cases} \tag{12}$$

注意：$|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$ z comp. $= -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$

式中，对于一种适度指向性声源，R，R_1和R_2在整个照射区域近于常数，可从积分中移出。

现在我们就适度指向性声源把 $k(R+R')$作展开。根据图 1R 和R′是

$$R^2 = (R_1 \sin\theta_1 + x)^2 + y^2 + (R_1 \cos\theta_1 - \zeta)^2$$

$$R'^2 = (R_2 \sin\theta_2 \cos\theta_3 - x)^2 + (R_2 \sin\theta_2 \sin\theta_3 - y)^2 + (R_2 \cos\theta_2 - \zeta)^2 \tag{13}$$

在应用$(1+a)^{1/2}$的二项式展开时，$(R+R')$可写成如下 ζ 的一次项和 x 和 y 二次项：

$$k(R+R') \simeq k(R_1 + R_2) + 2(\alpha x + \beta y + \gamma\zeta) + x_f^{-2}x^2 + y_f^{-2}y^2$$

$$x_f^{-2} \equiv \frac{k}{2}\left(\frac{\cos^2\theta_1}{R_1} + \frac{1 - \sin^2\theta_2 \cos^2\theta_3}{R_2}\right), \tag{14}$$

$$y_f^{-2} \equiv \frac{k}{2}\left(\frac{1}{R_2} + \frac{1 - \sin^2\theta_2 \sin^2\theta_3}{R_2}\right.$$

$$\partial\alpha = k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_3)$$

$$2\beta = -k(\sin\theta_2 \sin\theta_3)$$

$$2\gamma = -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \tag{15}$$

应用符号 x_f 和 y_f，因为 x_f 和 y_f 是第一 Fresnel 带的半宽度。α，β 和 γ 按照 Tolstoy 和 Clay(1966)的符号。

方程(15)代入方程(14)得出：

$$P \simeq \frac{ik\ BRF}{2\pi R_1 R_2} \exp\ i[k(R_1 + R_2) - \omega t]$$

$$\iint_S D_0 \exp[i(x^2/xf^2 + y^2/yf^2 + 2i(\alpha x + \beta y + \gamma\zeta)]dydx \tag{16}$$

方程(16)是连续波信号的表达式。对于瞬变信号，我们应用傅里叶积分定理并在整个谱上积分。事实上，激震脉冲或键控正弦没有一个非常窄的谱因而我们能够在声脉冲频率上计

算方程，并用它作为在整个信号谱上积分的近似值。

相干反射信号和决定表面的概率密度函数

假定信号有随机特征，这样我们用信号的系综平均来决定相干分量。系综平均由多次重复发射进行平均。在每次发射之间，粗糙面是变化的。表面每部分的统计描述是一样的，表面的随机特性仅表现在 ζ 中。然后，平均运算$<P>$是平滑表面的反射 P 和随机效应的乘积：

$$<P>=P_0\int_{-\infty}^{\infty}W(\zeta)\exp(2i\gamma\zeta)d\zeta \tag{17}$$

式中$W(\zeta)$是粗糙表面的概率密度函数，它具有傅里叶变换的形式。因而可写成反变换如下：

$$W(\zeta)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}(<P>/P_0)\ \exp\ (-2i\gamma\zeta)d\gamma \tag{18}$$

小掠射角时，它必须包括表面的掩蔽。Wagner (1966) 用射线光学近似导出了掩蔽函数用它可把 W 变换成表现概率零度 Wa 借助于 Wagner 的方程 21, 22, 40 和 41 (符号稍有变化)

$$Wa=\frac{2B[-\mathrm{Ber\,fc}\,(\zeta\sigma^{-1}2^{-1/2})]}{1-\exp(-2B)}W \tag{18a}$$

式中 B 是掩蔽参数，镜反射时，Wagner 给出

$$B=(2V)^{-1}\pi^{-1/2}(e^{-V^2}-v\pi^{1/2}\mathrm{erfc}\ v)$$

$$V\equiv\cot\theta(2\sigma^2\,|\psi''(0)|\,)^{-1/2} \tag{18b}$$

而 $\psi''(0)$是在 $\zeta=0$ 上相关函数的二阶空间导数。掩蔽的影响是在 ζ 为正时减小 Wa 和在负 ζ 时增加 Wa。Wa 的宽度趋于比 W 窄。表面的局部掩蔽增加相干成分的总量。

声在风吹表面上散射的实验室测量验证了这个效应(Clay, Medwin 和 Wright, 1973)。图 2(a)中示测得的表面的 W, W 符合 Gaussian 分布。图 2(b)中示散射声相干成分的试验值和理论值。变化声信号频率以改变粗糙参数 g，

$$g\equiv4\gamma^2\sigma^2$$

给示了掩蔽函数不同值时的理论曲线。不可能使 ψ 的测量值来估计 $\psi''(0)$和用方程(18b)计算 B。对于 Wg 为高斯型的情况可把曲线表成 $\exp(-g)$

表面具有 Gaussian 概率密度函数和均方根粗糙度为 σ 时，$<P>$等于

$$<P>=P_0\exp(-2\gamma^2\sigma^2)$$

Proud, Beyer 和 Tamarkin(1960) 和 Talotog 和 Clay(1966)就 Gaussian 概率密度函数情况对表式的正确性作过验证。如果表面的概率密度函数不知道可用方程(19)来估计 σ。

在理想的水平分界面上，只要入射角不是相当接近临界角，反射信号等于入射信号乘R。定义相干反射系数$<R>$，可把表面粗糙度的影响包括在反射系数内。

$$<R>=<P>/P_0 \tag{19a}$$

式中 P_0是 R=1 时接收到的信号。我们确信"反射"这一名词必须应用于相干成分，因而，相应说来与信号系综的一阶矩有关。

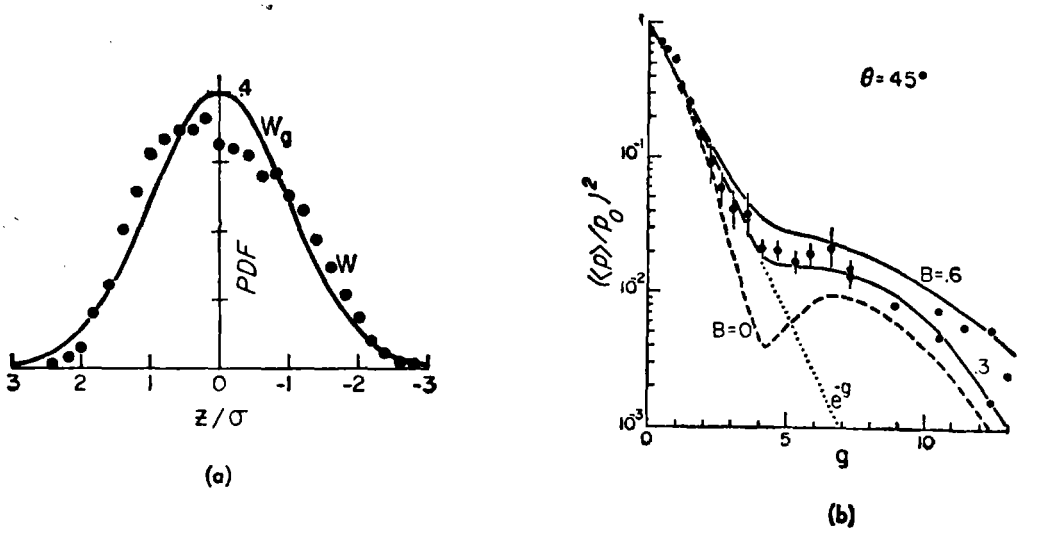


图 2 （a）"模型海表面"W的概率密度函数。均方根粗糙 $\sigma=0.45$ 厘米。用五个风扇吹动产生波浪表面。表面凹陷值向下方向为正。圆点是测波杆的测量值，WG实线是作为比较用的Gaussian概率密度函数，45°入射时的相关散射信号。试验数据点是圆（b）点。短线段表示离散的范围。$(<P>/P_0)^2$的理化值根据测量到的 PDF 和掩蔽参数，B=0.3 和0.6算得以实线表示。无掩蔽 B=0 是虚线。为了同 Gaussian 概率密度函数作比较无掩蔽时 e^{-g}是点线。$\sigma=0.45$ 厘米，$g=4\gamma^2\sigma^2$ [来自 Clay Medwin 和 Wright (1973)]。

均 方 信 号

均方信号的系综平均估计如下：

$$<P^2>=<\frac{1}{T}\int_{T_0}^{T_0+T} pp^* dt> \qquad p^*=P\text{的复数共轭} \tag{20}$$

式中 T 是脉冲的持续时间。把方程(16)代入上述表示式导得系综平均之内的多重积分。由于粗糙表面包含有随机性，故可把平均运算移入积分之内并对函数$\zeta(x,y)$和$\zeta(x+\zeta,\ \gamma+\eta)$进行。我们照所叙述的过程做。从方程(16)开始，我们得：

$$<P^2>\simeq\frac{K^2B^2R^2F^2}{4\pi^2R_1^2R_2^2}\iiint_{-\infty}^{\infty} D_0D_0'\exp i\{[(x^2-x'^2/x_f^2)+(y^2-y'^2)/yf^2 + 2\alpha(x-x')+2\beta(y-y')]\}<\exp[i2\gamma(\zeta-\zeta')]>dydxdy'dx'^* \tag{21}$$

式中 D′和 ζ′ 是 x′ 和 y′ 的函数，对双变量概率密度函数取平均。平均运算得出相应特征函数 C_2。

$$C_2=<\exp[i2\gamma(\zeta-\zeta')]> \tag{22}$$

如果概率密度函数是非 Gaussian，可使用双变量概率密度函数或 C_2的测量值。

假定照射区域内表面粗糙度是 Gaussian 分布，则可在积分内对双变量 Gaussian 函数求平均。其结果为

$$C_2=\exp[-4\gamma^2\sigma^2(1-\psi)]$$

* (21) 注原文有误，原文最后部分是 dydsdy′dx′——校者注

$$\psi=\frac{1}{\sigma^2 A}\int_A \zeta(x,\ y)\zeta(x+\xi,\ y+\eta)dydx \tag{23}$$

ψ 是 ξ 和 η，或 $(x-x')$ 和 $(y-y')$ 的函数。为了计算方程(21)我们需要选择照射函数。我宁选用 Gaussian 型的，因为同声纳换能器主波束有相似性，且无旁辨，而最主要的是，积分比较容易。D_0 为

$$D_0=\exp\left[-\left(\frac{x^2}{x^2}+\frac{y^2}{y^2}\right)\right] \tag{24}$$

作变量置换，从而对 x''，y'' 进行二重积分，

$$\begin{aligned} x&=x''+\xi/2 \qquad & y&=y''+\eta/2 \\ x'&=x''-\xi/2 \qquad & y'&=y''-\eta/2 \end{aligned} \tag{25}$$

雅可比行列式的乘积为 1。对 x'' 和 y'' 积分后，$<P^2>$ 化成下式：

$$<P^2>\simeq\frac{K^2B^2R^2F^2xy}{8\pi R_1^2R_2^2}\iint_{-\infty}^{\infty}D\ \exp(2i[\alpha\xi+\beta\eta])\exp[-4\gamma^2\sigma^2(1-\psi)]d\xi d\eta \tag{26}$$

$$D\equiv\exp\left\{-\frac{x^{-2*}}{2x_f^4}\left(1+\frac{x_f^4}{x^4}\right)\zeta^2-\frac{y^2}{2y_f^4}\left(1+\frac{y_f^4}{y^4}\right)\eta^2\right\} \tag{27}$$

当知道 ψ 之前，对 ξ 和 η 无法积分，正如前面提到的，我们对逆问题即对 ψ 的测定感兴趣。从实验上可以测出散射函数，从而求解 ψ 的积分方程(Proud, Beyer 和 Tamarkin 1960)。我们必须猜想一标准相关函数的形式，然而计标出散射函数用来同实验数据对照。处理之前，我们把方程(26)写为声纳方程形式。从散射积分中把声源强度和位置等量分离如下。

$$<P^2>=\frac{P_0^2R_0^2}{R_1^2}\ \frac{A}{R_2^2}S \tag{28}$$

$$A\equiv 4xy$$

$P_{s0}^2=B^2/R_0^2$，R_0 是一个单位距离

$$S\equiv\frac{K^2R^2F^2}{32\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}D\exp[2i(\alpha\xi+\beta\eta)]\exp[-4\gamma^2\sigma^2(1-\psi)]d\xi d\eta \tag{29}$$

S 是散射函数。假定 S 仅是表面粗糙度 σ 和 ψ 的函数，利用这样的假定已经作了不少计算。遗憾的是，这个假定并不有效，因为 D 是照射区域 x 和 y，几何关系，和 x_f，y_f 中的频率的函数。

特征函数的声学测量

在前一节中，用傅里叶变换确定粗糙表面的概率密度函数。散射函数，方程(29)也有傅里叶变换形式。类似的运算可在 $<ppx>$ 或 S 上实现。用 C_2(方程22)代替 Gaussian 假定，S 是

$$S=\frac{K^2R^2F^2}{32\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}DC_2\exp[2i(\alpha\xi+\beta\eta)]d\zeta d\eta \tag{30}$$

对于中等束宽，D 是 ξ 和 η 慢变化函数。这样，求出二维傅里叶变换就可导得

* (27) 原公式有误　原文是 $D\equiv\exp\left\{-\left(\frac{x^{-2}}{2x_f^4}1+\frac{x_f^4}{x^4}\xi^2-\frac{y^2}{2y_f^4}\left(1+\frac{y_f^4}{y^4}\right)\eta^2\right)\right\}$　——校者注

$$C_2=\frac{32}{\pi K^2R^2F^2}D^{-1}\iint_{-\infty}^{\infty}S\exp 2i[(\alpha\xi+\beta\eta)]d\alpha d\beta \qquad (31)$$

显然，能否进行反变换视 S 。或<pp*>所具的准确值而定。我假定读者可用数值计算来求出变换。虽然积分限是无界的，但 S 的实际测量具有上限和下限。还有另一种考虑。因为方程(30)中D作为空间高通滤波器运用，我看 C_2 对 ξ 和 η 而言未必会有比 $2^{\frac{1}{2}}x_f^2/x$ 和 $2^{\frac{1}{2}}y_f^2/y$ 更大的精度。

如果用测量相干成分确定表面具有 Gaussian 概率密度函数和方程(18)，则 Gaussian 双变量特征函数方程(23)可用来估计 ψ 。

散射函数的计算

我们计算 S 的方法基于对 ξ 和 η 空间内计算子区中的散射积分而得。设我们首先假定 ψ 是被测点的集，对这些点我们可任意地作出合理的解析拟合。我们选择子区间拟合。在每一个子区间，用二阶多项式来近似二维函数 ψ 。因此，积分变换为高斯函数。因为 ψ 是对称的，所以 ξ 和 η 有绝对值符号。图 3 概示 ξ 变化规律的例子。就图 4 所示的子区间而言，ψ 可表示如下：

$$\psi_{ij}=C_{ij}-b_{ij}\xi-a_{ij}\xi^2-f_{ij}\eta-e_{ij}\eta^2 \qquad (32)$$

$$为\xi_{i-1}<\xi\leqslant\xi_i \text{ 和 } j_{-1}<\eta\leqslant\eta_j$$

$$\psi=0为\ \xi>\xi_n,\ \eta>\eta_m$$

第一子区间中，系数可用前述记号来表达

$$C_{11}=1,\ b_{11}=L_1^{-1},\ a_{11}=L_2^{-2},\ f_{11}=W_1^{-1},\ e_{11}=W_2^{-2} \qquad (33)$$

在许多应用中，ψ 可用二种函数去近似，靠近原点处为 $\psi_{11}(\xi,\ \eta)$，其余区域为零。

把散射积分写成便于计算的形式，便计算成为简单的代数运算。为确定方向的辨别力，

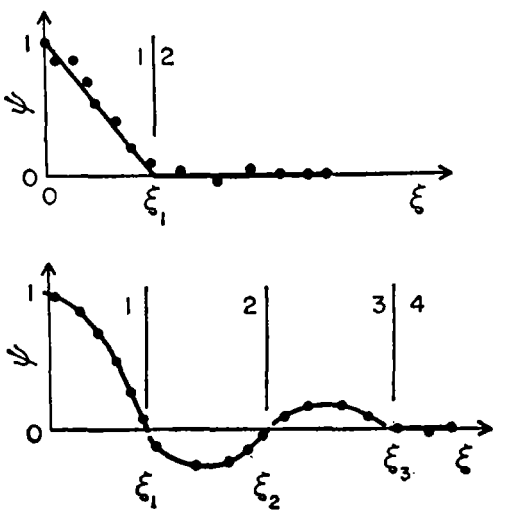


图 3　相关函数的解析近似式。圆点表示相关测量值，在 0, 1, 2 等之间的曲线是按段拟合线。曲线是 ξ 的一阶和二阶函数。

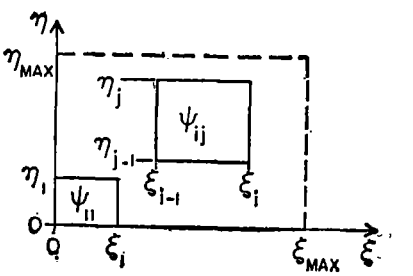


图 4　相关函数ψ的子区间。函数是对称的，故仅示其一角。

我们从方程(29)开始着手把散射积分成如下：

$$S=\sum_{i}^{n}\sum_{j}^{m}S_{ij} \tag{34}$$

$$S_{ij}=\frac{K^2R^2F^2}{32\pi}\int_{\xi_{i-1}}^{\xi_i}\int_{\eta_{j-1}}^{\eta_j}D\exp[2i(\alpha\xi+\beta\eta)\exp[-4\gamma^2\sigma^2(1-\psi_{ij})]d\xi d\eta \tag{35}$$

在S的计算中，我们早已求出照射区域上的积分，故包含在α、β、γ和D内的常数对所有子区都相同。当计算已开展后，若ψ可分离变量，则二重积分就能够分离变量而变成为两个积分的乘积。这使我们求出单重积分后而用之于二重积分。

可把散射积分变为一般形式的误差积分。复数误差函数的积分在国家标准局手册中给出[Abramowitz 和 Stegun (1965)]，从手册 297—308 页可知，函数是(7.1.1 和 7.1.2)

$$\mathrm{erf}(z)\equiv\frac{2}{\pi^{1/2}}\int_0^z e^{-t^2}dt \tag{36}$$

$$\begin{aligned}\mathrm{erfc}(z)&\equiv\frac{2}{\pi^{1/2}}\int_z^\infty e^{-t^2}dt\\&=1-\mathrm{erf}(z)\end{aligned} \tag{37}$$

实宗量时 erf(z)和 erfc(z)已列成表。复宗量时，这二个函数定义出函数 W(z)并把 W(z)列成表(7.1.3)

$$W(z)\equiv e^{-z^2}\left[1-\frac{2i}{\pi^{1/2}}\int_0^z e^{t^2}dt\right] \tag{38}$$

$$\begin{aligned}&W(z)=e^{-z^2}\mathrm{erfc}(-iz)\\&W(ix)=e^{x^2}\mathrm{erfc}(x)\text{为实数 }x\\&W(z^*)=W^*(-z)\end{aligned} \tag{39}$$

ψ中引入绝对值符号需把无穷积分替换为

$$\int_{-\infty}^{\infty}f(x)e^{2i\alpha x-a|x|}dx=\int_0^\infty f(x)\,e^{-ax}\,(e^{2i\alpha x}+e^{-2i\alpha x})\,dx \tag{40}$$

式中所有与 x 成偶函数关系的都归并到 f(x)，而 x 的线性关系表示在指数上。已经有了列成表的函数形式，我们接下来的任务把散射函数转为那样的形式。借助于 C_{ij}，U_{ij} 和 V_{ij}，而后确定

$$S_{ij}=\frac{K^2R^2F^2}{128}C_{ij}\;U_{ij}\;V_{ij} \tag{41}$$

U_{ij} 和 V_{ij} 分别地是对 ξ 和 η 求积分的误差函数。C_{ij} 包含一些常数，并且利用于方程(32)和(35)可表为

$$C_{ij}=\exp[-4\gamma^2\sigma^2(1-c_{ij})] \tag{42}$$

ξ 和 η 的积分有同样的形式，故我们用一个对 x 的积分，使之对 ξ 或是 η 都成立。对 ij 子区间，我们定义

$$U_{ij}=\frac{2}{\pi^{\frac{1}{2}}}\left(\int_{x_{i-1}}^{x_i}\exp-\left[\left(\frac{x}{A_{xij}}\right)^2+B_{xij}\right]dx+\int_{x_{i-1}}^{x_i}\exp-\left[\left(\frac{x}{A_{xij}}\right)^2+B^*{}_{xij}x\right]dx\right) \tag{43}$$

而就 y 的函数关系，则指数项取如下形式：

$$\left(\frac{y}{A_{yij}}\right)^2 + B_{yij}y,\ \left(\frac{y}{A_{xij}}\right)^2 + B^*_{yij}y \tag{44}$$

式中由于应用方程(40)而导致使用 B_{xij} 和 B^*_{xij}，通常，A_{xij} 是实数和 B_{xij} 可能复数。配成完全平方并作如下变量置换，这些积分均可化为标准误差积分。

$$t \equiv \frac{x}{A_{xij}} + S_{ij} \text{ 或 } t \equiv \frac{y}{A_{yij}} + t_{ij} \tag{45}$$

$$S_{ij} \equiv A_{xij}B_{xij}/2$$

$$S^*_{ij} \equiv A_{xij}B^*_{xij}/2$$

用 q 来指明积分变换后的积分限，具上下限为

$$q_{ij}(i-1) \equiv \frac{\xi_{i-1}}{A_{xij}} + S_{ij}$$

$$q_{ij}(i) \equiv \frac{\xi_i}{A_{rij}} + S_{ij} \tag{46}$$

我们定义对 y 的函数关系如下：

$$r_{ij}(j-1) \equiv \frac{\eta_{j-1}}{A_{yij}} + t_{ij}$$

$$r_{ij}(j) \equiv \frac{\eta_j}{A_{yij}} + t_{ij} \tag{47}$$

$$t_{ij} \equiv A_{yij}B_{yij}/2, \text{ 等}$$

借助于方程(37)和变量的置换，方程(45)和(42)变为

$$U_{ij} = 2A_{xij}U_{ij} \tag{48}$$

即 U_{ij} 的表示式定义如下：

$$U_{ij} \equiv \frac{1}{2}\{e^{S_{ij}^2}\ \mathrm{erfc}[q_{ij}(i-1)] + e^{S_{ij}^{*2}}\ \mathrm{erfc}[q^*_{ij}(i-1)]\} \tag{49}$$

$$-\frac{1}{2}\{e^{S_{ij}^2}\ \mathrm{erfc}[q_{ij}(i)] + e^{S_{ij}^{*2}}\mathrm{erfc}[q^*_{ij}(i)]\}$$

不作详细的运算，和 y 有关的函数是

$$V_{ij} = 2A_{yij}V_{ij} \tag{50}$$

式中用 t_{ij} 代替 S_{ij}，V_{ij} 同 U_{ij} 有类似的形式。

这些函数可用 w (z)型函数的组合表达出来。选择方程(49)第一项，能把它写成以如下：

$$e^{S_{ij}^2}\mathrm{erfc}[q_{ij}(i-1)] = \exp[S_{ij}^2 - q_{ij}^2(i-1) \tag{51}$$

$$e^{q_{ij}^2(i-1)}\mathrm{erfc}[q_{ij}(i-1)]$$

回顾方程(39)和让 $z = i\ q_{ij}(i-1)$，方程(49)变为

$$e^{S_{ij}^2}\mathrm{erfc}[q_{ij}(i-1)] = \exp\{-(\xi_{i-1}/A_{xij})^2\} \tag{52}$$

$$\exp\{-(\xi_{i-1}B_{xij})\}w[iq_{ij}(i-1)]$$

借助对称关系，方程(39)，复数共轭w (iq*) 变成 w*(iq)。把后者和式(52)用到式(50)去，得出以下式子：

$$u_{ij} = \frac{1}{2}\exp[-(\xi_{i-1}/A_{xij})^2]\{\exp[-(\xi_{i-1}B_{xij})]w[iq_{ij}(i-1)]$$

$$+\exp[-(\xi_{i-1}B^*_{xij})]w^*[iq_{ij}(i-1)]\}$$

$$-\frac{1}{2}\exp[-(\xi_i/A_{xij})^2]\{\exp[-(\xi_iB_{xij})]w[iq_{ij}(i)]$$

$$+\exp[-\xi_i B^*_{xij})]w^*[iq_{ij}(i)]\}$$

式中 v_{ij}=类似的表达式。余下的事是认出常数和把一些部分归集起来。组合方程(41)，(48)和(49)得到：

$$S_{ij}=\frac{k^2R^2F^2}{32}\exp\{-[4\gamma^2\sigma^2(1-c_{ij})]\}A_{xij}A_{yij}u_{ij}v_{ij} \tag{54}$$

比较方程(35)，(27)，和(45)中的散射积分求出二次项和线性项的系数（在把 D 和 ψ_{ij} 代掉以后)，就第 ij 个区域而言，系数为

$$A_{xij}\equiv\left[\frac{x^2}{2x_f^4}\left(1+\frac{x_f^4}{x^4}\right)+4\gamma^2\sigma^2a_{ij}\right]^{1/2} \tag{55}$$

$$Bx_{ij}=4\gamma^2\sigma^2b_{ij}\pm 2i\alpha \tag{56}$$

$$A_{yij}\equiv\left[\frac{y^2}{2y_f^4}\left(1+\frac{y_f^4}{y^4}\right)+4\gamma^2\sigma^2e_{ij}\right]^{-1/2} \tag{57}$$

$$B_{yij}\equiv 4\gamma^2\sigma^2f_{ij}\pm 2i\beta \tag{58}$$

u_{ij} 和 v_{ij} 的宗量由方程(45)到(47)给出。许多计算简化为下述形式的复数共轭的和。

$$u=[w(iq)+w^*(iq)]/2 \tag{59}$$

式中 w(iq)是列成表的误差函数，表中没有列出大宗量时的值。在下式中我们用Abramowitz 和 Stegun(1965)的近似式(7.1.13)和，此处 q=x+iy：

$$\frac{2\pi^{-1/2}}{x+(x^2+2)^{1/2}}<w(ix)\leqslant\frac{2\pi^{-1/2}}{x+(x^2+4/\pi)^{1/2}}\quad x>0 \tag{60}$$

和

$$u\simeq\frac{1}{2\pi^{1/2}}\left[\frac{2x}{x^2+y^2}+\frac{y^2-x^2}{(x^2+y^2)^2}\right] \tag{61}$$

$$x>1\quad y>2$$

在镜反射方向 $\theta_1=\theta_2$，$\theta_3=0$ 上，而参数可简化如下：

$$\begin{aligned}&\alpha=\beta=0\\&F=\cos\theta_1\\&x_f^{-2}=k\cos^2\theta,\quad(R_1^{-1}+R_2^{-1})/2\\&y_f^{-2}=k(R_1^{-1}+R_2^{-1})/2\end{aligned} \tag{62}$$

根据方程(56)和(58)，B_{xij} 和 B_{yij} 是实数；故 q 和 r 是实数。q 为实数时方程(49)简化为

$$u_{ij}=\exp\left\{-\left[\left(\frac{\xi_{i-1}}{A_{xij}}\right)^2+\xi_{i-1}B_{xij}\right]\right\}w[iq_{ij}(i-1)] \tag{63}$$

$$-\exp\left\{-\left[\left(\frac{\xi_i}{A_{xij}}\right)^2+\xi_i\,B_{xij}\right]\right\}w[iq_{ij}\ (i)]$$

式中 $w(iq)=e^{q^2}\operatorname{erfc}(q)$和 q 是实数。在许多水声问题中，E(方程 60)能用来近似w(iq)，而求出的 u_{ij} 很易作数值计算。uij 和 v_{ij} 的稍有点任意的定义对于一个想在平滑表面处的镜反射方向上作计算读者说来，似乎更为合理。这时积分的范围变为零至无限大。而函数的形式如下：

对于

$$\alpha=\beta=\sigma=B_{x11}=B_{y11}=0 \tag{64}$$

$$\begin{aligned}&w(0)=1\\&w(\infty)=0\end{aligned}$$

$$u_{11}=v_{11}=1 \tag{65}$$

$$S=\frac{K^2R^2F^2}{32}A_{x11}\ A_{y11} \tag{66}$$

远场信号是

$$\langle P^2\rangle=4\frac{P_{S0}^2R_0^2}{R_1^2R_2^2}\ XYS=\frac{P_0^2R_0^2}{(R_1+R_2)^2}R^2 \tag{67}$$

镜象解是所期望的结果。

参考文献

Abramowitz, M., and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, N.B.S. Applied Mathematics Series 55, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. (1964).

Born, M., and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, England (1965).

Clay, C. S., Coherent and Incoherent Components of Sound Scattered at a Time Dependent Rough Surface, Naval Postgraduate School, December (1972).

Clay, C. S., J. Acoust. Soc. Am. 32, p. 1547-1551 (1960).

Clay, C. S., Notes on Ocean Acoustics, Univ. of Wis. Geophysical and Polar Research Center Research Report, No. 71-2, August (1971).

Clay, C. S., and H. Medwin, J. Acoust. Soc. Am. 47, p. 1412-1418 (1970).

Clay, C. S., H. Medwin, and W. M. Wright, J. Acoust. Soc. Am. 53, p. 1677 (1973).

Eckart, C., J. Acoust. Soc. Am. 25, p. 195 (1953).

Horton, C. W., Sr., J. Acoust. Soc. Am. 51, p. 1049-1061 (1972).

Melton, D. R., and C. W. Horton, Sr., J. Acoust. Soc. Am. 47, p. 290-298 (1970).

Proud, J. M., R. T. Beyer, and P. T. Markin, J. Appl. Phys. 31, p. 543 (1960).

Tolstoy, I., and C. S. Clay, Ocean Acoustics: Theory and Experiment in Underwater Sound, McGraw-Hill Book Co., New York (1966).

Wagner, R. J., J. Acoust. Soc. Am. 41, p. 138 (1966).

凌雪兴译　杭汝衡校

附 录 II(续)

STA NO.	PISTON CORE ID (DREDGE ID)	PHOTO ID	REFERENCES
1	V27-144	---	Lamont-Doherty Geological Observatory (L-DGO) data files
2	RC9-210	RC9-186	L-DGO
3	RC9-209	RC9-185	L-DGO
4	V27-145	V27-K86	L-DGO
5	(V27-20)	---	L-DGO
6	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Plate 4
7	(V27-21)	---	L-DGO
8	V4-40	---	L-DGO
9	V4-39	---	L-DGO
10	V4-41	---	L-DGO
11	V4-42	---	L-DGO
12	V27-146	V27-K87	L-DGO
13	V4-44	---	L-DGO; Ewing et al., 1970
14	V4-45	---	L-DGO; Ewing et al., 1970
15	V4-46	---	L-DGO; Ewing et al., 1970
16	V27-147	V27-K88	L-DGO; Ewing et al., 1970
17	T1-7	---	Ewing et al., 1970
18	V4-47	---	L-DGO; Ewing et al., 1970
19	AS5-4	---	U.S. Naval Oceanographic (NAVOCEANO), 1967b
20	V4-48	---	L-DGO; Ewing et al., 1970
21	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Plate 3
22	(RC9-6)	RC9-183	L-DGO
23	RC9-208 (RC9-7)	RC9-184	L-DGO
24	RC9-206	RC9-182	L-DGO
25	(V27-15)	---	L-DGO
26	(V27-16)	---	L-DGO
27	(V27-14)	---	L-DGO
28	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Fig. 9.55L
29	RC9-205	RC9-181	L-DGO
30	V4-33	---	L-DGO
31	V10-79	---	L-DGO
32	---	Photo	NAVOCEANO, 1967b, Fig. 2
33	AS5-2	---	NAVOCEANO, 1967b
34	---	Photo	Heezen and Johnson, 1967, Fig. 15AA
35	J(JOIDES)135	---	Hayes, Pimm et al., 1972

附 录 II(续)

STA NO.	PISTON CORE ID (DREDGE ID)	PHOTO ID	REFERENCES
36	---	Photo	LePichon et al., 1971
37	V27-156	V27-K95	L-DGO
38	V27-155	V27-K94	L-DGO
39	V27-154	V27-K93	L-DGO
40	V27-153	---	L-DGO
41	V27-152	V27-K92	L-DGO
42	V27-151	V27-K91	L-DGO
43	V27-150	V27-K90	L-DGO
44	V27-148	---	L-DGO
45	---	V27-K89	L-DGO
46	V27-149	---	L-DGO
47	V4-32	---	L-DGO
48	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Fig. 12.18U,L
49	V4-27	Photo	L-DGO; Heezen and Hollister, 1971, Fig. 2.9UL, UR
50	V4-25	---	L-DGO
51	V4-23	---	L-DGO
52	V4-24	---	L-DGO
53	V4-22	---	L-DGO
54	V4-20	Photo	L-DGO; Heezen and Hollister, 1971, Figs. 9.18L, 9.19L, 12.15 U,L
55	R5-50	---	Ericson et al., 1961
56	V4-19	---	L-DGO
57	---	Photo	Heezen et al., 1959, Plate 15-1,2,3; Laughton, 1963, Figs. 3, 22, 29
58	V4-15	Photo	L-DGO; Laughton, 1963, Fig. 30
59	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Fig. 4.2UL; Heezen et al., 1959, Plate 15-6
60	---	Photo	Heezen and Hollister, 1971, Fig. 2.79UR; Laughton, 1963, Fig. 16
61	V27-157	V27-K96	L-DGO
62	V27-158	V27-K97	L-DGO
63	V27-159	V27-K98	L-DGO
64	V27-161	V27-K100	L-DGO
65	V27-160	V27-K99	L-DGO
66	---	Photo	NAVOCEANO, 1967b, Fig. 1
67	J136	---	Hayes, Pimm et al., 1972

參考文獻

Bouma, A. H., Sedimentology of Some Flysch Deposits, Elsevier, Amsterdam, p. 168, 1962.

Brakl, J., Two Magnetic and Bathymetric Profiles across the Atlantic Ocean and the Mid-Atlantic Ridge, Technical Report No. 141, Hudson Laboratories of Columbia University, p. 11, 1968.

Clay, C. S., Notes on Ocean Acoustics, University of Wisconsin, Geophysical and Polar Research Center Research Report, 71-2, August, 1971.

Clay, C. S., Coherent and Incoherent Components of Sound Scattered at a Time Dependent Rough Surface, Naval Postgraduate School, December, 1972.

Clay, C. S., and G. A. Sandness, Effect of Beamwidth on Acoustic Signals Scattered at a Rough Surface, XVII AGARD Symposium, Colorado Springs, Colorado, 1971.

Duplaix, S., W. D. Nesteroff, and B. C. Heezen, Mineralogie Comparée des Sediments du Tage (Portugal) et de Quelques Sables Profonds de la Plaine Abyssal Correspondants, Deep-Sea Res., 12, p. 211-217, 1965.

Ericson, D. B., M. Ewing, G. Wollin, and B. C. Heezen, Atlantic Deep-Sea Sediment Cores, Geol. Soc. Amer. Bull., 72, p. 193-286, 1961.

Ewing, M. W., B. F. Ryan, H. D. Needham, and B. C. Schreiber, Turbidity Currents on the Ocean Bottom, U.S. Naval Civil Engineering Laboratory, Report No. CR70.018, p. 149, 1970.

Hamilton, E. L., Prediction of In-situ Acoustic and Elastic Properties of Marine Sediments, Geophysics, V. 36, p. 266-284, 1971.

Hayes, D. E., A. C. Pimm et al., Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project, Vol. 14, p. 947, Washington (U.S. Government Printing Office), 1972.

Heezen, B. C., and C. D. Hollister, The Face of the Deep, Oxford University Press, New York, p. 659, 1971.

Lamont-Doherty Geological Observatory unpublished manuals: (1) a practical classification of pelagic and hemipelagic sediments by Ansis Kaneps, and (2) the identification and classification of rocks and minerals in deep sea sediments: A general review for core describers by Maury Morgenstein.

Laughton, A. S., Discrete Hyperbolic Echoes from an Otherwise Smooth Deep-Sea Floor, Deep-Sea Res., 9, p. 218, 1962.

Laughton, A. S., Microtopography, in The Sea, Vol. 3, edited by M. N. Hill, p. 437-473, Interscience, New York, 1963.

Leong, W. K., T. K. Kan, and C. S. Clay, Use of Acoustic Scattering Theory to Interpret Marine Geophysical Data, University of Wisconsin Geophysical and Polar Research Center Research Report, 71-7, April, 1971.

Leong, W. K., Ph.D. Thesis, University of Wisconsin, 1973.

LePichon, X., J. M. Auzende, G. Pautot, and J. Francheteau, Deep Sea Photography of an Active Seismic Fault Zone Near Gibraltar Strait, Nature, 230, p. 110-111, 1971.

Lonsdale, Peter, and F. N. Spiess, Use of 3.5 to 4 kHz Echo Sounder Operating Close to the Deep Sea Floor to Examine Fine Scale Layering and Use of a Side-Looking Sonar to Examine Variations in Backscattering, Marine Physical Laboratory, Scripps Institution of Oceanography, University of California, 1973.

Luyendyk, B. P., Ph.D. Thesis, University of California at Lajolla, 1969.

U.S. Naval Oceanographic Office, Geology and Geophysics, SP95-5-5, Vol. 5, 1967a.

U.S. Naval Oceanographic Office, Oceanographic Stations and Velocity Profiles, SP95-5-6, Vol. 6, 1967b.

U.S. Naval Oceanographic Office, unpublished Precision Depth Recorder (PDR) and Seismic Reflection records taken by research vessels Atlantic Seal and Arctic Seal, 1965-66. These records are part of the Marine Geophysical Survey (MGS) Area 5 data file.