第十章 海洋中的声、光传播及其应用

§10.1 海洋声学概说

10.1.1 水声学与海洋声学的进展

迄今为止，人们所熟知的水中的各种能量辐射形式中，以声波的传播性能为最好。在含有盐、气泡和浮游生物的海水中，光波和电磁波的衰减都格外大。它们的传播距离较短，远不能满足人类在海洋活动中的需要。因此，到目前为止，在水下目标探测、通讯、导航等方面均以声波做为水下唯一有效的辐射能。

声呐是应海战需要而进展起来的水下目标探测设备。它的普遍使用开头于其次次世界大战期间。据可查的文献记录，早在1490 年，达·芬奇写过：“假设使船停航，将长管的一端插入水中，将管的开口放在耳旁，则可听到远处的航船。”这种声呐的雏形不能确定目标的方位。在一次大战期间，于船的另一侧加了一根管，承受双耳测听，初步解决了测向问题。

第一次大战期间，由于德国的潜艇活动，约4000 多艘同盟国舰船被击沉，这个数目相当于同盟国拥有舰船的三分之一，从而迫使同盟国集中很大力气去争论同潜艇做斗争的手段。恰好 1914 年郎之万、康斯坦丁首先做成了电容(静电式)放射器和碳粒微音接收器。1918 年利用这样的放射和接收器，接收到来自海底的回波和于 200m 深处一块甲板的回波。同时，郎之万等人用石英晶体做成压电式放射器和接收器，并承受了刚研制成的真空管放大器，制成第一台回声定位仪，以后简称声呐(sonar)。“声呐”名称的由来，是仿照 雷 达一词对“声导航和回声定位”的英文“soundnavigationandranging”的缩写。

在第一次和其次次大战期间，交战国双方热衷于水下定位设备的争论。在20～30 年月，由于对声在海中的传播规律了解很少，曾认为声呐性能有一种奇特的不行靠性。即声呐的性能有时早晨较好，到下午性能变得很坏，尤其在夏季的午后最差。当时称这种现象为“午后效应”。后来测量海水各层温度觉察，由于太阳的照耀，海表层温度上升，构成较小的温度梯度，形成了声的折射，使声波局部能量弯曲入射到海底。从今便开头了声波在海洋介质中传播特性的争论，此内容称为水声学。

二次战后声呐技术的一个重要进展，是除军事的用途之外，也广泛应用于声导航系统、探鱼、测深和海底地形测绘、海底底质剖面构造等方面。目前水声技术已是开发海洋和争论海洋广泛承受和行之有效的手段，如水下通讯、声遥测遥控、数据图像传输，以及用声波遥测海洋涡旋的运动和变化与全球海洋温度的监测等方面。这些应用技术要求进一步争论声波传播规律与海洋环境的定量关系。由于海洋介质的简单性和多变性，声波在海洋中的传播规律不仅取决于海洋的边界条件、海水的温、盐分布、海水中含有成分(如MgSO4)对声波的吸取等，而且还受到海洋动力因素和海洋时空变化的制约。因此其争论方法和特点属于物理学中声学范畴，而它受海洋环境的制约又使之成为海洋科学中不行分割的局部。国外已出版了多部海洋声学专著。

10.1.2 海洋声学争论内容

声波是海洋中可进展远距离传播的唯一能量辐射形式，因此海洋声学成了海洋科学中进展较快，有广泛应用前景的领域。它所争论的内容有，因海洋中的声速铅直分布不均匀而形成的深海声道传播特性，以及声的波导传播与非波导传播；海水因含 $MgSO_4$ 等化学成分引起的超吸取；对远距离传播有极大影响的海底沉积层的声学特性；沉积层的分层构造和海底的不平坦地形等的反射损失和散射；内波引起声传播振幅和相位的起伏；海洋水层中浮游生物群和游泳动物的声散射；大洋深处的湍流、涡旋对声波传播的影响以及海洋动力噪声、水下噪声和海洋生物发声等。以上都属海洋声学争论的正问题。反过来又可应用上述的声传播信号特征寻求海洋内部的运动规律和边界状态，如声学方法监测大洋温度等，则为海洋声学的逆问题。逆问题在开发海洋和争论海洋方面具有可观的潜力。

10.1.3 海洋声学遥感的应用前景

卫星遥感使气象数据收集分析既快捷又准确。声学遥感在海洋中的应用，使原来用绳子和重锤测海深的方法由回声测深仪在几秒钟内即可自动记录完成。以往用几年和数十艘调查船担当的海图测深，已可在数月内用单船作业完成测绘。其它如海底地层石油和矿藏勘探、探鱼和海洋生物遥测、冰山水下局部、海上石油井口定位和声释放器、远距离声发定位援救大洋中遇难船只和确定火山爆发位置，水下通讯用的水声　　，水下电视信号传递，波浪和海平面测量，预报台风和海啸，用声浮标监测海流和中尺度涡，观测

内波的位置、变化和海岸泥沙的搬运，以及最近成立的全球大洋声学监测网(ATOC)等等，这些都证明声学遥感对开发和争论海洋有广泛的应用前景

10.2 声波的根本理论

10.2.1 声波

我们生活在波的世界里，看到的是光波，听到的是声波，收音机和电视机接收到的是电磁波，它们是不同性质的波。其中声波是弹性波，是在弹性介质中传播的波。空气、水和固体都是弹性介质，它们对声波而言，都可看作可压缩的弹性介质。以水为例，假设其中有一个球体突然膨胀，推动四周的水介质向外运动，但水介质因惯性不行能马上向外运动，因此靠近球体的一层水介质被压缩成为密层，这层水因具有弹性又会膨胀，又使相邻的外层水压缩，于是弹性波就这样一密一疏地传播出去。声波在水中的传播速度约为 1500m/s，比在空气中的传播速度 330m/s 大四倍。声源每秒振动的次数称频率，单位是赫兹(Hz)。人耳可听到的最高频率约为 20×103Hz，因此在 20×103Hz 以上的声波称为超声波。人耳可听到的最低频率约为 20Hz，低于 20Hz 以下的声波称为次声波。两个相邻密层(或疏层)之间距离就是波长，频率与波长成反比。

10.2.2 抱负流体中的小振幅声波

为简明起见，我们只争论平面波，我们选最简洁的单色简谐波并导出一维简谐平面波的波动方程。

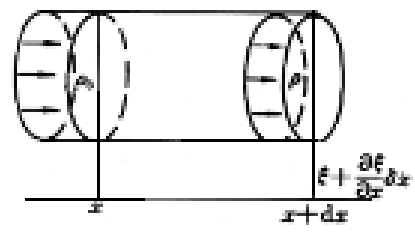


图 10-1 声波在管状介质中的传播

如图 10—1 所示，在水介质中截取一块截面积为 1，长度为 δx 的管状介质，我们认为水介质为连续介质。声波在此管状介质中传播，于 t 时刻，

在x点的振动位移为ξ，在x＋dx处的振动位移为$\xi+\frac{\partial\xi}{\partial\xi}\delta x$，设此块介质

的量不随时间变化，但其密度和体积随时间变化。令 ρ0 为未受扰动前的密度，ρ 为受声波扰动后 t 时刻介质的密度，依据质量守恒原理，应有如下关系：

$$\rho_0\,\delta x=\rho\left(1+\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)\delta x \qquad (10-1)$$

依据牛顿其次定律，该介质的运动方程为

$$\rho_0\,\delta x=\rho\left(1+\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}\,\delta x \qquad (10-2)$$

式中p 为介质中任一点的压强。

我们假定介质状态变化过程为绝热过程，则有

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_s\frac{\partial\rho}{\partial x}$$

因此式(10-2)可改写为：

$$\rho_0\,\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=-\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_s\frac{\partial p}{\partial x} \qquad (10-2)'$$

由式(10-1)和式(10-2)′式整理得

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_s\frac{1}{\left(1+\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} \qquad (10-3)$$

式(10-3)为有限振幅声波的波动方程，它是一个非线性方程，下标　S 表示声波传播时介质状态的变化是绝热过程，由于声振动的频率与介质的状态变化相比是很快速的，在一个周期的声波变化过程中，介质来不及与四周产生热

量交换。通常我们仅讨论线性情况下的波动方程，即当 $\frac{\partial \xi}{\partial x} << 1$时，得小

振幅平面声波的波动方程

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \qquad (10-4)$$

令

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \qquad (10-5)$$

C 即为声波的传播速度，严格说是指某一简谐波的相速度。(10-5)式又可写为

$$c^2 = \frac{1}{\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s} = \frac{1}{\rho\left[\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s\right]} = \frac{1}{\rho \beta_s} \qquad (10-5)'$$

β s是介质的绝热压缩系数。假设介质为水，则上式为水中小振幅平面声波于绝热过程的相速公式。故式(10-4)小振幅平面声波方程可写为

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \qquad (10-6)$$

求解上式得

$$\xi = \xi_a e^{j(wt-kx)} \qquad (10-7)$$

上式为简谐波，式中$k=\frac{2\pi}{\lambda}$，称为波数，λ为波长。式(10-7)是满足条件

$\left|\frac{\partial\xi}{\partial x}\right|<<1$时式(10－6)的解，因此可认为$\xi_a k<<1$或$\xi_a<<\lambda$是小振幅声

波方程的条件。

以水介质为例，看在多大功率下是小振幅声波。设水的质点振动速度为

$\xi_a\omega$，单位截面上的声功率为$J=\frac{1}{2}\rho c\xi_a^2\omega^2$。欲满足$\xi_a k<<1$，若取$\xi_a k$

$<<10^{-4}$，简化可得$J<\rho c^3\times10^{-8}$，已知$\rho=1000kg/m^3$，水中的声速为

C=1.5×103m/S，得 J＜3×104W/m2。通常声功率小于 3×104W/m2，方程式(10-6)是适用的，假设声功率超过 3×104W/m2 则为非线性声波。

10.2.3 海水中声波的传播速度

波动方程式(10-6)是单色简谐波的小振幅平面声波方程。实际上的声波不行能是单色波，而是一些具有肯定频率宽度的波的叠加，这样的波称为波群。波群有群速度，单一频率波的速度称为相速度，群速度和相速度在原则上是不一样的。我们所应用的水声频段，海水可认为是非频散介质，因此通常所说的声速度既是群速度，也是相速度。由(10-5)式知声速度与介质的压缩系数和密度有关，由热力学定律可知

$$\beta_t=\gamma\beta_s,\qquad \gamma=\frac{c_p}{c_v}\qquad (10-8)$$

式中 βt 是等温压缩系数，cp 是定压比热，cv 是定容比热。因此式(10－5)′又可写为

$$c^2 = \frac{\gamma}{\rho\beta_t} \qquad (10-9)$$

式中 γ,ρ,βt 是可由试验测定的物理量。声速度公式(10－9)不适用于非线性声波。

声传播速度是一个重要的物理量，它与介质的特性有关。实际海洋是非均匀介质，声波在其间传播，各处的声速度也不一样。假设在一个波长范围内，海水不均匀性的变化可以无视，我们就可以用射线声学描写声波的传播规律。为此需要了解声波在海水中的传播速度与哪些因素有关，它们在海洋中不同深度的变化与哪些海洋参数有关。在海洋中，由公式(10－9)所给出的 γ，ρ，βt 等物理量与海水的温度、盐度和压力有关。下面分别争论上述因素对声速的影响。

一、温度的影响

介质的温度变化时，压缩系数βs 随之发生较大变化，此时介质的密度也产生相应的变化，其变化量较小可以无视不计。压缩系数 βs 当温度增加时变小，温度降低时 βs 增大。

压力为 101325Pa，盐度为 0 的纯水，其压缩系数依靠于温度的阅历公式为

βs＝481×10-13-3.4×10-13t＋3×10-15t2

当温度为常温时，可略去 t2 项，则有

βs＝481×10-13(1-0.00707t)

假设令 βs0＝481×10-13，Vt＝0.00707 则有

βs＝βs0(1-Vtt) (10-10)

在通常海洋水温的变化范围内，水的密度变化较小，可以无视不计，则有

$$c_t = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \beta_0 (1 - V_t t)}} = \frac{c_0}{\sqrt{(1 - V_t t)}}$$

式中$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \beta_0}}$，$\rho_0$为海水的平均密度，$c_0$是当$t = 0$℃时的声速度。

我们研究的是小振幅声波，且$V_t t << 1$，因此将上式展开为级数，取其

前二项近似，即有

$$c_t = c_0 \left(1 + \frac{1}{2} V_t t\right) \qquad (10-11)$$

声速度的变化为

$$\Delta c = c_t - c_0 = \frac{1}{2} V_t t = c_0 \times 0.0354t \qquad (10-12)$$

上式说明，当温度变化 1℃时，声速的变化是原来的 0.35％。设 C0=1450m/S，当温度变化 1℃时，声速的变化是 5m/S。

根据上述的经验公式求得的$\frac{1}{2} V_t$值比较大。在实验室中测得的结果

说明，假设海水的温度变化不大，则压缩系数可以认为与温度成线性关系。海水的温度在 0～17℃范围内每上升 1℃其相应的声速度增加 4.21m/S，而 Vt 应相当于 0.0058。

二、盐度的影响

由克鲁逊公式

$$\rho = \rho_0 (1 + 0.0008S) \quad (10-13)$$

所打算，式中S 是盐度。该公式还可以写为

$$\rho=\rho 0(1+VSPS) \quad (10-14)$$

式中 VSP=0.0008，也就是说当盐度增加 1 时密度增加 0.08％。

盐度对压缩系数的影响由克雷米尔公式得出：

$$\beta s=\beta s0(1-0.0024s)=\beta S0(1-VSkS) \quad (10-15)$$

式中 βS0 是盐度为零的压缩系数，其中VSk＝0.00245。可见当盐度增加1 时，压缩系数要削减0.00245，使水中的声速值增加。固然盐度增加时，水的密度也增加，会使声速削减。综合效应是，由于盐度增加，而使海水中的声速增大。

将式(10-14)与式(10-15)代入式(10-5)，并令 S＝1 可得

$$c_s=\frac{c_0}{\sqrt{(1+V_{s\rho})(1-V_{sk})}}\cong c_0+\frac{1}{2}c_0(V_{sk}-V_{s\rho}) \qquad (10-16)$$

将 Vsk＝0.00245 和 Vsp=0.0008 代入，得

$$\Delta c_s=c_0\times 0.00083 \qquad (10-17)$$

当盐度上升 1 时，声速近似地增加 0.00083。假设C0=1450m/s，声速的增加为

$$\triangle cs＝1450\times 0.00083=1.2m/s$$

在海水中测量结果说明，盐度每增加 1，声速值增加 1.14m/s，小于因温度变化所引起的声速度变化。假设海水含有空气泡，其密度和盐度都降低，因而声速将减小，且声能量在传播过程中有损耗。据试验，由于水中含有气泡而引起的声速度的变化是很小的，它与测量误差同量级，可以无视。

三、压力变化的影响

静压力变化时引起水的密度变化是很小的，声速度变化主要取决于压缩系数βs 的变化。对水而言，压力愈大，愈不易压缩。因此，压缩系数βs 反而因压力的加大而减小了。即压力愈大处，声速值也大。由阅历公式得知，在海水静压力为(0～1000)×101325Pa 范围内变化时，压缩系数 βs 的变化可以由下式表示：

$$\beta s = \beta s0(1 - 0.00044\rho) = \beta s0(1 - Vpkp) \quad (10-18)$$

式中 Vpkp＝0.00044，p 以标准压力(101325Pa)为单位。引起的声速度变化近似为

$$\Delta c_p = \frac{c_0}{2} V_{pk} p = 0.00022 c_0 p \quad (10-19)$$

由上式可知，当水的静压力增加时，声速值也增加。假设C0=1450m/s，静压力变化为 10×101325Pa，即相应于海水深度变化 100m，则声速度的增量为

$$\triangle cp = 1450 \times 0.00022 \times 10 = 3.19 m/s \quad (10-20)$$

海水中实测当深度变化 100m 时，声速约增加 1.75m/s，比阅历公式所得为小。综合上述各阅历公式可得，当海水深度变化 245m 时，其声速变化值相当于温度变化 1℃或盐度变化 4。明显在影响声速的诸因素中，温度的变化起着相当重要的作用，其次是压力的影响，通常多将盐度的变化无视，除非在极特别的海区

10.3 海洋的声学特性

海水、海面和海底构成一个简单的声传播空间，声波通过这个空间时，声信号将减弱、延迟和失真，并损失局部声能。引起声能损失的缘由有：声能在空间扩展；海水介质的吸取；海中气泡、浮游生物和海水团块的散射；波动海面的反射与散射；以及海底沉积层的反射和吸取等。即使在抱负介质中的点声源，也因波阵面扩展，而致声强随距离的反平方率衰减。假设以分贝(dB)表示球面扩展损失，则距离声源 r 处的球面扩展损失 TL 定义为

$$TL = 10\log\frac{I}{I_0} = -20\log r \qquad (10-21)$$

式中 I0 是距声源 1m 处的声强，I 是距离声源 r 处的声强。

10.3.1 海水中的声速和声速铅直剖面

海水中声速是温度、盐度和压力的函数，通常以阅历公式表示，类似的阅历公式较多，应用较多的是威尔逊公式。

实际应用中多承受 Frye 和 Pugh 在威尔逊阅历公式根底上给出的较为简洁的公式：

c=1449.30+Δct+Δcs+Δcp+Δctsp (10－22)

其中△ct＝4.587t-5.356×10-2t2-2.604×10-4t3

△cs＝1.19(S-35)＋9.6×10-2(S-35)2

△cP＝1.5848×10-1P＋1.572×10-5p2－3.46×10-12p4

△ctsp=1.35×10-5t2p-7.19×10-7tp2－1.2×10-2(S－35)t

下面给出不同温度区间内，温度每增加 1℃时△cp 的变化值：

t/℃	1～10	10～20	20～30	30～40
$\Delta c_t/(m \cdot s^{-1} \cdot ℃^{-1})$	4.466～3.635	3.635～2.734	2.734～2.059	2.059～1.804

压力对声速的修正关系为：

z/m	0	10	100	1000	5000
$\Delta c_p/(m \cdot s^{-1})$	0.166	0.330	1.815	16.796	86.777

表 10—1 海水中各种盐类对压缩系数和声速的影响

溶液	浓度 $g \cdot kg^{-1}$	浓度 $mol \cdot L^{-1}$	c $m \cdot s^{-1}$	△C $m \cdot s^{-1}$	β_s $10^{12}cm^2dyn^{-1}$	$\Delta\beta_s$ $10^{12}cm^2dyn^{-1}$
蒸馏水	—	—	1510.0	0.0	44.052	-0.000
NaCl	26.518	0.4649	1538.2	28.2	41.672	-2.380
$MgSO_4$	3.305	0.0281	1513.4	3.4	43.718	-0.334
$MgCl_2$	2.447	0.0263	1512.9	2.9	43.802	-0.250
$CaCl_2$	1.141	0.0105	1510.9	0.9	43.961	-0.091
KCl	0.725	0.00997	1510.6	0.6	43.999	-0.053
$NaHCO_3$	0.202	0.00246	1510.2	0.2	44.035	-0.017
NaBr	0.083	0.00083	1510.0	0.0	44.048	-0.004

实际工作中对声速确定值的要求远低于对声速剖面的实时测量。对于后者，目前已普遍使用微机掌握的声速剖面自记仪和自动声线轨迹仪。中国早在 80 年月初便研制了上述仪器，且已普遍推广应用。

表 10—2 声波在不同温度、盐度海水中的传播速度

S / t ℃	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35
0	1433.7	1435.0	1436.3	1437.6	1438.2	1440.2	1441.5	1442.8	1444.1	1445.4
5	1455.8	1457.1	1458.4	1459.6	1460.9	1462.0	1463.4	1464.7	1466.0	1467.2
10	1475.8	1477.0	1428.2	1479.4	1480.0	1481.9	1483.2	1484.3	1485.0	1486.7
15	1493.3	1494.5	1495.7	1496.8	1498.0	1499.0	1500.4	1501.5	1502.6	1503.8
20	1508.7	1509.8	1510.9	1512.0	1513.0	1514.3	1515.4	1516.5	1517.5	1518.7

表 10-2 的适用深度约 10～20m。

由声速随温盐度和压力的阅历公式可知，声速随海区、季节、昼夜和深度而变化。假设将海洋看作分层不均匀介质，声速是温、盐、深的函数 c(t，s，p)，则声速梯度为

$$\frac{dc}{dz}=\frac{\partial c}{\partial t}\frac{dt}{dz}+\frac{\partial c}{\partial S}\frac{dS}{dz}+\frac{\partial c}{\partial p}\frac{dp}{dz} \qquad (10-23)$$

令$G_t=\frac{dt}{dz}$为温度在铅直方向的梯度，$G_s=\frac{dS}{dz}$是盐度在铅直方向的梯度，

$G_p=\frac{dp}{dz}=0.1$为流体压力的梯度，它是一个常量。因此有

$$\frac{dc}{dz}=\frac{\partial c}{\partial t}G_t+\frac{\partial c}{\partial S}G_s+\frac{\partial c}{\partial p}\times 0.1 \qquad (10-24)$$

一般海区的G_s值很小，可以忽略不计。式中$\frac{\partial c}{\partial t}$和$\frac{\partial c}{\partial p}$均由实测得出近似

的数学表达式。Gt 由温度深度自记仪得出。实际应用中依声速梯度仪直接得出声速铅直剖面 C(z)曲线。由该海区的 C(z)曲线便可推断声波传播的特征。水平方向声速虽然也是不均匀的，但其不稳定性和简单性对于目前的声呐作用距离范围尚不是主要因素，因声速的水平梯度一般较铅直梯度为小，但在那些较简单的海区(冷暖水团相交混的海疆)则必需考虑声速的水平梯度。

图 10-2 为大西洋的温、盐、声速铅直分布。图 10－3 是太平洋和地中海的声速垂直分布c(z)。可见在大西洋、太平洋和地中海，声速剖面 c(z)于水下均消灭一微小值，微小值所在的平面称声道轴，声波在其间可传播很远距离，此即为水下声道现象，将在§10.5 详述。

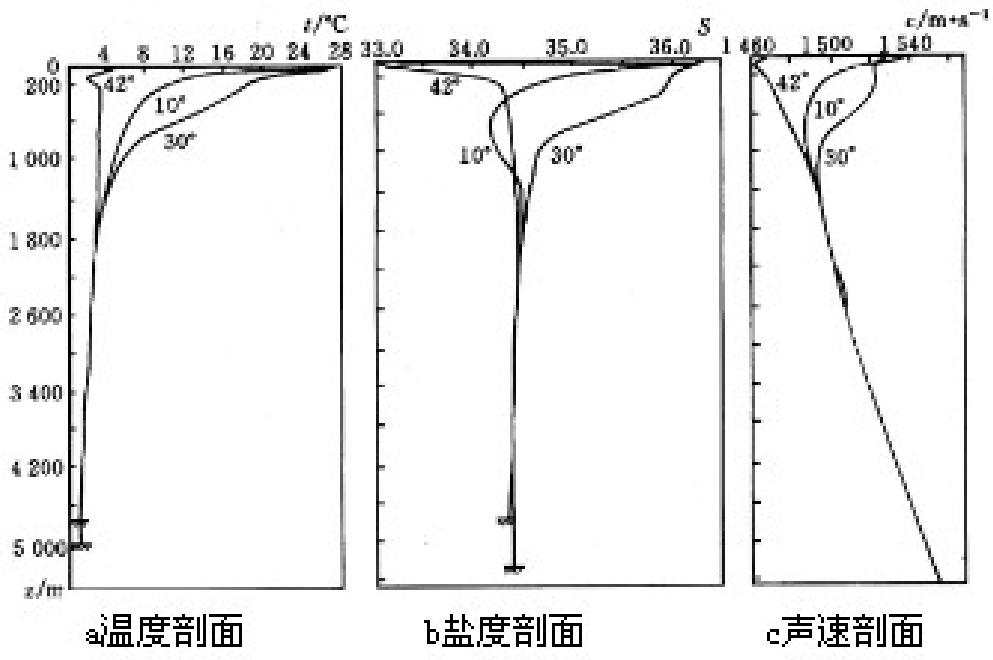


图 10-2 大西洋50° 30′W不同纬度上温度（a）、盐度（b）和声速剖面（c）

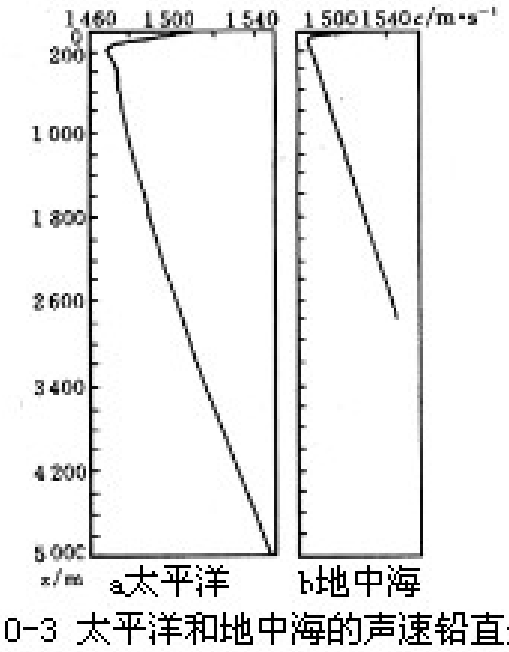


图 10-3 太平洋和地中海的声速铅直分布

10.2.1 海水的声吸取

海水本身的声吸取与声能在空间扩展导致的声能衰减有本质的区分，海水声吸取是将声能变为不行逆的海水分子内能。实际上，声在流体介质中的传播过程是介于绝热与等温过程之间，由于声波的频率较高，近似地认为是绝热过程。在简谐声波的传播过程中，流体的每一处都交替地发生稠密和稀疏。依据弹性理论，纵向应力由切变和压缩应力组成，声波对介质状态的扰动直接由压力变化引起；或者是由于体积变化

时相伴生的温度升、降所致。实际上两种效应都可能，且引起的损失效果一样。流体介质存在粘滞性与导热性，介质因压缩变形而引起声能耗散称为机械能耗散。动态压缩时，分子间的非弹性碰撞使局部声能转变为热能，通常称这局部声吸取为由分子过程引起的声吸取。

流体中声速为

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho\beta_s}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho\beta_t}} \qquad (10-25)$$

当体积变化与压力变化不同相时，则发生声的吸取。如为绝热压缩，这种不同位相的关系可假设β_s为复数来解释。由于$\beta_s = \frac{\beta_t}{\gamma}$，因此式中$\beta$，$\gamma$ 都可能使 βs 为复数，因而声速的表达式也为复数时即存在声吸取。在各向同性均匀介质中，由于粘滞性和导热性导致的声能损耗，其声吸取系数为

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3}\left[\left(\frac{4}{3}\eta + \xi\right) + K\left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right)\right] \qquad (10-26)$$

式中 ρ 为介质的密度，η 为切变粘滞系数，ξ 为体积粘滞系数，c 为无吸取时的声速，K 称为介质的导热系数。由式可知吸取系数 a 与声波频率的平方成正比。上述公式适用于声吸取系数较小的介质。介质除上述声吸取外，还应考虑到压缩或膨胀时，流体分子内部各自由度的能量重安排以及组成的化学成分之间的能量安排而有一弛豫过程，将这局部吸取考虑在内所计算的水声频段内海水的声吸取系数为

$$\alpha = A\omega^2 + \frac{B\omega^2\tau_k}{1+\omega^2\tau_k} \qquad (10-27)$$

式中 A、B 是与频率无关的因子，τk 是弛豫时间。第一项为哪一项海水溶液的超吸取，其次项是纯水介质的吸取。明显，第一项与海水的化学成分有关。图10-4 所示实线是海水中声吸取的理论曲线，曲线侧的点是于

0.02 克分子硫酸镁溶液测得的吸取数据。虚线表示纯水中的声吸取曲线。由图可知，海水中超吸取主要由其所含硫酸镁引起的。然而，海上实际测量时无法将声波因海水所引起的声吸取损失与海中气泡及浮游生物的散射损失区分开，其综合的声强损失听从指数衰减规律：

$$I_2 = I_1 e^{-n(r_2 - r_1)} \qquad (10-28)$$

式中 I1 是距离声源为 r1 处的声强，I2 是距离声源为 r2 处的声强，n 为比例常数。假设取a＝10log10e，则距声源 r2 与 r1 之间的声强级差为

$$10\log I_2 - 10\log I_1 = \alpha(r_2 - r_1), \alpha = \frac{10(\log I_2 - \log I_1)}{r_2 - r_1} \qquad (10-29)$$

α称为对数吸取系数，它与放射频率、海水的化学成份和温度有关。

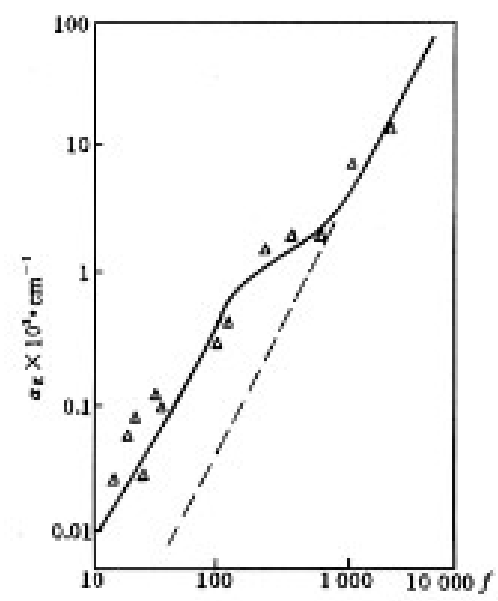


图10-4 纯水和海水中的声吸收曲线

10.2.1 海面波浪的声散射

假设海面安静如镜，可以看作抱负的声反射面。声波在其上反射后，只有相位变化没有能量损失。波动的海面有大量的气泡和浮游生物，既是声的反射界面又是声的散射体。海面波浪可看作两局部叠加，即周期波(或准周期波)和随机波的叠加。通常用周期、波长和波高等量描述波浪的特性，同时也用随机过程的能量谱的概率密度分布、方差、相关函数等描述波浪特征。声波入射到具有波浪的海面即相当于入射到周

期变化的不平坦外表，因不平坦性、气泡和浮游生物的散射，一局部声能弥散到其它方向而损失，只有那些遵从折射定律的声波到达接收点。所损失的声能与海况和浮游生物有关。

10.2.1 海底声学特性

海底是海洋的另一个声反射和散射界面，它虽然是静止不动的，但海底外表粗糙不平，其组成成分因地而异，可从软泥、沙质到坚硬的岩石。海底沉积层各层的密度不同，因而各层的声速值也不同；一样的组成成分又因孔隙率的不同其声速值也不同。声波经过海底不仅有纵波也产生横波。因此海底的声反射系数和海底底质的声吸取是表征海底声学特征的重要物理量。海底的反射系数与海底的密度和其中的声速度有关，由于海底沉积物及分层构造的简单性，实际测量中仅能测其综合效果即海底反射损失，以分贝(dB)表示。反射损失定义为

$$10\log\frac{I_r}{I_i} = 20\log\frac{p_r}{p_i} \qquad (10-30)$$

式中 pr 为反射波声压；pi 为入射波声压。

表 10-3 中列出不同类型海底的实测掠入射损失和垂直反射损失。80 年月有人试图依据声波从海底反射损失的值划分海底类型，以到达声学遥测海底的目的。

表 10-3 不同类型海底的实测反射损失

24kHz，掠射角 10^0，17 个站位		垂直入射，7 个站位			
底质类型	反射损失	底质类型	4kHz	7.5kHz	16kHz
泥	16	沙质淤泥	14	14	13
泥—沙	10	细沙	7	3	6
沙—泥	6	粗沙	7	8	8
沙	4	夹岩石的普通沙	8	6	10
石	4	夹一点沙的岩石	5	4	10

海底沉积物的声吸取系数 β 可在试验室用沉积物样品测量；现场利用声探针或反射系数随角度变化的特性进展海上实测。表 10-4 列出沉积物声吸取系数β 的实测数据。

表 **10-4** 沉积物声吸取系数与频率关系

测量条件	地区	沉积物类型	频率范围 kHz	β 与 f 的关系	β* / dB · m^{-1}
天然样品实验室测量		沙、泥、粘土	20 ～ 40	$f^{1.79}$	1.6 ～ 2.7
现场测量	圣地亚哥海槽	砂、泥质粘土、泥沙	7.5 ～ 16	～ f	6.2 ～ 10.4
天然样品实验室测量 现场测量	英格兰港湾	石英砂 淤泥	400 ～ 1000 4 ～ 50	～ $f^{0.5}$ ～ $f^{0.5}$	 0.67
现场测量	纽芬兰深海平原	砂、粘土砂 粘土、淤泥	0.1 ～ 1.0 4.5, 3.6	～ f	4.0 ～ 4.9 0.71 ～ 1.12
现场测量	大西洋	淤泥	0.04 ～ 0.9	～ f	0.49

(β*为 10kHz 时的吸取系数值)

从现有资料可知，多数学者认为海底的吸取系数与频率的关系接近线性关系。

由于海底的粗糙程度和底质类型的不同，海底的反射损失与入射角度有关，对于某类型海底在指定频率下对应一个反射损失最小的角度，测量不同频率下海底损失与掠角的关系曲线如图10-5　所示。对于利用海底反射路径的“海底反射声呐”，用其作该海区的作用距离预报具有实际意义。

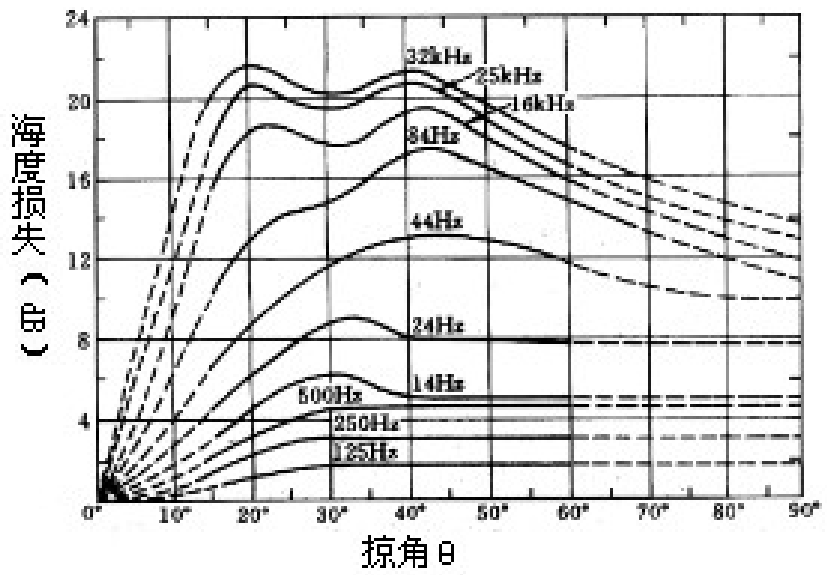


图10-5 不同频率下测得的海底损失与掠角关系（据乌立克，1972）

10.3.2 海洋内部的不均匀性对声波的影响

除去海底、海外表的不均匀性以及海水温度和盐度的铅直分层特性以外，海洋内部的不均匀性如含有气泡、冷暖水体、湍流、内波和深水声散射层(指大洋中浮游生物和游泳动物群)等，都是引起声场起伏的因素。海外表下有风浪卷起的气泡群，它们对声波的散射形成声传播过程的屏障。冷、暖水体在声波前进路径上产生折射，湍流的扰动使海水的温度和盐度产生随机局部变化，声速也发生随机变化。争论觉察，声波的远距离传播声信号的振幅和相位起伏与内波存在有亲热关系。中国已开展了在黄海海区强负跃层下浅海内波与声信号起伏的争论

10.4 浅海中声传播理论和典型水文条件下的声场特征

10.4.1波动声学根底

由§10.2 给出的抱负介质中线性平面声波方程中位移 ξ与声压 p 成线性关系，则有

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (10-31)$$

此即一维线性声波波动方程，其形式解为

$$p(x,t) = p(x)e^{jwt} \qquad (10-32)$$

ω为简谐振动的角频率，将上式代入波方程，分别变量后得空间局部的常微分方程

$$\frac{d^2p(x)}{dx^2} + k^2p(x) = 0 \qquad (10-33)$$

其中$k = \frac{\omega}{c_0}$称为波数。上式的一般解可取正弦、余弦的组合，也可取复数组合。声波在无限空间传播，取复数的形式更适合，即

$$p(x) = Ae^{-jkx} + Be^{jkx} \qquad (10-34)$$

A、B 为两个常数，由边界条件打算。波方程全解的形式为

$$p(x,t) = Aej^{(\omega t-kx)} + Be^{j(\omega t+kx)} \qquad (10-35)$$

其中第一项为沿正 x 方向前进的波，其次项表示向负x 方向进展的波。在 y-z 平面上全部质点的振幅和位相均一样，此称为沿x 方向行进的平面波。平面声波具有以下特性：1)向正 x 方向行进的波称为入射波，而向-x 方向行进的

波为反射波。2)任一时刻，具有相同位相φ_0的质点的轨迹是一个平面。通常称等相位面为波振面。3)式中$c_0 = \frac{\omega}{k} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$，$c_0$代表单位时间内波振幅传播的距离，即声传播速度。

10.4.2 射线声学根底

实际海洋不是抱负的均匀介质，求解上述的波动方程是极其简单的。但假设声波波长与介质的不均匀尺度相比可无视不计时，与光学相像，常以射线方法定性描述声波的传播轨迹，即对高频状况射线声学是适用的。在无限均匀介质中，平面波的波振面与传播方向垂直，在任意波振面上波强度为恒量。假设辐射为球面波，设放射总功率为 Pa

$$P_a = 4\pi r_1^2 J_1 = 4\pi r_2^2 J_2 \qquad (10-36)$$

式中 J1 为半径 r1 的波振面上的声强度，J2 是半径为 r2 的波振面上的声强度，因此得

$$J = \frac{P_a}{4\pi r^2} \qquad (10-37)$$

假设声波为柱面波，则有

$$J = \frac{P_a}{2\pi l r} \qquad (10-38)$$

式中l是放射圆柱面长度，r是波振面距放射中心的距离。任何辐射形式下，波振面任一点的法线方向即为波的传播方向。相邻波振面上法线的轨迹即是声线。它代表波的传播路径。用此方法描述声波的传播称为射线声学。与几何光学一样，声的射线理论也基于折射定律。声线的轨迹方程为

$$\frac{d}{ds}\left[n\frac{dz}{ds}\right] = \frac{dn}{dz} \qquad (10-39)$$

其中n为折射率，ds为声线弧上的一小段。设介质的声速是分层的，

$c = c(z)$，其折射率$n = \frac{c_0}{c(z)}$。声波在声速不均匀介质中行进，波振面垂

线的轨迹是一曲线，如图 10-6 示。

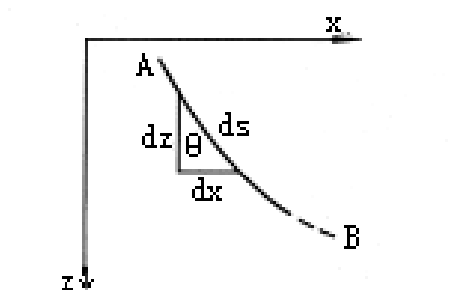


图10-6 波阵面垂线的轨迹

在曲线上任取一段ds，n 仅为z 的函数，即有

$$\frac{\partial n}{\partial x} = 0 , \qquad \frac{\partial n}{\partial y} = 0$$

则有

$$n\frac{dx}{ds} = 常数, \qquad n\frac{dy}{ds} = 常数$$

由图可得

$$\frac{dx}{ds} = \cos\theta, \qquad \frac{dz}{ds} = \sin\theta$$

因此得

$$\frac{\cos\theta_0}{c_0} = \frac{\cos\theta_1}{c_1} = \cdots \frac{\cos\theta}{c(z)} = 常数$$

此即为折射定律。

可从费尔玛原理证明，当在一个波长的距离上介质的折射率没有猛烈变化时，射线理论是波动理论的一级近似。在海洋中，假设海水的不均匀性是缓变的，应用射线理论逐层分析，物理图象清楚。在介质突变区(如海底、跃层等)，则需直接用折射定律计算。

10.4.3 分层不均匀海洋中的射线声学

设海洋是分层声速不均匀介质，c=c(z)，折射率　　n=c0/c。依据声线的轨迹方程和折射定律有

$$\frac{dn}{dz}=\frac{d}{ds}[n\sin\theta]=n\cos\theta\frac{d\theta}{ds}+\sin\theta\frac{dn}{dz}\frac{dz}{ds}=n\cos\theta\frac{d\theta}{ds}+\sin^2\theta\frac{dn}{dz}\qquad(10-40)$$

得

$$\frac{d\theta}{ds}=\frac{dos\theta}{n}\frac{dn}{dz}$$

令$P=\frac{\cos\theta_0}{c_0}$，则$\frac{d\theta}{ds}=-P\frac{dc}{dz}$。当声速随深度增加时，$\frac{dc}{dz}$为正值。此时$\frac{d\theta}{ds}$是负值，声线向上弯曲。当声速随深度减小时，$\frac{dc}{dz}$为负值，此时$\frac{d\theta}{ds}$

是正值，声线向下弯曲。也就是声速为正梯度时水下声源发出的声线向海面弯曲；声速为负梯度时声线向海底方向弯曲，如图 10−7。

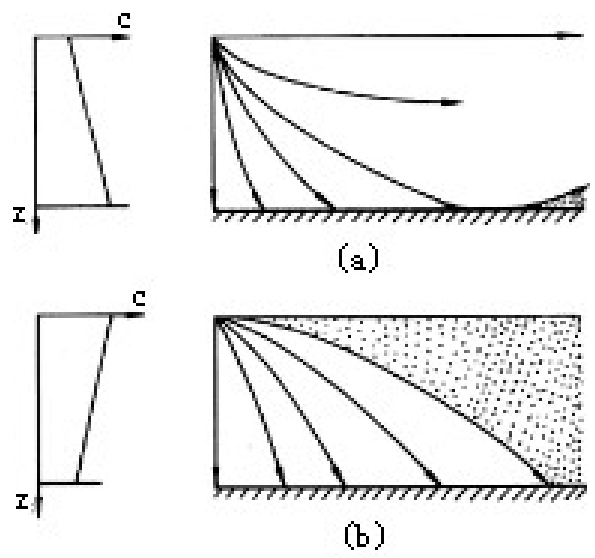


图10-7 声线轨迹

（a）正梯度，（b）负梯度

由$\frac{dx}{ds}=dos\theta,\frac{dz}{ds}=\sin\theta$得

$$x = \int_A^B \cos\theta \, ds = \int_A^B \cot\theta \, dz \qquad (10-41)$$

取 θ0 为 z=0 处的声线与水平方向的夹角，则有

$$x = \int_0^Z \frac{\left(\frac{c}{c_0}\right)\cos\theta_0 dz}{\sqrt{1-\left(\frac{c}{c_0}\right)^2 \cos^2\theta_0}} \qquad (10-42)$$

此即二度空间的声线轨迹方程式，轨迹曲线的形式主要取决于分布函数c＝c(z)的形式。

10.4.4 海洋中声的波导传播和反波导传播

依据声的射线理论，在某典型水文条件下，声传播损失较小，我们称此

为声的波导传播。如图10—7a示，声速随深度的变化为 $\frac{dc}{dz} = G_c$(常数),

即为正声速梯度分布。这多见于浅海冬季或深海　2023m 以下的水层(主要是静压力作用)。通常在深海的上层，大的正梯度分布是罕见的。只有当盐度和温度都随深度增加时，这种大的正声速梯度分布才可能是稳定的。声速分布函数写为 c(z)=c0(1+αz)，c0 为海外表声速，a 为常数。则声线的轨迹方程为

$$\left(x - \frac{1}{\alpha}\tan\theta_0\right)^2 + \left(\frac{1}{\alpha} + z\right)^2 = \left(\frac{1}{\alpha\cos\theta_0}\right)^2 \qquad (10-43)$$

声线轨迹为一个以 $\frac{1}{\alpha\cos\theta_0}$ 为半径、圆心在 $x = \frac{1}{\alpha}\tan\theta_0$，$z = -\frac{1}{\alpha}$ 的圆弧。

在图 10-7a 中声线没有经过海底而弯向海面反射回来，在此状况下不存在海底吸取和散射，所以冬季声能的传播距离较夏季远得多。这种声线传播路径称为海洋中声的波导传播。于炎热夏季的浅海中声速随深度的分布多为负梯度，从声源辐射的声线束弯向海底(10-7b)。由于海底对声波的吸取和散射，经海底反射回来的声能减弱；特别是在图中斜线表示声的影区内，没有直达声，只有散射声。所以声的传播距离受到极大的限制，这就是在§10.1.1 中所说的“午后效应”。这种声的传播路径称为反波导型传播。

海水的温度不仅随深度变化，也随昼夜变化，因此传播条件是不稳定的。表层温度比底层愈高，则声线愈向海底弯曲，传播的条件也愈差。夏季热而无风的天气，表层温度很高，故声的传播条件最差。

就传播而言还有几种较为重要的声速铅直分布状况。如夏季有风时，海洋表层通常有一温和的混合层，水层中温度徐缓下降，有时近于等温层。在中国近海黄海和东海混合层的厚度约为十几米至二十几米。上层为弱的负梯度，此层以下消灭温跃层，则产生折射与反射，声能因而减弱，如图 10—8，跃层对声波起局部屏障作用。秋季，温带海区的上混合层根本是等温的，在稍深些海区，温度甚至随深度略有上升，此时温跃层渐趋减弱或消逝。上层声速分布为正梯度的声线束的传播的轨迹如图 10—9 所示。在等温层的下边界(即声速分布由正梯度变为负梯度时)，声线束会分裂，上局部声束渐次弯向外表，而下局部声束则向下弯曲。

10.4.5 深海水下声道

早在其次次世界大战期间，伊文(M.Ewing)等人先后用炸药作为水下声源在大西洋和太平洋进展水声试验时，就觉察在超过通常接收距离几百倍的地方竟能接收到爆炸信号。声的这种超远距离传播称为声道现象。世界各大洋区都有水下声道。用射线的概念，很简洁解释水下声道现象。大洋中各层海水的温度、盐度、静压力不同，各层的声速也相应不同。图 10—10 是伊文等人在 1948 年发表的典型亚热带大西洋声速铅直分布曲线。在温带和热带的大洋深水区，由于水温随深度增加而下降，在某个深度上压力对声速有显著影

响，使 c(z)曲线有微小值。假设将声源置于声速微小值所在处，从声源向各方向辐射的声线束将按图 10-10 中的路径向声速微小值所在的水层弯曲。此时声速微小值上下的水层有类似透镜聚焦的作用，将声能的大局部限制在此水层间。我们称声速微小值所在的深度为声道轴。依据折射定律，从声源向各方向辐射的声线经过一段距离后，重会聚在声道轴上下的水层中，所辐射的大局部声能被限制在声道轴上下具有肯定厚度的水层中传播，能量损失最小，声能大局部集中的水层称为声道。此亦属于波导型传播。从声能方面分析，自声源辐射的大局部声线都没有经过海底和海面的反射，除去小局部由于传播过程中海水介质的吸取和散射外，总能量损失微小，因而可以传播较远距离。在大西洋的中纬度地区，声道轴约在海深 1260m 四周，而在太平洋中纬度地区则常在 900m 深的地方。在极地海疆，声道轴上升到冰层以下的水面四周。

有些近岸的大陆架海区，声道轴约在水下 60～100m 四周，这种状况称为外表声道。有的海区有两个声道：一个是外表声道，另一个是水下声道。外表声道常常是不稳定的，声波在外表声道中不如在水下声道中传播得远。这是由于外表波浪和大量气泡引起的散射使声能损失了一局部。

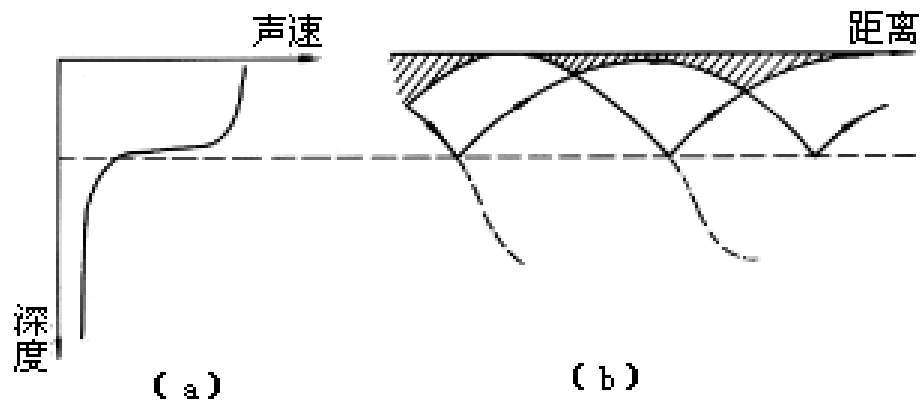


图10-8 夏季有温度跃层时的声传播
（a）声速剖面 （b）声线轨迹

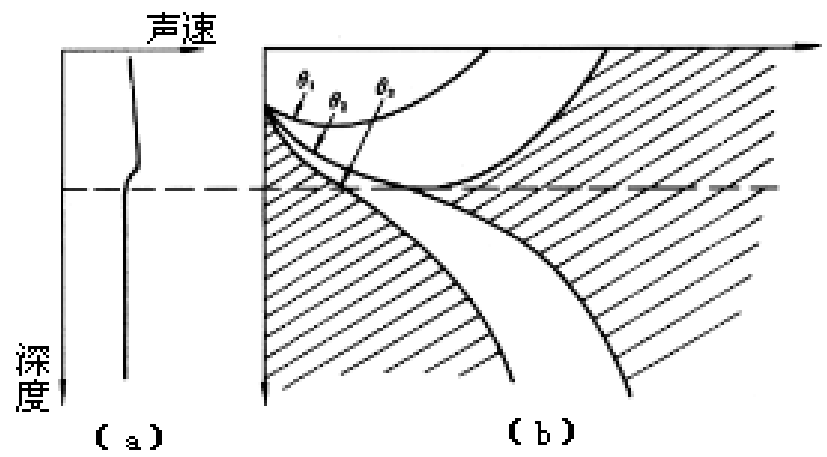


图10-9 另一类波导型声传播
（a）声速剖面 （b）声线轨迹

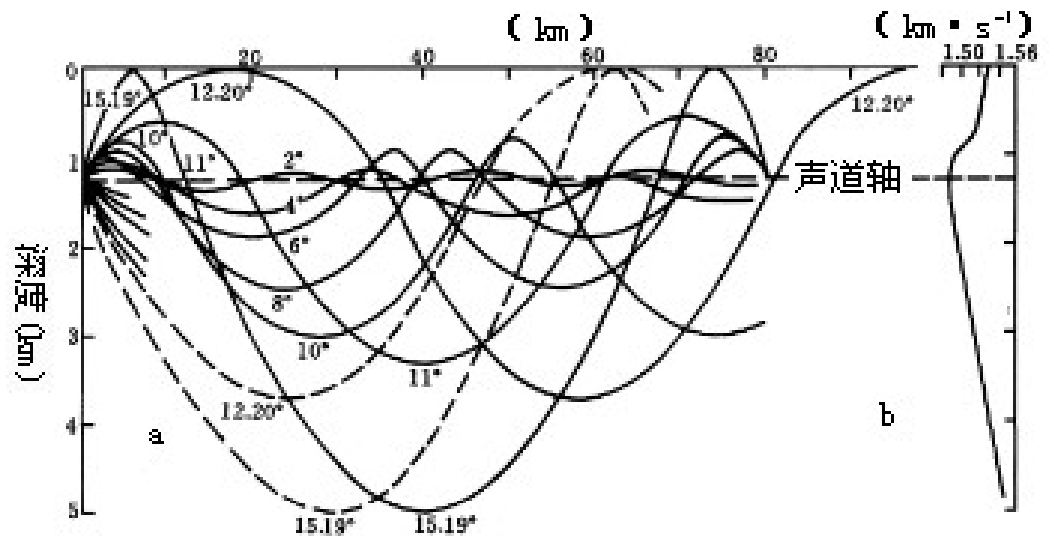


图10-10 大西洋声道声线图

人们利用声波在声道中的超远传播特性，在大洋中三个不同方位的岛屿上设置声发(SOFAR)接收站(或称声发系统)，遇难船只或坠海飞行员投掷少量炸药，数千千米外的声发站便能接收到此爆炸信号。人们可由爆炸信号到达三个接收站的时间差，确定出爆炸点的位置，从而找到营救目标。据此还可预报海底火山爆发和海底地震引起的海啸。

10.4.6 浅海外表声道

中国沿海宽阔海疆大部属于浅海大陆架海疆，深度大多在 200m 以内。声呐在冬季的作用距离比夏季远得多。这是由于冬季的传播条件为波导型，而夏季为反波导型传播。中国大陆架浅海区冬季水温铅直分布根本上是均匀的，而由于静压力作用，下层声速略大于上层，形成弱的外表声道(图 10—7)。假设放射器有方向性，声波在其间传播，除海面波浪和气泡的散射外，能量损失较小，因此传播距离相对增加。其它季节里，多数海区消灭温度跃层。在中国近海黄海海区夏季可形成强的温跃层(图 10—8)，其它如渤海、东海也有弱的温跃层。春季消灭的温跃层较弱，跃层的深度也较浅，秋季跃层渐渐变弱，至冬季上层变为混合层或弱的负梯度，此种传播条件形成了浅海外表声道，如图 10—9 所示

10.5 海洋的环境噪声

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：
https://d.book118.com/498000003006006077