

成都工学院图书馆

55.005

声学译丛

水声学

(水声物理专辑)



1

上海市物理学会声学工作委员会主编
上海市科学技术翻译馆出版

009
021

声学译丛 (总第 19 号)

水 声 学

(1)

(水声物理专辑)

上海市物理学会声学工作委员会主编

*

上海市科学技术编译馆出版

(上海南昌路 59 号)

商务印书馆上海厂印刷 新华书店上海发行所发行

《科技新书目》征订期号: 54-240

*

开本 787×1092 1/16 印张 6 1/2 字数 200,000

1965 年 5 月第 1 版 1965 年 5 月第 1 次印刷

印数 1-1,300

编号 15·289 定价(科七) 0.95 元

前 言

水声学是声学的一个分支学科。它是在四十年代由于反潜艇战争的迫切需要而迅速发展起来的一门独立的科学技术。水声学的任务一方面在于研究声波在水介质中辐射、传播和接收时的各种现象和规律,另一方面根据已经探知的现象和规律并运用电子学、无线电技术、电声学、计算技术、仪表术、自动控制、海洋学等科学技术的新成就,研制在国防、航海、渔业、海洋研究和海底勘探中有广泛应用的水声装备和水声仪器。

近年来,由于核潜艇的出现和海洋开发的大规模进行,国外在水声学研究工作中取得了很大进展。为了将国际上这方面的新成就介绍给我国从事水声学工作的科学技术人员参考,特决定自一九六五年起在“声学译丛”中增出《水声学》。

本辑为水声物理专辑,包括传播、吸收、散射、反射、起伏、混响等方面的理论及实验研究文章,可供从事水声物理研究的科研人员、高等院校有关专业的师生参考。

本辑首次和读者见面,由于编者经验不足,水平有限,缺点和不当之处在所难免,尚希广大读者批评指正。

上海市物理学会声学工作委员会

1965年8月

目 录

1. 各种噪声模型的空间相关函数.....B. F. Cron 等.....(1)
2. 水下动力噪声综述.....A. B. Фурдуев.....(6)
3. 含水沙的声学性质.....A. W. Nolle 等.....(11)
4. 近岸海底的声反射.....K. V. Mackenzie.....(24)
5. 海洋中内波对声传播的影响.....O. S. Lee.....(35)
6. 非均匀波导中的声传播.....Л. М. Бреховских 等.....(39)
7. 声波在深海中的远距离传播.....F. E. Hale.....(44)
8. 以水下爆炸作为声源.....D. E. Weston.....(48)
9. 海水声吸收.....M. Schulkin 等.....(57)
10. 确定鱼体声反向散射特性图和散射截面.....R. W. G. Haslett.....(64)
11. 深海海底爆炸声的反向散射.....R. J. Urick 等.....(73)
12. 统计不平表面所反射的声波振幅和相位起伏.....Э. П. Гулин.....(77)
13. 统计粗糙表面所反射的声波振幅和相位起伏的相关.....Э. П. Гулин.....(82)
14. 气泡脉动和空化的理论.....G. Houghton.....(86)
15. 超声探鱼的物理问题.....R. W. G. Haslett.....(92)

各种噪声模型的空间相关函数

B. F. Cron, C. H. Sherman

引言

水声学中的一个重要问题是确定水听器基阵的信号噪声比的增益。基阵的均方输出量可用基阵中各对水听器之间的空间相关函数来表示。因此，基本问题是确定海洋中可能存在的各种噪声场的空间相关函数。

现在来研究位于噪声场中 X_1 与 X_2 处的两个无指向性点状接收换能器，把它们的输出加起来，平方，再取时间的平均值。如果每个接收换能器的输出正比于该换能器所在处的噪声压，并且噪声场是均匀的，则可以得到

$$\langle e^2 \rangle_2 = 2 \langle e^2 \rangle_1 [1 + \rho(X_1, X_2, \tau_{12})] \quad (1)$$

式中 $\langle e^2 \rangle_1$ 和 $\langle e^2 \rangle_2$ 分别为一个接收换能器与两个接收换能器的均方输出量， $\rho(X_1, X_2, \tau_{12})$ 是具有延迟时间 τ_{12} 的两点 X_1 与 X_2 的噪声压的归一化空间相关函数^[1]。求出 $\langle e^2 \rangle_1$ 与 $\langle e^2 \rangle_2$ 后，就可以由 (1) 式求得各种噪声场的空间相关函数。

试验的结果证明^[2]，可以把海洋噪声看作海面所产生的各向异性噪声场与没有水面噪声时的各向同性噪声场的迭加。因此，要计算产生各向同性噪声场的体积噪声模型和产生各向异性噪声场的水面噪声模型的空间相关函数。类似的噪声模型以前在其他地方也使用过^[3, 4]。

体积噪声模型

体积噪声模型由一个均匀分布于半径为 R_0 的球体中的许多相同的噪声源组成，如图 1 所示。在这个模型中，球心附近的噪声场是均匀而各向同性

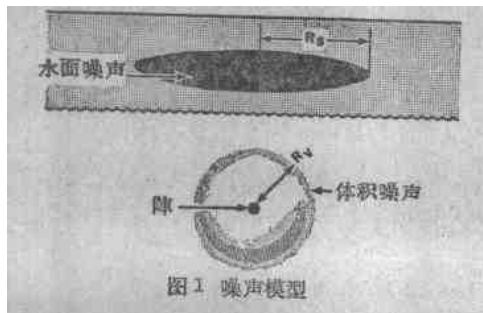


图 1 噪声模型

的。设每个噪声源产生作为时间函数的声压是一个随机的、各态历经的过程，而所有的噪声源都具有相同的统计特性。由各噪声源所产生的每个给定频率分量的幅值分布在系综平均值周围，这个系综平均值等于对一段长时间的平均值，而其相位则是随机的。

如果把一个接收换能器放在噪声源的球心，则一个噪声源的单频分量所产生的输出量为：

$$e_1 = (A / ikr) e^{i(kr - \omega t + \delta)} \quad (2)$$

式中， r 为噪声源与接收换能器之间的距离， t 为时间， k 为波数， ω 为角频率， A 与 δ 为常数。取 (2) 式的实数部分，平方，再取对时间的平均值，就得到一个噪声源的单频分量在接收换能器中所产生的均方输出量：

$$\langle e_1^2 \rangle = A^2 / 2k^2 r^2 \quad (3)$$

把 (3) 式当作单位体积内的噪声源对一个接收换能器频率为 ω 的均方输出量的贡献。由于不同噪声源贡献的相位是随机的，把 (3) 式在半径为 R_0 的球体中积分，就可以得到：

$$\langle e^2 \rangle_1 = 2\pi \langle A^2 \rangle R_0 / k^2 \quad (4)$$

式中 $\langle A^2 \rangle$ 是 A^2 的系综平均值。因为对系综的平均值就等于对时间的平均值，所以 (4) 式等于均匀地充满噪声源的球体在接收换能器中所产生的总均方输出量。

设球心在两接收换能器连线中点，计算此各向同性噪声场在接收换能器中所产生的 $\langle e^2 \rangle_2$ ，这里的空间相关函数只与两接收换能器间的距离 $d = 2r_0$ 有关。为简单起见，先计算 $\tau = 0$ 的情况，因为可以证明

$$\rho(d, \tau) = \rho(d, 0) \cos \omega \tau$$

采用图 2 中的坐标系和下列展开式^[5]：

$$\frac{e^{ikr_1}}{ikr_1} = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) j_n(kr) P_n(\cos \theta) & (r \leq r_0) \\ \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) j_n(kr_0) h_n^{(2)}(kr) P_n(\cos \theta) & (r > r_0) \end{cases} \quad (5)$$

式中， $h_n^{(1)}$ 为第一类球汉克耳函数， $P_n(\cos \theta)$ 为勒让

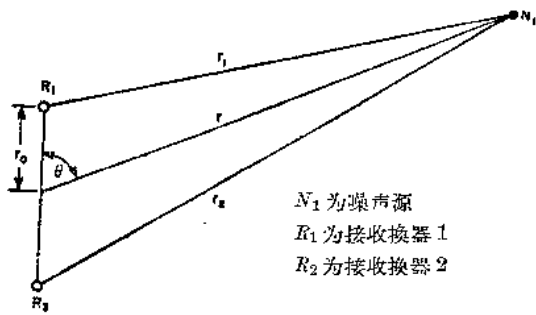


图2 体积噪声模型示意图

德多项式, j_n 为球贝塞耳函数。当以 $x = \theta$ 代替 θ 时, 函数 e^{ikr_2}/ikr_2 的展开式相同。一个噪声源在两个接收换能器中所产生的输出量总和为

$$e_1 + e_2 = Ae^{-i(\omega t - \delta)} (e^{ikr_1} + e^{ikr_2}) \quad (6)$$

而利用(5)式可得

$$e_1 + e_2 = \begin{cases} 2Ae^{-i(\omega t - \delta)} \sum_{n \text{ 为偶数}} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) \\ \quad \times j_n(kr) P_n(\cos \theta) & (r < r_0) \\ 2Ae^{-i(\omega t - \delta)} \sum_{n \text{ 为奇数}} (2n+1) j_n(kr_0) \\ \quad \times h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta) & (r > r_0) \end{cases} \quad (7)$$

把此式的实数部分平方起来, 取时间平均值, 再在半径为 R_v 的球体内积分, 就可得到 $\langle e^2 \rangle_0$ 。把 $\langle e^2 \rangle_2$ 与 $\langle e^2 \rangle_1$ 的结果代入方程(1)可得:

$$\rho(d, 0) = \frac{k^2}{R_v} \sum_{n \text{ 为偶数}} (2n+1) \{ j_n^2(kr_0) P_n^2(\cos \theta) \\ + n_{n-1}^2(kR_v) - j_{n-1}(kR_v) j_{n+1}(kR_v) \\ - n_{n-1}(kR_v) n_{n+1}(kR_v) \\ + r_0^2 [j_n^2(kr_0) n_{n-1}(kr_0) n_{n+1}(kr_0) \\ - n_n^2(kr_0) j_{n-1}(kr_0) j_{n+1}(kr_0)] \} - 1 \quad (8)$$

应用(8)式时, 只考虑 $R_v \rightarrow \infty$ 时的情况, 此时

$$\rho(d, 0) \rightarrow 2 \sum_{n \text{ 为偶数}} (2n+1) j_n^2(kr_0) - 1 = \frac{\sin kd}{kd} \quad (9)$$

Marsh^[6] 研究了来自各个方向的不相关平面波, 所得结果与此相同。这个结果与 Faran 和 Hills^[7] 用噪声源均匀分布于一个大球表面的噪声模型时所得的结果也一样。由于衰减关系, 有效的 R_v 终究要比任何其他尺寸大得多, 因此, 即使把接收换能器附近的噪声源考虑进去, 也不会改变(9)式的结果。

水面噪声模型

这里所考虑的噪声模型是由均匀分布在半径为 R_v 的平面圆上的噪声源组成的, 如图1所示。在这个模型中, 圆面中心下的区域中的噪声场是均匀而各向异性的。这种情况下要准确计算空间相关函

数需要十分复杂的积分, 但在接收换能器与水面之间的距离比换能器之间的距离大得多时, 用近似计算的方法可以得到很简单的结果。

先考虑距圆心为 z 的接收换能器 R_1 (R_1 在通过圆心而与圆面垂直的直线上), 如图3所示。这里仍保留前面对噪声场的统计特性所作的假设。此外, 由于实验表明水面噪声是有指向性的^[2], 因此, 把每个水面噪声源都看作为一个有指向性的辐射器, 其指向性函数为 $g(\alpha)$, 其中角 α 仍如图3所示。这时, 一个噪声源的单频分量在接收换能器中所产生的输出可用下式表示:

$$e_1 = [Ag(\alpha)/ikr_1] e^{i(kr_1 - \omega t + \delta)} \quad (10)$$

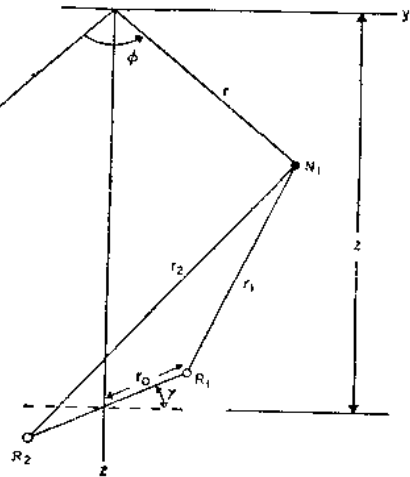


图3 有一个换能器的噪声模型示意图

取(10)式的实数部分, 平方, 再对时间取平均, 并在噪声源的圆面上积分, 可得:

$$\langle e^2 \rangle_1 = \frac{\langle A^2 \rangle}{k^2} \int_0^{\pi} g^2(\alpha) \lg \alpha \, d\alpha \quad (11)$$

再考虑如图4所示的两个接收换能器, 其中 γ 是水面与换能器连线间的夹角。一个噪声源所产生的输出为:

$$e_1 + e_2 = Ag(\alpha) e^{-i(\omega t - \delta)} (e^{ikr_1}/ikr_1 + e^{ikr_2}/ikr_2) \quad (12)$$

式中用了条件 $z \gg r_0$, 以便对每个接收换能器都可取相同的 α 值。 $z \gg r_0$ 时, 图4中的距离 r_1 与 r_2 近似为

$$r_{1,2} \approx (r^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \mp \frac{zr_0 \sin \gamma + rr_0 \cos \gamma \sin \phi}{(r^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}}$$

在(12)式的分母中的 r_1 与 r_2 只要取上式的第一项即可, 而指数中的 r_1 与 r_2 则取上式的所有项。而

① 原文误印为1——译者注

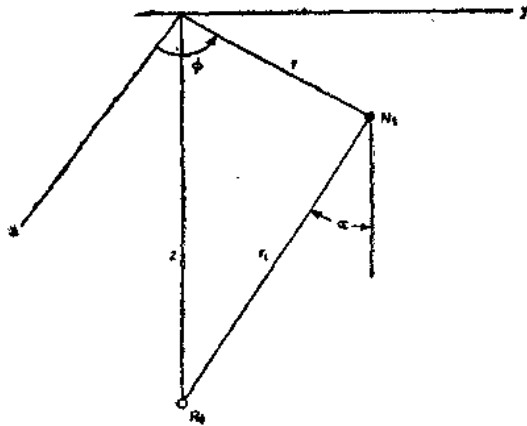


图4 有两个接收换能器的水面噪声模型示意图

后,取其实数部分,平方,对时间取平均,再在噪声源圆面上积分,得到:

$$\langle e^2 \rangle_2 = 2 \langle e^2 \rangle_1 + \frac{2 \langle d^2 \rangle \pi}{k^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} g^2(\alpha) \operatorname{tg} \alpha \cos(kd \sin \gamma \cos \alpha) \cdot J_0(kd \cos \gamma \sin \alpha) d\alpha \quad (13)$$

式中 J_0 为零阶贝塞耳函数。在作(13)式的积分时,假设噪声源的圆半径比其他尺寸大得多,而令 $R_s \rightarrow \infty$,然后利用(1)式,可得空间相关函数

$$\rho(X_1, X_2, 0) = \rho(d, \gamma, 0) = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} g^2(\alpha) \operatorname{tg} \alpha \cos(kd \sin \gamma \cos \alpha) J_0(kd \cos \gamma \sin \alpha) d\alpha}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} g^2(\alpha) \operatorname{tg} \alpha d\alpha} \quad (14)$$

现在从无指向性的 $g(\alpha) = 1$ 情况开始来讨论特殊的指向性函数。当 $g(\alpha) = 1$ 时,(14)式中分子和分母的积分都是 ∞ ,但它们的比值却是有限的。可以证明,将该式分子中的余弦函数和贝塞耳函数移到积分号外,再在 $\alpha = \frac{1}{2}\pi$ 时积分,就可求得这个比值。所求得的无指向性水面噪声源的空间相关函数为:

$$\rho(d, \gamma, 0) = J_0(kd \cos \gamma) \quad (15)$$

可以看出,由任何 $g\left(\frac{\alpha}{2}\right) \neq 0$ 的函数 $g(\alpha)$ 都会得出(15)式所给出的结果。

设 $g(\alpha) = \cos^m \alpha$, 式中 m 为正整数。于是,(14)式分子可作为无穷级数来积分。但为了使结果便于讨论,我们只考虑 $\gamma = 0$ 和 $\gamma = \frac{\pi}{2}$ 两种情况,即两接收换能器的连线分别与水面平行和垂直。

当 $\gamma = 0$ 时,(14)式变成:

$$\rho(d, 0, 0) = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{2m-1} \alpha \sin \alpha J_0(kd \sin \alpha) d\alpha}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{2m-1} \alpha \sin \alpha d\alpha} = \frac{2^m m (m-1)! J_m(kd)}{(kd)^m} \quad (16)$$

当 $\gamma = \frac{1}{2}\pi$ 时,由(14)式可得:

$$\rho\left(d, \frac{\pi}{2}, 0\right) = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{2m-1} \alpha \sin \alpha \cos(kd \cos \alpha) d\alpha}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{2m-1} \alpha \sin \alpha d\alpha} = 2m \int_0^1 x^{2m-1} \cos(kdx) dx \quad (17)$$

对任一给定的正整数 m , 都很容易求出此积分。

特殊情况的结果综合如下:

当 $g(\alpha) = \cos \alpha$ 时,

$$\rho(d, 0, 0) = 2J_1(kd)/kd$$

$$\rho\left(d, \frac{\pi}{2}, 0\right) = 2 \frac{\sin kd}{kd} + 2 \frac{\cos kd - 1}{(kd)^2}$$

当 $g(\alpha) = \cos^2 \alpha$ 时,

$$\rho(d, 0, 0) = 8J_2(kd)/(kd)^2$$

$$\rho\left(d, \frac{\pi}{2}, 0\right) = \frac{12[(kd)^2 - 2] \cos kd}{(kd)^4} + \frac{4[(kd)^2 - 6] \sin kd}{(kd)^3} + \frac{24}{(kd)^4}$$

当 $g(\alpha) = \cos^3 \alpha$ 时,

$$\rho(d, 0, 0) = 48J_3(kd)/(kd)^3$$

$$\rho\left(d, \frac{\pi}{2}, 0\right) = \frac{6 \sin kd}{kd} + \frac{30 \cos kd}{(kd)^2} - \frac{120 \sin kd [(kd)^2 - 6]}{(kd)^5} - \frac{360 \cos kd [(kd)^2 - 2]}{(kd)^4} - \frac{720}{(kd)^6}$$

讨论

实际上,常常需要选择接收换能器间的距离使基阵的信号噪声比的增益为最大。在这方面空间相关函数的重要性就在于找出各零点的位置,尤其是第一个零点的位置。现在从这个观点来讨论前面所得的结果。

图5表示出各向同性噪声的 $\rho(d)$, 其中第一个零点位于 $d = \frac{1}{2}\lambda$ 处(λ 为波长)。由于在实际的基阵中常常采用最近的距离 $\frac{\lambda}{2}$, 因此,对于其他类型的噪声场,应该注意第一个零点的位置与 $\frac{1}{2}\lambda$ 有何差别。

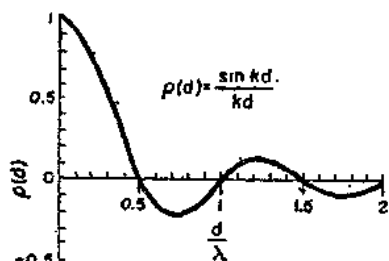


图5 体积噪声的空间相关函数

图6所给出的无指向性水面噪声的 $\rho(d, \gamma)$ 表明,第一个零点的位置与 $\frac{1}{2}\lambda$ 的差别主要取决于接收换能器对水面的取向。

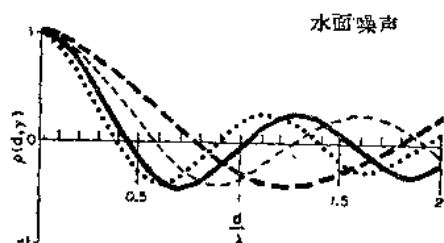


图6 对于无指向噪声源的水面噪声的空间相关函数

图7所示为指向性函数 $g(\alpha) = \cos \alpha$ 的水面噪声在 $\gamma = 0^\circ$ 及 $\gamma = 90^\circ$ 时的 $\rho(d, \gamma)$ 。其第一个零点与 $\frac{1}{2}\lambda$ 的差别没有无指向性时那样大。还应该注意,在 $\gamma = 0^\circ$ 时的第一个零点以外的相关量要比 $\gamma = 90^\circ$ 时小得多。在这些情况下,可以只取最邻近

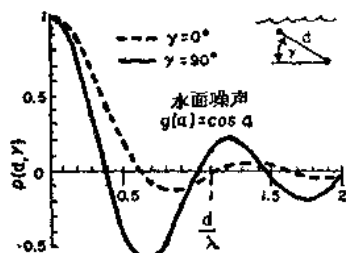


图7 接收换能器排列方向对 $g(\alpha) = \cos \alpha$ 的指向性噪声源的水面噪声空间相关的影响

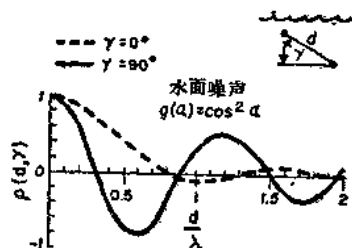


图8 接收换能器排列方向对 $g(\alpha) = \cos^2 \alpha$ 的指向性噪声源的水面噪声的空间相关的影响

的相关量,其余的都可以略去不计。图8所示为指向性函数 $g(\alpha) = \cos^2 \alpha$ 时的上述函数。在这个指向性较强的情况下,第一个零点的位置与 $\lambda/2$ 的差别要大些,而且在 $\gamma = 0$ 时,第一个零点以外的相关量衰减还要快得多。

从以上的结果可以看出,水面噪声的指向性强弱对 $\rho(d, \gamma)$ 的第一个零点的位置有很大的影响。图9和10比较了不同程度的指向性。当 $\gamma = 0$ 时,第一个零点的位置从 0.4λ 变动到 λ 附近。但是,当 $\gamma = 90^\circ$ 时,第一个零点的位置只稍许和指向性有关。图中并没有表示出 $\gamma = 90^\circ$ 时无指向性的情况,因为此时对所有的 $d, \rho(d, \frac{x}{2})$ 都等于1。

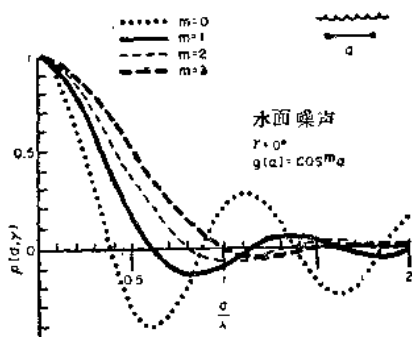


图9 $\gamma = 0^\circ$ 时噪声源的指向性对水面噪声空间相关的影响

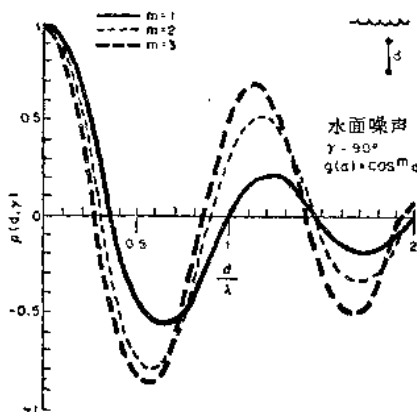


图10 $\gamma = 90^\circ$ 时噪声源的指向性对水面噪声空间相关的影响

这些结果说明,基阵中的接收换能器的最佳间距主要决定于基阵所在处噪声场的特性;这些结果同时也表明,对实际的噪声场的特性还需要作详细的实验研究。

以上的理论研究是在理想条件下进行的,其中略去了水声传播的一些重要事实,如衰减和折射等。对于指向性强的水面噪声来说,衰减和折射的影响

一般是很小的,而根据 Becken 的测量^[2],海洋中的主要噪声往往是这种水面噪声。现在已经求出了单频分量的空间相关函数。如果噪声的功率谱已知,则一个频带的空间相关量可由功率谱与空间相关函数的乘积在该频带上的积分求出。实验所求的函数 $g(\alpha)$ 可以表示成 $\cos \alpha$ 的一些幂的和。对于这样一种 $g(\alpha)$, 水面噪声的空间相关量的求法和 $g(\alpha) = \cos^n \alpha$ 时所用的方法相同。在所有讨论的情况中,由元件之一的电延迟 τ , 引进因子 $\cos \omega \tau$, 因此,对于单频分量, $\rho(d, \gamma, \tau) = \rho(d, \gamma, 0) \cos \omega \tau$ 。

参 考 文 献

[1] C. Eckart, J. Acoust. Soc. Am. 25, 195 (1953).
 [2] B. A. Becken, Marine Physical Laboratory File 00C-U-89 (March 7, 1961); 也可以参见 Abstract G2, J. Acoust. Soc. Am. 32, 920 (1960).

[3] R. E. Robertson, J. Acoust. Soc. Am. 23, 353 (1951).
 [4] R. J. Urick, Naval Research Laboratory Rept. 3796 (1951).
 [5] P. M. Morse and H. Feshbach, Methods of Theoretical Physics (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1953), pp. 887 and 1574.
 [6] H. W. Marsh, Jr., "Correlation in Wave Fields", in U. S. Navy Underwater Sound Laboratory Quart. Rept. for period ending 31 March 1950, pp. 63~68.
 [7] J. J. Faran and R. Hills, Tech. Memo. No. 28, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, pp. 11~14.

(译自美国《J. Acous. Soc. Am.》1962年 第 34 卷第 11 期第 1732~1736 页, 本馆专稿, 吴 刚校)

水 声 学 (2) 目 录 预 告

- | | |
|--------------------|---------------------|
| 1. 发声器和震鸣器促进深海的探测 | 度 |
| 2. 用深海探测潜艇曲斯特号测量声速 | 9. 混响法测量水中声功率的研究和应用 |
| 3. 新型深水探测潜艇 | 10. 数字声阵定向 |
| 4. 多普勒频移海流计 | 11. 8型摄鱼仪 |
| 5. [SONAR]D-60型测深仪 | 12. 拖网渔轮用新式超声鱼探机 |
| 6. 等温层跟踪器 | 13. 拖网渔业中的水下透测仪 |
| 7. 泥底的回声测厚 | 14. 鱼体目标强度的测量 |
| 8. 提高声纳系统的探测能力和精确 | 15. 海豚对水下物体的听觉 |

水下动力噪声综述

A. B. Фурдуев

随着水声学的发展,近年来对海洋噪声的发生原因和基本特性的研究具有重要的意义。

克努森(V. Knudson)等在文献[1]中首先试图按成因来将海洋噪声分类。他们确定的主要水下噪声类别如下:由海浪、海流、拍岸浪、风等所产生的动力噪声;由各种海洋动物,如虾、鱼、哺乳动物等所产生的生物噪声;以及由海上船舶的机械和港口的技术装备等引起的技术噪声。

从实际观点来看,动力噪声的意义最大。在所有海区和任何水文气象条件下均有此种噪声。而上述其他噪声均有地区性或时间性。如生物噪声仅在热带近岸海区才有,技术噪声则仅在港口或航行船舶附近才有。

本文综述了现有的研究水介质动力学所产生的水下噪声的文献。

海洋动力学噪声及其频率特性和声压级与水文气象条件的关系首次在前述的文献[1]中作出了比较完整的概述。基于以前不同作者的实验数据,该文作者指出:在重对数坐标中噪声声压谱密度(在1赫频带内)的频率特性,在100至10000赫范围内可以用随频率升高以 5 ± 1 分贝/倍频程下降的直线很好地近似。文中还指出噪声谱级和浪级的一定关系(图1)。海洋动力噪声频率特性的这种性质为后来很多文献所证实。文献[2]对水下噪声频率特性作了理论计算。计算是对白噪声源进行的,这种噪

声源具有随机的相位,并且均匀分布于绝对反射面所限制的均匀半空间体积内或均匀分布于界面上。同时认为介质中声波的衰减系数正比于频率的平方。计算结果得到,对于具有体积分布源的模型,频率特性下降斜率为6分贝/倍频程。对于分布于面上的偶极子源的模型,噪声声压在低频段随频率的升高以1分贝/倍频程下降,而在高频段梯度趋向无穷大。研究有表面和体积混合分布源的情况下噪声的谱特性最有意义。可以证明,对于这种模型,频率特性的斜率近于6分贝/倍频程。与按体积分布的噪声源的密度相比,相对地增加分布于表面上白噪声源的密度时,声压与频率关系的斜率可达7分贝/倍频程,到表面的距离(即深度)增加时斜率也增加。由此可见,克努森得出的动力噪声频率特性大体上为理论设想所证实。

至于克努森的海洋噪声声压的绝对值,则后来有很多文章对此数据提出怀疑。用较完善的仪器进行较精细的测量的一系列实验的结果说明,在相同的条件下绝对声级显著地小于克努森指出的值^{[3]~[5]}。如在深内湖中用固定于湖底的系统和精细地减震的水听器进行的实验指出,克努森得到的完全平静表面的绝对噪声级高了10~12分贝^[3]。

在开阔的海中用潜水球进行与水文气象条件比较的测量^[4]以及冰层边缘的测量^[5]都得到很小的海洋动力噪声的绝对级。一般可以认为克努森的动力噪声级值在100至10000赫频率范围内平均高了5~7分贝。

但是应当指出,简单地将对应于一定浪级和风级的频率曲线平移至较小值并外推到数赫的低频范围^[4]是不正确的。动力噪声绝对声压级的频率特性不仅和测量区域的局部波浪和风速有很复杂的关系,而且还和测量区域本身、声速的深度分布、海深、水听器下沉深度、季节甚至昼夜中的时间都有关系;可以预料,不同的噪声源或信号由散布在海洋中的噪声源传至声接收器路程中的特殊条件对不同频段起着重要的作用^[4, 5, 6, 7]。因此噪声频率特性并非永远亦并非在所有频段内都保持图1^[1]所示形状。

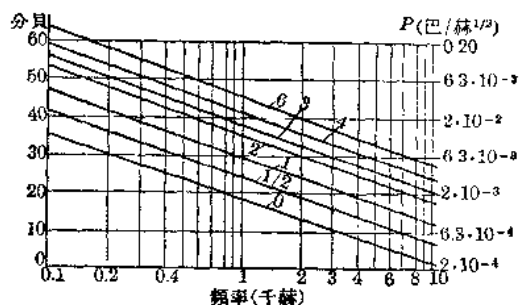


图1 按克努森数据作出的海洋动力噪声频率特性曲线族。纵坐标为归化到1赫频率内的声压(巴/赫^{1/2}),特性直线的参数为浪级

为了解释水下噪声绝对级产生变化的可能原因,我们依次来研究各个频段内的海洋动力噪声谱。

对次声频段的噪声了解得最少。在现有有限的论文中有关这部分谱的数据还有矛盾。如在文献[3]中,研究了11至250赫频率的深内湖中的水下噪声,谈到外推克努森提出的曲线至数赫的可能性,并指出噪声级比克努森曲线相应的级小10分贝,当频率低于90赫时与局部的风浪无关。有些文献中提出可能在海洋动力噪声谱中出现峰值^[5]。文中发现在40赫附近区域有峰。实验文献[7]中得到类似结果,其中指出频率在7赫至8赫之间声级升高,其值及位置和该地区风速有关。这些作者把频率特性中的峰归因于海底和海面间出现驻波的影响。

在表示开阔的深海中的噪声曲线上并非不可能出现峰。其原因可能很复杂。舒列依金(Шулейкин)发现的“海声”(голос моря)^[9]可能是其原因之一。安德列叶夫^[10]认为出现风暴时在空气-水界面上发生的低声频或次声频声波是风吹过波峰时周期性地产生旋涡所引起的,并强调其频率正和风速与波高之间的关系有关。必须指出,在空气中存在这种表面波的声压时,水中也存在按指数律沿深度衰减的声场。此声场以一般的声速传至风暴区之外,相应于水文条件随距离而衰减。因不易作实验,出现“海声”的判据和相应的水中声压值至今尚未研究过。但是可以推测,出现“海声”后,可以使得海洋动力噪声频率特性在低频段内出现许多峰。这种峰可能由海底和海面之间出现驻波^[11]引起,也可能是由于低频噪声在海底-海面间水层中作远距离波导传播时产生的谱的蜕变^[12]引起的。在深海水下声道中可以预料有发生类似现象的可能性。

文兹(G. Wenz)在最近的论文^[5]中总结了一系

列实验工作,对海洋噪声频谱特性及它们和各种噪声源的关系作了较全面的分析。从这一观点来看,他关于次声频段噪声的一些设想是最有意义的。在这篇文章中指出,频率上升时低频海洋动力噪声级的下降比 5 ± 1 分贝/倍频程快得多。根据该文的数据,在次声频段内噪声频率特性斜率达 $10 \sim 12$ 分贝/倍频程。根据在次声频段内海洋噪声频率特性和波浪谱的相似性,作者提出下列假设:在0.1至50~100赫频段内主要噪声源是风浪在海面所产生的流体静压力起伏;第二种主要的次声噪声源是湍流流过时在声接收器附近的压力起伏所产生的所谓“假声”(Псевдозвук)。作者^[8]列出在10、30和100米深处测到的风浪压力谱,并指出最大压力达到 $10 \sim 20$ 巴,常分布于0.08~0.4赫间,与深度和水文条件有关,而压力级在到达最大值之后随频率升高而按 $12 \sim 15$ 分贝/倍频程规律下降。文中列出湍流流过的速度为2~30厘米/秒时的假声谱,也显示出1~10赫频段内频率特性的峰值,它和湍流尺寸及流速有关。必须指出,用飘浮的船舶测量假声时,海洋动力噪声频率特性极值的位置应决定于流速和船舶飘浮速度的矢量关系。

许多作者断定^[3,4,6,13,14],频率低于80赫时,噪声声压绝对值与风浪的地区特性无关。其中,文献[3]中所引实验数据(图2)指出,虽然由于在给定接收到的低频噪声能量是在很大海区內积分的结果,这种和风浪的关系已被大大平滑化,但仍能看得出来。由文献[8]可明显地看出,风浪的地区特性是影响低频噪声级的可能原因之一。当水层被风搅动时,产生并加强了湍流,而由风的作用,出现附加的流动,使假声谱向较高频率拓宽,这也相应于次声频噪声级的升高。作者指出^[8],这种现象在浅海中特

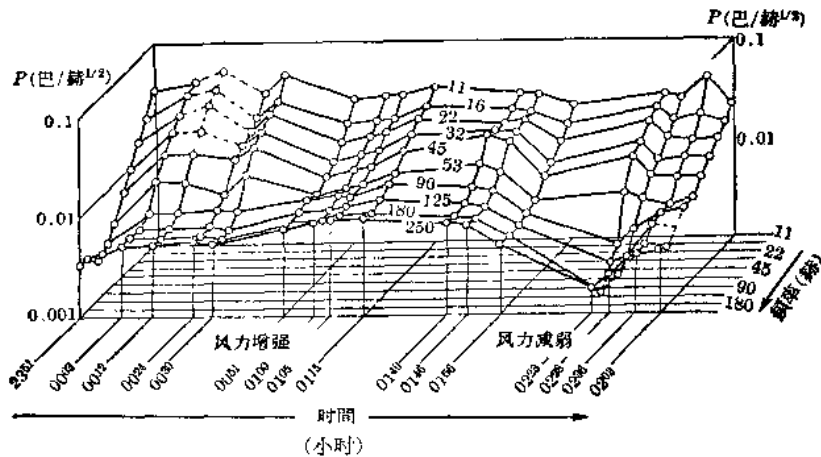


图2 深水湖动力噪声声压与风速关系

別显著。

低频噪声级并非仅和测量的海区及地区性的水文气象条件有关。文献[6]的作者还发现20、40、100赫和更高频率的级以24、12、6小时周期变化,同时此变化改变的年较差和太阳赤纬变化的年较差相关;而级的昼夜变化在午夜出现极大值,中午出现极小值,差别达5分贝。在近于100赫频率时此关系最为显著(图3)。另一篇文献[13]指出200赫附近有类似的效应,但是这里得出相反的关系(看来是因为在另一个海区进行测量之故),噪声声压平均级年变化达7分贝,冬季最大,夏季最小。作者解释此现象为声传播条件随季节变化的结果,这在低频可能起决定性作用。

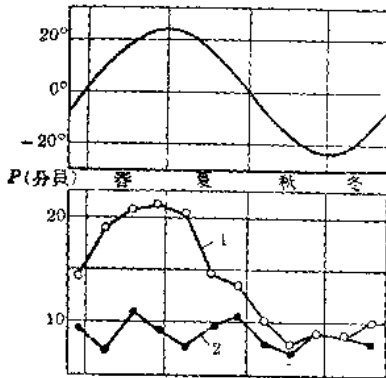


图3 太阳赤纬(度)(上图)与海洋动力噪声级昼夜差(分贝)(下图)
1—午夜噪声级 2—中午噪声级

应当讨论一下拍岸浪的噪声作为上述的补充。有这样的意见:拍岸浪噪声在离岸数十米处即已不大了^[1]。在纽约附近一海水浴场测量的结果^[14]证实了这一说法。在有强烈翻滚浪时,距离岸边约300米处噪声级已大大低于克努森的0级浪的级。此噪声的主要能量集中于22~65赫频段。

必须指出,在不多的公开文献中仅具体地指出次声频段内实际的噪声源,而其物理性质还远未研究透彻。在海区内不同的水文条件下,谱在次声频段的频率特性的趋势问题还是有争论的。

再来研究中声频段的噪声频率特性,先看噪声级与风力及浪级的关系。图4绘出两条海洋动力噪声的频率特性,显著地表示出有风浪时谱改变的定性图形^[4]。图4中曲线1对应于无风浪的情况,曲线2对应于出现大风浪的情况。由曲线2上可见有显著的隆起,报道^[15]中亦指出这一点。这些文章的作者指出:由于风速、波高和波陡的增高,在500~

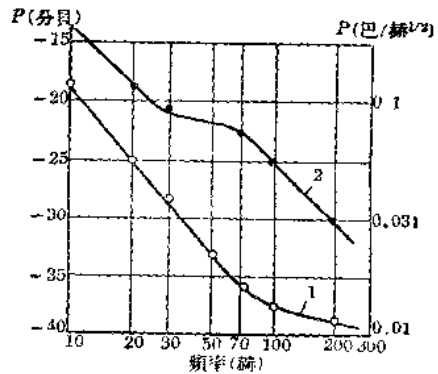


图4 不同风浪情况下的海洋动力噪声频率特性

1500赫频段内声压升高得最多,在低频方面并可伸展至80赫。在冰层边缘的实验工作^[5]中很好地证实了关于在由100赫至数千赫频段内主要噪声源是波浪、波峰和风的假设。文献^[5]的作者在未结冰的水中进行测量时得到了和图4曲线2所示相类似的海洋动力噪声的频率关系。只要一有冰出现,频率特性上的隆起立即消失,平均噪声级大大下降至较克努森在完全平静海面所得到的值还低25分贝之值。

和较低频率范围一样,在高于1~2千赫频段内也发现噪声级和风速及波陡的固定关系。看来在这一频段内发生噪声的机理是由于海面层内的空化和波峰破碎所成的浪花对海面的拍击^[18,16~18]。

在这一频段内我们还可以找到一些海洋动力噪声和气象噪声(例如雨点噪声)的共同之处。图5绘出有雨时的水下噪声谱^[19],可看出风将波峰破碎所成的浪花作用的最有效的可能频段。

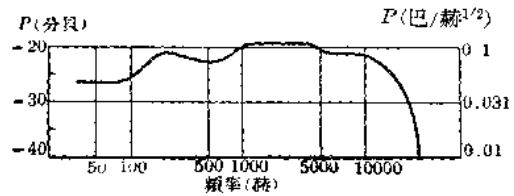


图5 雨产生的水下噪声频率特性

最后,我们来研究有关平均以 5 ± 1 分贝/倍频程下降的海洋动力噪声和谱密度随频率上升的热分子噪声界限问题的文献。在完全平静的条件下,在30~100千赫频段热噪声级变得和动力噪声级可以相比^[18,20],大约自该频段起热噪声谱级(归化至1兆赫频段内)开始急剧上升,1兆赫时达 2×10^{-3} 巴/赫^{1/2},2兆赫时 4×10^{-3} 巴/赫^{1/2}。

① 原文图5将纵坐标单位巴/赫^{1/2}误作巴——译者注

图6(引自文献[8])表示1赫至100千赫频率范围内的水下噪声谱。横坐标以对数比例尺表示频率。纵坐标表示归化到1赫频带内的声压,单位为巴/赫^{1/2}及相对于 2×10^{-4} 巴/赫^{1/2}的分贝数。图6中的粗线定出观测到的海洋噪声声压的范围。曲线1表示最小的级,曲线2表示最大的级。图的右下方的虚线表示热分子噪声频谱特性的变化趋势^[21]。点线3对应于完全平静条件下的克努森数据^[1]所示的噪声级,此处用来和特性曲线族I、II、III……相比较,这些曲线的参量选为以级(I、II、III……等)表示的风速,此参量与海况有关。图6上阴影区A表示出船舶航行时产生的技术噪声。观测到的噪声声压值通常位于A区内,虚线4表示海船航线附近观测到最大声压的频率特性。点划线5为地震噪声(地震和爆炸噪声)谱的一例。点线6表示有雨时的水下噪声谱。为了明显起见,图6上用箭头表示出海洋中各种噪声源起主要作用的频率范围。箭头间的字母对应于下列噪声源:a—爆炸与地震作用区域;6—假声区域(湍流中压力变化对水听器的影响);6—海面波浪静压力变化区域;1—地震噪声;δ—海船航行时的技术噪声区域;e—出现海面层空化、波峰破碎产生的水流和浪花拍击水面噪声的频率区域;π—海洋生物噪声;κ—雨点的水下噪声的频率区域。

我们再来研究海洋动力噪声级和声接收器下沉深度的关系。看来,由于布置实验时技术上和方法

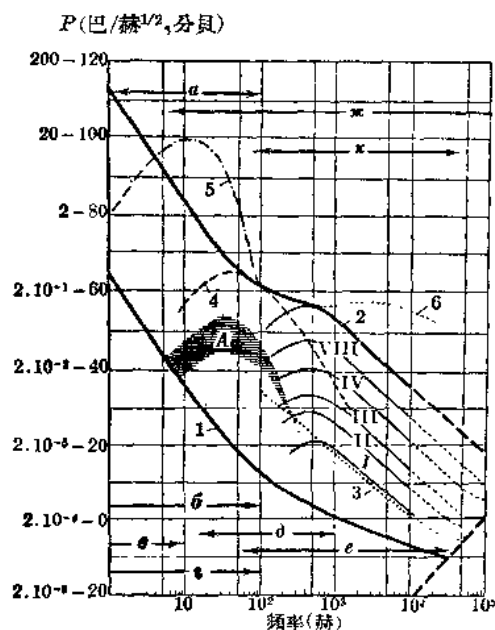


图6 海洋水下噪声频谱的综合数据

上的困难,这种工作仅在浅水中进行^[5,22]。这些文献中指出接收器下沉至200米时,在10~15赫至数千赫频段内噪声级实际上不变。文献[4]的作者应用潜水球最有效地避免了电缆或悬挂声接收器的钢缆的抖动和水面船只飘浮时的流动噪声,他所得到的数据也证实了这一点。潜水球可以在3000米深以内测量海洋的动力噪声声压,从而可以求出噪声和深度的重要关系(图7)。作者用水下声道影响来解释为什么1000米左右深度处声压级急剧地增加,因为在声道中可以很清楚地听到远处船只航行的噪声。由图7可见,当声接收器下沉至很大的深度时,频率特性下降的梯度由表面的4分贝/倍频程增加至3000米的6分贝/倍频程。

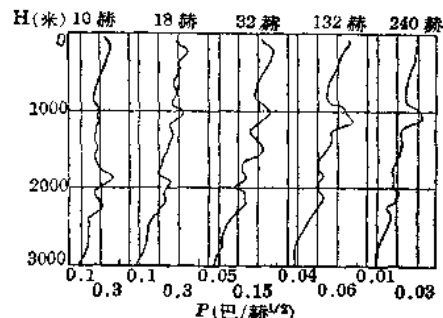


图7 不同频率海洋动力噪声级与深度的关系

根据上述可见,海洋噪声级绝对值的频率特性和海区条件、深度、声源的物理性质的关系还研究得很不够。至于水下噪声的统计特性问题则实际上却还没有资料。大多数作者都在他们的文章中假定:噪声是稳定、均匀的过程,信号振幅的概率密度为高斯分布^[23-25]。显然,如此时海洋噪声谱在次声频范围内具有峰值时,则振幅分布函数不可能仍是正常的。

海洋动力噪声的时间与空间相关关系有特殊意义。涉及此问题的文献却还很少^[24-26],而且很遗憾,其中二篇仅系报告的短讯,对此问题并未阐明。有些作者认为空间相关半径小到可以忽略。文献[25]中认为相关半径约等于波长。

总之必须指出,在海洋动力噪声的研究中,最不明了的领域是噪声的统计特性,包括空间、时间、振幅关系和各种噪声级的起伏变化。次声范围的动力噪声还研究得很少,尚未完全明了频谱特性及其与可能声源的参量的关系,以及声传播条件的影响

① 原文图5和6将纵坐标单位巴/赫^{1/2}误作巴——译者注

和此条件改变与噪声级变化間的关系。

在研究海洋噪声問題的很多文献中提及測量方法及所用仪器^[1, 4, 26~36]。在其中最有价值的一篇文章[26]中提出了一种空間水听器系統, 这种系統可以同时在很多独立的方向測量傳来的噪声能量, 进行譜分析, 并測量接收到的能量随時間的起伏。但是此文未介紹这种系統的结构形状, 而提出一个有意义的展望——建立类似的空間水听器棚。利用水下設备来研究海洋噪声有很大优点。其中的一种是潜水球^[4], 它可靜止地浮于給定的深度。应用这种水下設备可以完全避免波浪对測量过程的影响, 这在次声頻范围内測量时尤为重要。

許多文献中都指出自动化測量之所以重要, 是由于进行研究海洋噪声的實驗很复杂, 且必須同时測量很多参量, 如波浪、风、声速沿深度的分布、声接收器深度、由数个水听器測得的不同頻带噪声声压等等。有些文献中注意到必須專門設計一种动态范围大而电噪声电平低的声接收器^[27, 29, 34, 36]。文献[28]中指出水听器必須採用水滴形流綫型罩, 并指出如无流綫型罩, 則由于地区性的漲落潮流会使低声頻的干扰級提高。短訊[36]中报道了作者发现在急流中測量时由于電綫及与它剛性联接的水听器的振动产生的10~30赫頻段的干扰級升高。这两則評論均談到必須极重視設計測量海洋噪声的下沉設备。我們指出, 由于上述情况, 必須謹慎地对待[5]和[7]两文献的結果, 該两文作者都指出在8至40赫頻段內有峰值存在, 而其級随時間起伏。

参 考 文 献

- [1] V. Knudsen, R. A. Alford, J. Emling, J. Mar. Res. 7 (1948), 3, 410~429.
- [2] R. Roberson, J. A. S. A. 23 (1951), 3, 353~358.
- [3] M. Lomask, R. Saenger, J. A. S. A. 32 (1960) 7, 878~883.
- [4] M. Lomask, R. Frassetto, J. A. S. A. 32 (1960) 8, 1028~1033.
- [5] J. Macpherson, J. A. S. A. 34 (1962), 8, 1149~1150.
- [6] G. Wenz, J. A. S. A. 33 (1961), 1, 64~74.
- [7] A. Milne, J. A. S. A. 32 (1960), 8, 1007~1016.
- [8] G. Wenz, J. A. S. A. 34 (1962), 12, 1936~1936.
- [9] В. В. Шудейкин, ДАН. 3 (1935), 6, 259~262.
- [10] Н. Н. Андреев, ДАН 23 (1939), 7, 625~628.
- [11] G. Werth, D. Lin, W. Troroy, Geophys. 24 (1959), 2, 220~232.
- [12] M. Bachus, Geophys. 24 (1959), 2, 233.
- [13] H. Walkinshaw, J. A. S. A. 32 (1960), 11, 1497.
- [14] R. Saenger, J. A. S. A. 33 (1961), 6, 1674~1675.
- [15] F. Dietz, J. Kahn, J. A. S. A. 32 (1960), 7, 915.
- [16] В. И. Исотов, И. А. Колосов, Г. Ф. Нейман, Ант. ж. 7 (1961), 4, 421~427.
- [17] G. Franz, J. A. S. A. 27 (1955), 1, 201.
- [18] M. Strasberg, J. A. S. A. 27 (1955), 1, 202.
- [19] T. Heidsmann, R. Smith, A. Arneson, J. A. S. A. 27 (1955), 2, 378~379.
- [20] R. Mellen, J. A. S. A. 24 (1952), 5, 478~480.
- [21] H. Ezrow, J. A. S. A. 34 (1962), 5, 550~554.
- [22] J. Kahn, F. Dietz etc, J. A. S. A. 31 (1959), 3, 837.
- [23] A. Green, J. A. S. A. 33 (1961), 11, 1660.
- [24] B. Cron, C. Sherman, J. A. S. A. 34 (1962), 11, 1732~1736.
- [25] A. Berman, J. A. S. A. 32 (1960), 7, 920.
- [26] V. Anderson, J. A. S. A. 30 (1958), 5, 470~477.
- [27] P. Rudnick, J. A. S. A. 32 (1960), 7, 871~877.
- [28] E. Skudrzyk, G. Haddle, J. A. S. A. 34 (1962), 5, 716.
- [29] P. Moose, Z. Hueter, J. A. S. A. 33 (1961), 11, 1628~1629.
- [30] J. Stone, J. A. S. A. 34 (1962), 3, 323~333.
- [31] A. Berman, A. Soun, J. A. S. A. 32 (1960), 7, 915.
- [32] B. Hoehen, J. A. S. A. 32 (1960), 7, 920.
- [33] R. Urick, J. A. S. A. 32 (1960), 11, 1498.
- [34] B. Weiss, L. Barber, J. A. S. A. 34 (1962), 5, 716.
- [35] J. Freeman, J. A. S. A. 32 (1960), 11, 1507.
- [36] А. В. Фурцев, Ант. ж. 9 (1963), 1, 123~129.

(李允武译自苏联 «Извест. ж.» 1963年第9卷第3期第263~274页, 周慈津校)

含水沙的声学性质

A. W. Nolle 等

引言

为了在实验室内从实验上测量声波在含水沙中的速度和衰减以及声波在平的水-沙界面上的散射,并进一步研究所涉及的某些机构,我们进行了这项工作,这样就可以将实验中得到的结果用到更宽的频率范围和粒度范围上。

含水沙的描述

我们所用的填充材料是四种常见的所有尖角都被腐蚀掉了的白石英沙,它们分别相应于 25~30、40~45、80~100 和 120~140 号筛^①筛出的沙,其粒度分布如图 1 所示。

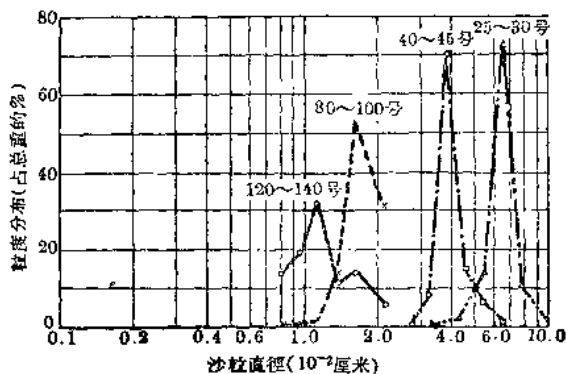


图 1 实验中用的几种沙的粒度分布

在作声学测量前,所有作研究用的含水沙都仔细地经过挤压处理:将盛沙箱固定在一根垂直杆上,杆的另一端通过偏心轮与电动机相速,这样就可以使沙箱振动,而将沙压紧。经过 10 分钟后就可以看到,含水沙完全被压紧了,也就是说,沙的体积和声学性质不再会改变了。

测量干沙的表观密度和单个沙粒的真正密度就可算出空隙率。对于未压紧的沙,其空隙率由 25~30 号的 0.40 改变到 120~140 号的 0.48,而压紧后所有的沙的空隙率却都近似为 0.36。

如果不将含水沙混合物中的空气用煮沸法仔细地加以去除,则所测量到的衰减系数和散射系数会

非常大。将经过煮沸的水沙混合物放入水槽中后,应使沙粒不再暴露于空气中。除了要注意这些以外,还必须使水槽保持恒温,否则由于水槽内温度的日夜变化,会使空气首先溶于水,然后在沙粒间分离出来。

发射和接收设备

实验中采用了工作频率为 189、500 或 1000 千赫的脉冲式回声测距仪。有关实验布设和样品准备的详细报告可以查阅文献[2]。发射器包括一个脉冲振荡器和一个输出峰值功率为 75 瓦的射频放大器。脉宽可在 15~150 微秒间改变。

用带通滤波器来降低电子管接收放大器的噪声,并用一非常大的耦合电容(约 20 微法)来减小发射时栅极整流所引起的偏压漂移。放大器的“阻塞时间”在每次发射结束后小于 30 微秒。观察脉冲波形、测量回波延迟时间以及触发脉冲振荡器都用 Dumont 256D 型示波器。因为实验用的是短脉冲,故需一较宽的通带以防止过大的畸变。从功率放大器耦合到电缆,由电缆耦合到换能器(钛酸钡元件除外)以及接收放大器都是用的宽频带铁芯变压器。此外,还在压电元件与水之间插入一块四分之一波长厚的 Lucite (塑料)片以降低压电元件的 Q 值。有时在 Lucite 和压电元件之间加上一块四分之一波长厚的镁片。固体表面间用蓖麻油来耦合。

用 Daven 射频衰减器在示波器上调出大小适当的信号,并以照相记录信号的幅值。

500 和 1000 千赫的换能器采用直径为 1.5 吋的共振石英圆片,而 189 千赫的换能器用的是截面积为 2.5 吋² 的共振钛酸钡片。当散射强度级低于来自发射器的噪声时,可将发射换能器和接收换能器并排放置。除大换能器外,还用到几个由直径 $\frac{1}{16}$ 吋、长 $\frac{1}{16}$ 吋的钛酸钡圆管装在直径为 $\frac{1}{16}$ 吋的不锈钢管一端做成的小型接收水听器。在最初的衰减测量中,测定临界角以及测量声束指向性图案时就

^① 这些都是标准筛号,可参阅文献[1]

是使用这些小换能器的。

流阻率

流阻率是同声吸收有关的一个物理量，它在数值上等于产生单位流速的压力梯度。所有4号沙的流阻率都测量过，其结果列于表1中。

表1 压紧的含水沙的流阻率

沙号	直流流阻率(达因·秒/厘米 ⁴)
25~30号	4140
40~45号	11700
80~100号	44000
120~140号	165000

测量流阻的仪器包括一根水平放置的、截面均匀的两端都有防沙子流失的网的管子，一个水头不高的水源以及测量流量和定时的装置。为了消除网的影响，在管中填装足够长的沙子。装沙时要谨防气泡进入沙内。测量时，流速要足够小，以保证流动是成层的，亦即保证流阻率与流速无关。

沙的流阻率与频率有关部分的测量未做。然而，Thurston 和 Martin^[1] 在声频下测量的玻璃球的动态流阻率是可以利用的。这类玻璃球的直径在0.4毫米(相当于45~50号)到6毫米之间。从他们的数据来看，动态流阻率的近似表达式为：

$$\sigma = (2\rho_1\mu\omega)^{1/2} / 0.12ha \quad (1)$$

式中 h 为空隙率， a 为颗粒的平均半径， ω 为圆频率， ρ_1 为液体的密度， μ 为粘滞系数。把管流的 Poiseuille 方程推用到一组平行管的情况下就很容易求出上述表示式。对于目前沙粒间空隙不规则的情况，式中的数值因数是由实验确定的。

速度和衰减测量

把声在水中通过一定长度所需的时间与在含水沙中通过同样长的路径所需的时间之比乘以声在水中的速度，便可算出声在沙水混合物中的速度。测量容器中没有沙时由容器底部返回的回声到达的时间，然后加入几吋厚的沙，再测量自沙的上下界面返回的回声到达的时间。便可从实验上测出声在沙水混合物中通过的时间。根据这些测量结果，混合物中的声速为水的1.16倍，声速与粒度的大小无关。Hamilton 等人^[4] 曾在若干处海底上测量过声速，所测得声速约为海水值的0.97到1.16倍；对于相当于本实验所用的空隙率较低的沙，其声速比在1.10到1.16之间。

在含水沙中测定声衰减的最有效的方法是，将换能器垂直地装在高15吋、直径为6吋的玻璃筒的顶上，逐步加深沙层，测量不同沙层深度下从筒底反射回来的信号的振幅。沙层深度的变化是不连续的，每次放入的沙的体积应该相等，而且在每次测量前都要把沙搅匀。实验完毕后，从沙层总深度和加沙的次数便能求得沙层深度的增量。根据这一深度增量及任何两个反射脉冲的振幅就可算出衰减。但是实际所用的方法是在半对数纸上将不同深度的振幅值点按最小二乘方绘出直线，然后由直线的斜率计算衰减。实验设备的照片见图2。

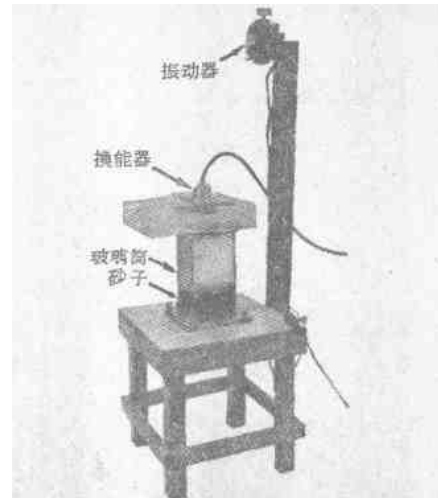


图2 测量超声在沙水混合物中的速度和衰减的设备

除这一测量方法外，还用过其他几种在不同程度上有效的方法。这些是：

1. 使声束水平地在盛沙水槽中通过，用 $\frac{1}{16}$ 吋的小型水听器沿槽测量振幅的减小。由于石英换能器和沙的混合物之间的耦合甚差，最好将传输元件放在一个用 ρc 橡皮膜与沙隔开的水囊内；
2. 用一个底为阶梯状的盒子，比较来自不同深度处的回声振幅即可求出衰减；
3. 在发射换能器和接收水听器之间移动一节具有楔形截面的沙层，观察发射信号随楔厚的变化。为使实验用容器的底具有较好的透声性能，可采用聚乙稀薄膜，并以拉紧的细丝托住。

粒度大小不同的沙的衰减与频率关系的实验点见图3。我们观察到1兆赫信号在两种粒度较大的沙中的衰减比其余的数据都大，这是因为在该频率下沙粒的大小不比波长小，因而在衰减机构中体积散射比粘滞损失更为显著。对于这种情况尚还没有数据结果记录下来。

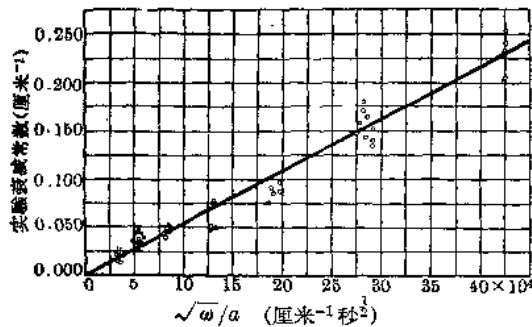


图3 不同号沙的振幅衰减系数

理論上的速度和衰减

声波在含有固态颗粒的液体內傳播的某些情况在公开的文獻中已有过討論，但是需要肯定哪一种方法对解决日前的問題最为适宜。首要的問題是，固体颗粒应该看作是运动的还是靜止的。这个問題可从某些极限情况来考虑。

如果颗粒是靜止的，則声速为

$$c \textcircled{1} = (B/\rho_m)^{1/2} \quad (2)$$

式中 B 是混合物的体积彈性模量， ρ_m 是液体的有效密度。

假設单位体积的混合物受到单位流体靜压力作用后，沙和液体体积减小的和等于总的体积减小，我們便可算出体积彈性模量。于是 B 可以从下式求出：

$$1/B = (h/B_l) + (1-h)/B_s \quad (3)$$

式中 B_l 是液体的体积彈性模量， B_s 是沙的体积彈性模量，而 h 为沙的空隙率。襲用 Gassman 对玻璃球集合体的声学特性的研究^[6]，我們还假定沙结构沒有彈性。

真正密度除以空隙率即得出混合物的有效密度，即

$$\rho_m = \rho/(h/k) \quad (4)$$

式中 k 是一个大于 1 的常数，这是因为通过沙的路徑是迂回的，沿声傳播方向的流动到处都受到阻擋，因而某些流体因差不多是停滯不动的。Ferrero 和 Sacerdote 在研究含气沙的声学特性的工作中^[6] 計算过 k/h ，并且求出此值近似地为 1.3^②。

如将 k/h 的这一值，或者任何稍大于 1.3 的值用于等式(2)、(3)和(4)中，則算得在混合物中的声速稍小于水中的。这和实验測量結果正好相反，故可以肯定，原来认为颗粒是靜止的假設是錯誤的。

颗粒运动的可能性亦很易判断。Uriek^[7] 曾指出，当颗粒比波长小并且随着液体一起运动时，則可

根据液体的一般关系式——等式(2)来计算悬浮体的声速。体积彈性模量应该取由方程式(3)所得的組合值，而密度則应取单位体积中固体和液体的总质量。对于压紧的含水沙而言，这一計算值为 1.65×10^5 厘米/秒，与目前測量得值 1.74×10^5 厘米/秒很相近，这表明颗粒实质上必須随液体一起振动。我們将在后面給出計算声速的更好的方法。

颗粒完全跟着液体一起运动的假設还不能令人满意，因为混合物中非常大的声衰减說明颗粒与液体之間有相对运动。近似地求解这个問題的方法之一^[8]是先按照颗粒随流体运动来计算声速，然后根据二者之間有相对运动的假設以及与相对运动有关的阻尼系数来计算衰减。

从根本上讲，要把声速和衰减統一起来研究，就必须考虑颗粒和流体之間的流体动态力，而且在粒度大小和波长之間的关系使散射很显著的情况下，还須考虑纵波在单个颗粒上的散射。Epstein^[9]、Uriek^[10, 11] 和 Ament^[11] 曾从不同角度考虑过这个方法。他們的結果表明：在颗粒間相对距离較大的悬浮体中，实测傳播数据与理論符合得很好。这些結果沒有一个适用于压紧的沙水混合物，因为颗粒靠近以后就改变了推导中所假定的流体动力場。以統一的形式按照固体和液体的物理性质直接計算声速和衰减是十分困难的。所以就我們的目的而言，看来用实验上观察到的结构和动态阻尼率来分析要更好些。我們将在下面介紹这种分析方法，并尽可能使我們的分析与 Zwikker 和 Kosten^[12] 的类似工作一致。計算中仅有的一些重大的改变是：(a) 支承的彈性模量取为零；(b) 計及固体的有限压缩率来修正状态方程，这个分析和 Morse^[13] 所做的分析非常相近，在文獻[8]中 c 以另一种形式表示。

假設总的逾量声压 p 中 hp 部分是作用于液体上的，而 $(1-h)p$ 部分是作用在固体上的(当低頻和粘滯性不大时，就平行管的模型而言，这个假設是准确的)。于是固体和液体的运动方程分别为

$$-(1-h) \frac{\partial p}{\partial x} = \rho_1 \dot{v}_1 + s(v_1 - v_2) \quad (5)$$

$$-h \frac{\partial p}{\partial x} = \rho_2 \dot{v}_2 + s(v_2 - v_1) \quad (6)$$

式中， h 是空隙率， x 是沿声傳播方向上的距离， ρ_1 是单位体积的固体的质量， ρ_2 是单位体积的液体的质量， v_1 是固体的速度， v_2 是液体的速度，而 s 是这

① 原文誤为 C ——譯者注

② 原文誤为 4.3——譯者注