

# 水中含沙量的一种超声测量方法

李 珑

(中国科学院武汉物理所)

用超声脉冲回波法的B超图象在很多方面广为应用,它有实时成像等优点,本文利用计算机对悬浮于水中的沙粒的B型图象求得称做“计算浓度”的参量,并把它和悬浮于水中的沙粒的实际浓度的关系进行探索研究。分析和实验证明是指数关系,这是由于沙粒的回波之间的干涉现象所引起的,我们由此可以从计算浓度和指数曲线的关系得到水中含沙的浓度,本研究用粒径为0.25—0.45mm的微小玻璃球代替沙粒,它们具有相同的特性,我们把玻璃球尽量均匀地分散于琼脂中,当琼脂冷却至一定温度,玻璃球被固定,琼脂的特性和水相近,利用本文所述实验装置和试块所得到的实验结果基本上与经验公式相符。

## 一、前 言

水中含沙量的测量对研究泥沙的流失,河流的疏通,堤坝的建立,海岸的前进和后退等有着重大的意义,水中悬沙之类的散射体的浓度测量很久以来是以悬沙采样器为主要手段,这种方法费时费力,不论对低含沙量还是对高含沙量的测量都存在着困难。

这里介绍的一种测量方法是用B型超声

装置得到B型图象信号,然后对此信号进行定量的解析、推导,采用了测量超声散射体在B型图象中的表现量——计算浓度d的方法,根据d和实际浓度的关系,从而求出水中含沙量的浓度。

因为微小玻璃球本身的密度及体积弹性率与沙相同、分别是水的2.7倍和17倍,并且都可以看做是近似不动的刚球,所以用它代替沙粒。考虑到使玻璃球以一定浓度长时间

- [6] “螺杆连接的朗之万型超声振子测量方法”EIAJ1984.7日本电子机械工业标准1985年去日超声技术考察带回资料顾海仁译,刊于“国外舰船技术”1985·No.6
- [7] “Characteristics and Measurements of Ultrasonic Piezoelectric ceramic Transducers” Technical Committee No.29; “Electroacoustics SUB-Committee 29D; Ultrasonic 1985.
- [8] Mason “Physical Acoustics”(Principles and Methode)VI-Part A P854
- [9] C.E.Mattiat “Ultrasonic Transducer Materials”1971 P86-89
- [10] 丁大成等“压电陶瓷复合振子的电声效率与振子压电片位置关系的实验研究”声学学报 1983.11 V.8 N.6
- [11] 3.524085 U.S.Paten 1970
- [12] 森荣司 来华讲学 手稿
- [13] “The Design of High-power Ceramic Transducer Assemblies” IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics V SU-16 1969 July
- [14] R.S.woollett “Power Limitatons of Sonic Transducers”IEEE Trans Sonics Ultrasonic SV-15 218-229 (1968)

浮游分散在水中比较困难，所以利用了比重及声速与水几乎相等的琼脂作基体从而使玻璃球在琼脂中均匀分散及固定。

这种测量方法对低含沙量特别敏感，它有效地解决了低含沙量不易检测的难题。

## 二、B型图象和超声波束领域

沙粒也好，微小玻璃球也好，只要它们的尺寸等于或小于所使用的超声波长，都可以看作是微小散射体，象医用B型超声诊断仪之类的仪器可以得到有关散射体的B型图象，如图1所示。

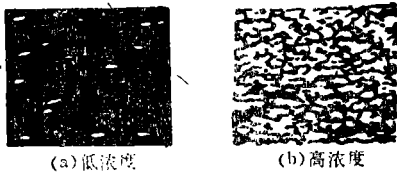


图1 散射体的B型图象

B型图象是将换能器在某一位置接收到的信号放大，检波并沿直线或曲线扫描得到以移动距离为横轴，探测深度为纵轴的调辉图象，值得注意的是虽然它是二维图象但对应的却是三维超声波束领域中的散射体或反射体。

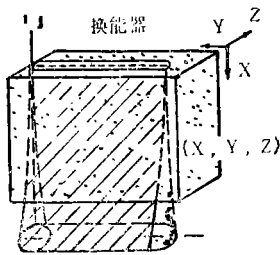


图2 扫描超声波束领域

根据换能器的脉冲声场理论，可以得到发射声场，其中，某一位置上置一散射体，该处的声压 $P(\underline{r}, t)$ 如下式所示<sup>[1]</sup>。

$$P(\underline{r}, t) = -\rho \frac{\partial v_0(t)}{\partial t} * h(\underline{r}, t) \dots \dots (1)$$

式中\*表示卷积， $v_0(t)$ 是换能器表面的振动速度， $\rho$ 是媒质密度， $\underline{r}$ 是散射体位置， $h(\underline{r}, t)$ 表示换能器的脉冲声学特性，如下式所示：

$$h(\underline{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_s \frac{\partial(t - r'/c)}{r'} ds \quad (2)$$

式中 $r'$ 是换能器的面积元 $ds$ 到所观察的散射体之间的距离。

该发射换能器作为接收换能器时所接收到的由这个散射体而来的电压可以表示为：

$$\begin{aligned} V_{out}(\underline{r}, t) &= [-k\rho \frac{\partial v_0(t)}{\partial t} * g_1(t) * g_2(t) \\ &\quad * s(t)] * [h_t(\underline{r}, t) * h_r(\underline{r}, t)] \\ &= [-k\rho \frac{\partial v_0(t)}{\partial t} * g_1(t) * g_2(t) \\ &\quad * s(t) * H(\underline{r}, t)] \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $V_0(t)$ 是换能器的被激励速度， $g_1(t)$ ， $g_2(t)$ 分别是换能器发射和接收的机电脉冲响应，参数 $k$ 与射散体的物理尺寸有关， $s(t)$ 是散射脉冲响应，它和散射体的位置无关是无向性函数。 $h_t(\underline{r}, t)$ 和 $h_r(\underline{r}, t)$ 分别是换能器的发射和接收响应，它们的总响应称做 $H(\underline{r}, t)$ ，与换能器的材料，形状和大小及振动频率有密切关系。

若让一个微小的超声反射体在超声换能器前面的三维空间运动，它们所感受的声压以在换能器中心轴向最强，在与中心轴垂直的横方向逐渐减弱，可以用比同距离的轴上电压低6dB或12dB的声压等压线包围的空间领域来表示波束领域。

当被检体中散射体的粒径近于一致时，常把比波束中心轴声压低6dB(即是中心轴上的1/2)的等压线为境界所包围的空间领域作为测试的波束领域，当散射体的粒径相差较大时，可以把比中心轴上电压低20倍(1/10)处的等压线为境界所包围的空间领域作为测

试的波束领域。

波束领域横截面的幅宽称做波束宽度  $2b$ ，它表示了B超图象的横向分辨率，对于圆板换能器片， $-6\text{dB}$ 时的 $2b$ 约是直径的 $1/2$ ，对于圆形凹面换能器片，约是片子直径的 $1/4$ <sup>[2]</sup>，图3表示了 $-20\text{dB}$ 时的一个圆形凹面换能器的波束领域。

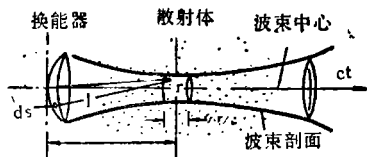
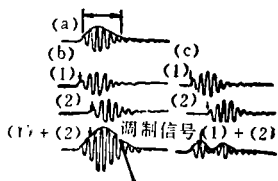


图3 换能器的波束领域

B超图象分辨率除了上述横向分辨率  $2b$  外还有距离分辨率  $h/2$ ， $h$ 是单个散射体回波信号的脉冲宽度，由换能器的匹配特性及过渡特性而定，图4a表示单个散射体的回波信号，图4b和4c表示在波束轴向，距离接近的两个散射体的回波信号产生干涉的情况。



- a) 一个散射体的情形
- b) 轴向相距小于  $h/2$  时两个散射体的回波
- c) 轴向相距大于  $h/2$  时两个散射体的回波

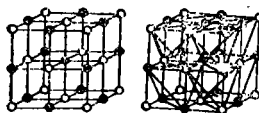
图4 散射体的回波信号

当两个散射体在轴向的距离小于  $h/2$  时，散射波之间的干涉结果无论何时将不能使它们分开。

超声和散射媒质间的相互作用是一个复杂问题，为了便于分析常作如下假设：

- 1) 散射体的体积浓度比较低时，忽略衰减效应，2次散射并视声速为常数。
- 2) 超声波束领域内总的回波信号是该领域中各个散射体而来的散射波之和。
3. 水中悬浮沙粒的粒径近于一致，并且

是均匀分布，本文把它看做是立方体分布、各个散射体均匀地处在立方格子或正四面体的端点上，图5所示的边长为1的立方体结构中，虽然这立方体的8个端点上都有一个微小散射体，但在总体结构中，这小立方体中平均只有一个散射体存在，同时也应注意到图5a所示散射体的立方体端点排列又可以看作是图5b所示的彼此相接的正四面体端点的排列，若正四面体的边长为  $r$ ，则  $r = \sqrt{2}l$ 。



(a) (b)

图5 散射体的立方排列和正四面体排列

散射体浓度很低时，可以得到与散射体分布相对应的B型图象(图1a)这时散射体的B型图象信号的峰值数等于散射体的个数，B型图象分辨率主要由波束宽度  $2b$  定，因为在通常的情况下  $2b > h$ ，B型图象能反映散射体的分布的浓度极限值  $\phi'$  与下述因素有关：(1) 波束宽度  $2b$ ，(2) 波束的入射方向角  $\Psi$ ， $\Psi$  是入射波束与正四面体的几个面中的夹角中的最小一个夹角，根据计算在  $0^\circ \sim 19.4^\circ$  的范围内变化，当  $2b$  和  $\Psi$  一定时浓度极限  $\phi'$  可求<sup>[4]</sup>如表1所示。

表 1

$\Psi^\circ$	$2b(\text{mm})$		
	3	3.5	4
0	13	8	6
19.4	11	7	5

随着散射体浓度的增加，散射波之间将产生干涉，浓度越高，干涉现象越严重，除不相干涉的散射波会在B型图象中产生峰值点以外，彼此相互干涉的散射波也会引起峰值点的产生，B型图象上出现所谓“Speckle”的斑纹状图形，这导致B型图象不再和散

射体的分布相对应<sup>[3]</sup>；但是，当散射体的浓度还未使散射波之间全部产生干涉时，用本文将要在下面叙述的方法可由散射体的B型图象信号得到计算浓度d，d定义为单位体积的波束领域内对应的B型图象信号的振幅峰值的个数，由d与散射体的实际浓度的关系可求得散射体的实际浓度。

根据一些实验，我们得出了下面的经验公式

$$d = k_1 \phi (1 - e^{-c/\phi}) \quad (4)$$

式中 $\phi$ 是散射体的实际浓度， $k_1$ 是考虑到信号处理等因素而取的比例系数。

当散射体的浓度还未高至使散射波几乎全部发生明显干涉(即 $d/\phi \leq 0.1$ )时，下述不等式成立<sup>[4]</sup>。

$$0.866r \cos 19.4 \leq \frac{h}{2} \quad (5)$$

由(5)式可以求得当 $h = 2.2\text{mm}$ 时， $r < 1.347\text{mm}$ ， $l \leq 0.952\text{mm}$ ，按边长为 $l$ 的立方体中有一个散射体计算，可得到对应的散射体浓度 $\phi \geq 1159$ 个/ $\text{cm}^3$ 。

当散射体浓度 $\phi$ 为1159个/ $\text{cm}^3$ 时， $d/\phi$ 的值可看作0.1，当 $k_1 = 1$ 时，我们便可由(4)式计算得到 $C = 139.1$  ( $\text{cm}^3/\text{N}$ ) 依此法计算可得到表2所列数据。

表 2

$C(\text{cm}^3/\text{N})$	$h(\text{mm})$	
$\Psi^\circ$	2.0	2.2
0	202.4	165.7
19.4	184.8	139.1

由表2可见，C是与脉冲长度 $h$ ，波束入射角度 $\Psi$ 有关的系数，所以若用同一个换能器进行检测时，在波束入射角 $\Psi$ 的变化范围内，算出的C值会有所不同，这意味着含有均匀分布的粒径相近的散射体试块，若波束入射角对散射体结构是随机的，d的变化曲线在 $\phi$ 为低浓度区时，仅在较小范围内有所变化如

图6所示。

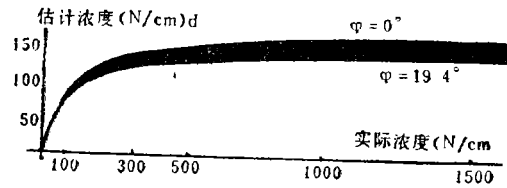


图6 随 $\Psi$ 的不同， $d-\phi$ 曲线的变化

与实验对比时，使用 $C = 139.1$ ，这是通过将经验公式拟合实验曲线得到的。

### 三、测量方法

为了由B型图象内得散射体的浓度，我们计算图象信号振幅的峰值个数及其对应的超声波束领域的空间体积，用总点数除以体积就得到了计算浓度d。

#### (3.1)低通滤波器的考虑

B型图象信号中混杂与散射体的存在无关的噪声信号，为了去除噪声得到确切的图象信号，必须进行适当的计算机前处理。本测量法采用了加权的平均移动滤波器，所用的加权函数图形如图7a及式(6)所示，处理后的图象信号 $B(I, J)$ 如式(7)所示。

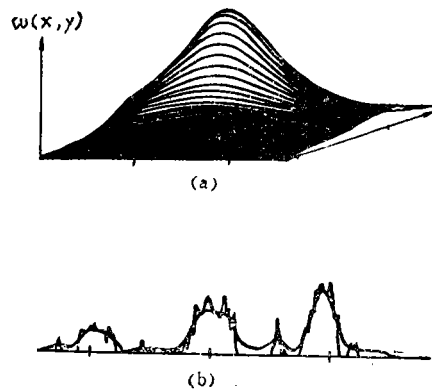


图7 (a) 加权函数 $W(x, y)$

(b) 图像信号前处理前后的信号

$$W(x, y) = 1/(\alpha^2 x + \beta^2 y + 1) \quad (6)$$

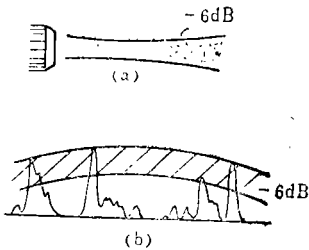
$$B(I, J) = \frac{\sum_{X=-M}^M \sum_{Y=-N}^N b(I+x, J+y) W(x, y)}{\sum_{X=-M}^M \sum_{Y=-N}^N W(x, y)} \quad (7)$$

式中I, J是数字图象信号b(I, J)的平面二维座标,  $\alpha$ 法与脉冲宽度h有关,  $\beta$ 与波束宽度有关,  $\alpha$ 、 $\beta$ 的取值要使散射体在极低浓度时, 其计算浓度能忠实反映散射体的浓度, 这里取 $\alpha = 4$ ,  $\beta = 0.33$ 。

### (3.2) 振幅峰值的个数

当低浓度、粒径近于一一致的散射体均匀分布时, 无论换能器在哪个扫描位置, 在垂直于轴向的横向距离上, 都是处于波束轴上的散射体的后向散射信号最强, 我们可以由所用B超装置实际测出它的输出输入关系曲线求出在所需距离范围内, 所需扫描范围的超声波束领域内散射体的总合后向散射信号如图7所示阴影范围内的信号, 这样就可以由所求得的图象信号计算其振幅峰值的个数。

### (3.3) 波束领域的体积的计算



(a) 波束领域的近似平面图形

(b) 波束轴向的图象信号

图8 -6dB波束领域内散射体图象信号的获得

若B型图象是由圆形凹面振子扫描所致, 单个换能器的立体波束领域如图9a所示, 换能器扫描时与振子中心轴垂直的波束断面如图9b所示, 过振子中心轴的波束剖面如图9c所示, 它可以用梯形近似, 在所测的距离范围内的面积用S表示。在指定区域, 换能器波束领域的体积V可以用下式近似得

到:

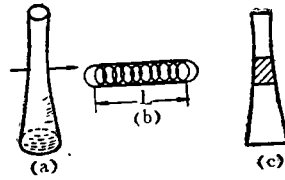


图9 换能器扫描时波束领域体积的近似

$$V = S \times L \quad (8)$$

S如前所述是测量区域的波束轴向剖面的面积, L是换能器扫描的长度。

实际上, 单个换能器的波束横断面是圆形, 它扫描时的横断面如图8(b)所示不是长方形, 这是因为扫描间隔小小于波束宽度, 用长方形近似。

这样, 散射体的B型图象信号的极大值(峰值)的个数及其对应的波束体积便可求得, 从而计算浓度便可求得, 根据散射体的计算浓度d及它和实际浓度的关系曲线就可以得到散射体的实际浓度。

## 四、实验及讨论

实验所用装置如图10所示, 这里换能器所用的超声频率为3.5MHz, 脉冲宽度h = 2.2mm, 焦点距离为50mm, 2b在所测区域为3mm到4mm, 所用B超装置是Aloka SSD-180, 所用计算机为HP9816, 用平均粒径为250~450 $\mu$ m的微小玻璃球以几种不同的浓度分散于烧沸后冷却在42 $^{\circ}$ C左右的溶有1%

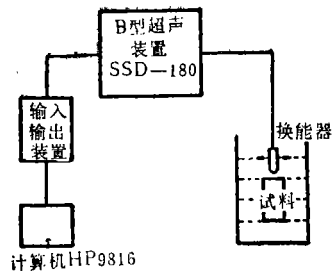


图10 实验装置

的琼脂粉的溶液中，搅拌使之均匀，凝固后玻璃球便可均匀分散并固定在琼脂基体中以制成实验试块。

图11是按换能器表面的距离的逐渐增

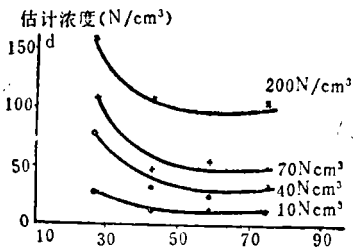


图11 距换能器表面距离不同时求得的计算浓度

大，由几种浓度不同的试块测得的计算浓度d随距离的变化而变化的曲线，曲线上有些点的数值上有些出入，这是因为试料制作时，玻璃球在某些区域搅拌不均所致。在距换能器很近的距离，因为声场的变化复杂，波束形状不是单一峰值变化，计算浓度的数值偏大。所以应该在焦点附近的距离测量散射体的计算浓度。

图12表示在焦点距离处，从不同浓度的

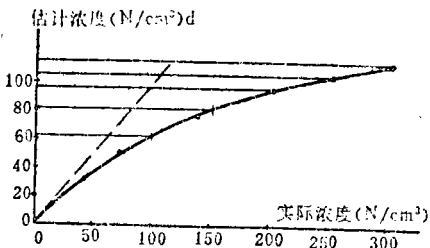


图12 焦点距离处的计算浓度和实际浓度

试块测得的计算浓度和实际浓度的关系曲线图。由图可见随着散射体浓度的增加，测得的计算浓度也非线性增加。这是因为随着散射体浓度的增加，试料中的散射体之间在波束轴向上的距离 $<h/2$ 的数目也逐渐增加，由各散射体而来的散射波之间的干涉也逐渐增多，所以图12中计算浓度和实际浓度的关系在低浓度时近于直线关系，在浓度较大时是

非线性增加的关系，总起来看这条曲线近似于一条指数上升的曲线，与式(4)所示之曲线很为吻合，见图13，图中黑点表示实验结果数据。实验结果和 $C = 139.1$ 时的理论近似式 $d = 0.9\phi(1 - e^{-C/\phi})$ 一致，说明了本文叙述的水中含沙量的超声测量法是切实可行的。考虑到波束入射角 $\Psi$ 的可能变化范围，用此法测量的结果和理论曲线相比可能在较小的范围内有些出入。

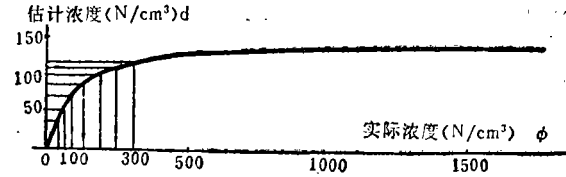


图13 实验结果和理论曲线

## 五、结 束 语

实验证明由B超图象可以定量测量超声散射体—沙的浓度，当沙的粒径、大小近于一致并且均匀分布时，很有效，当水中含沙量特低时，计算浓度等于实际浓度，随着水中含沙量的增加，在波轴领域内轴向距离小于 $1/2$ 脉冲宽度的沙粒数目的增加，干涉现象加剧，计算浓度小于实际浓度。用本文所述方法测得的参量—计算浓度和实际浓度的关系是和所述经验公式一致。实验结果和假设条件下的理论一致，说明了所推导出的关系式可以推广到任何均匀分布有散射体的被检体。

本工作曾得到过日本东京工业大学大槻茂雄助教授、奥岛基良教授的指导，付研究员张德俊审阅了本文、谨致谢意。