

气泡体积分数对沙质沉积物低频声学特性的影响

王飞 黄益旺 孙启航

Effect of gas bubble volume fraction on low-frequency acoustic characteristic of sandy sediment

Wang Fei Huang Yi-Wang Sun Qi-Hang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 194302 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.194302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.194302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

复杂噪声场下对角减载技术的原理及应用

Principle and application of diagonal reducing method in the complex noise fields

物理学报.2017, 66(1): 014304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014304>

一种基于简正波模态频散的远距离宽带海底参数反演方法

A far distance wideband geoacoustic parameter inversion method based on a modal dispersion curve

物理学报.2015, 64(17): 174302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174302>

基于水声信道传播时延排序的分层空时信号检测

Ordered detection of layered space-time signals based on the propagation delays of underwater acoustic channels

物理学报.2015, 64(16): 164302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164302>

矢量拖线阵水听器流噪声响应特性

Flow-induced noise calculations for vector hydrophones in towed arrays

物理学报.2015, 64(15): 154306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154306>

水下目标几何声散射回波在分数阶傅里叶变换域中的特性

Characteristics of the geometrical scattering waves from underwater target in fractional Fourier transform domain

物理学报.2015, 64(6): 064302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064302>

气泡体积分数对沙质沉积物低频声学特性的影响*

王飞¹⁾²⁾ 黄益旺^{1)2)†} 孙启航¹⁾²⁾

1) (哈尔滨工程大学, 水声技术重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

(2017年5月11日收到; 2017年7月5日收到修改稿)

由于有机物质分解等原因, 实际的海底沉积物中存在气泡, 气泡的存在会显著影响沉积物低频段的声学特性, 因此研究气泡对沉积物低频段声速的影响机理具有重要意义. 考虑到外场环境的不可控性, 在室内水池中搭建了大尺度含气非饱和沙质沉积物声学特性获取平台, 在有界空间中应用多水听器反演方法首次获取了含气非饱和沙质沉积物300—3000 Hz频段内的声速数据(79—142 m/s), 并同时利用双水听器法获取了同一频段的数据(112—121 m/s). 在声波频率远低于沉积物中最大气泡的共振频率时, 根据等效介质理论, 将孔隙水和气泡等效为一种均匀流体, 改进了水饱和等效密度流体近似模型. 模型揭示了气泡对沉积物低频段声学特性的影响规律, 理论上解释了沉积物中声速的降低. 通过分析模型预报声速对模型参数的敏感性, 根据测量得到的声速分布反演得到了沉积物不同区域的气泡体积分数, 气泡体积分数从1.07%变化到2.81%. 改进的模型为沉积物中气泡体积分数估计提供了一种新方法.

关键词: 气泡体积分数, 沉积物, 低频, 声学特性

PACS: 43.30.+m, 92.10.Vz, 43.35.+d, 91.60.Lj

DOI: 10.7498/aps.66.194302

1 引言

近些年来, 虽然文献中报道的大量实验研究结果直接或间接地证明了沉积物中声速频散的存在^[1-7], 但是水饱和沉积物声学模型的验证工作仍然没有实现. 现有的研究成果主要倾向于支持Biot-Stoll模型^[8-10]以及该模型的一些修正模型, 例如等效密度流体近似模型(effective density fluid model, EDFM)^[11], BIMGS模型等^[12,13]. 中高频段的实验数据(包括原位测量和实验室测量)与Biot-Stoll模型符合较好, 当然不确定度依然存在, 但是低频段的数据与模型偏差太大. 由于海洋环境参数的不可控性, 低频段原位测量数据的不确定度也较大, 因此稳定可控的实验室环境可能是模型验证的最佳选择.

实际海底沉积物另一个不可控因素是气泡. 由

于沉积物中存在许多有机物质, 沉积物中的细菌会将有机物质分解, 产生气态的有机分子溶解在孔隙水中. 当浓度逐渐增高后, 形成气泡逃逸到上覆水中或者被束缚在沉积物中^[14,15]. 因此很多沉积物不是单纯的两相介质, 可能是三相介质, 即沉积物由固体颗粒、孔隙水和气泡组成, 气泡的存在导致沉积物的声学特性发生较大变化, 这也有可能是低频段原位测量数据与模型结果存在较大偏差的原因.

因此在实验室研究水饱和沉积物的声学特性时, 首先需要考虑人造沉积物的除气问题. 对于高频声波, 由于波长短, 研究所需沉积物样品的体积小, 制备小样品水饱和沉积物相对容易. 例如Wilson等^[7]将沙子缓慢倒入加热后的淡水中, 并不停搅拌, 然后冷却到室温来除气; Kimura^[12]通过将水沙混合物煮沸后放置在真空罐中进行除气等. 但是对于低频段沉积物声学特性的研究, 声波

* 国家自然科学基金(批准号: 11274078)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangyiwang@hrbeu.edu.cn

波长的增大使得研究所需沉积物样品的体积急剧增大, 有效制备大样品水饱和沉积物变得较为困难, 沉积物样品体积的迅速增大也带来了一系列工程上的问题. 尽管一些研究人员试图采用共振的方法对小尺度水饱和沉积物进行低频段声学特性的研究 [7,16], 但是数据起伏较大, 仍不能校验沉积物声学模型.

对于含气非饱和沉积物, Li 等 [17] 指出气泡的少许增加会引起沉积物声速 (文中出现的声速均代表纵波声速) 的急剧降低和衰减的急剧上升, 但是当气泡体积分数超过 10% 时, 这种上升和降低的幅度明显减小. Tóth 等 [18] 通过海洋地震数据中的声速估计了海底淤泥中自由气体 (气泡) 的含量, 某些位置的声速可以低至 200 m/s 的量级, 此时气泡体积含量高达 3.4%. Ecker 等 [19] 和 Ghosh 等 [20] 利用海洋地震数据同时估计了海底沉积物中自由气体和气体化合物的含量. Wilson 等 [21] 在实验室重造了含气非饱和沉积物, 并利用声谱振腔技术进行了 100—400 Hz 频段内沉积物声速频散特性研究, 得到的声速大约为 114 m/s, 且几乎不随频率变化.

从已有研究工作可以看出, 海底沉积物中即使存在少量的气泡, 但对沉积物低频段的声学特性影响也非常显著. 为了揭示海底沉积物低频段的声学特性与气泡大小、体积分数之间的内在联系, 从而建立含气非饱和沉积物声学模型以及获取沉积物中气泡体积分数, 最终测试水饱和沉积物声学模型, 本文在尺寸不大的室内水池 (长 22.5 m、宽 2.44 m、深 2.8 m) 中搭建了大尺度含气非饱和和沙质沉积物声学特性获取平台, 考虑到低频声波的波长较长和水池多途干扰严重等问题, 采用掩埋水听器拾取水中声源发射的信号, 在有界空间中应用多水听器反演方法首次获取了含气非饱和和沙质沉积物低频段的声速数据, 并同时利用双水听器法获取了声速数据. 然后基于等效介质理论, 改进了水饱和 EDFM, 揭示了气泡对沉积物低频段声学特性的影响规律, 从理论上解释了沉积物中声速降低的原因. 最后通过分析模型预报声速对模型参数的敏感性, 根据所改进的模型和沉积物中的声速分布反演得到了沉积物不同区域的气泡体积分数, 为在位获取沉积物内部气泡体积分数及分布提供了新思路.

2 有界空间低频段声速频散数据获取方法

当声波频率降低时, 声波波长增大, 有界空间低频段声速频散数据获取会受到强烈的多途干扰. 考虑到含气非饱和海底沉积物对低频声波也有很强的隔声和声吸收衰减的特点, 故将水听器掩埋在沉积物中拾取透射声波. 水池的长度方向设为 x 轴方向, 位于沉积物表面, 深度方向设为 y 轴方向, 声源位于水中, 水听器在沉积物中, 建立如图 1 所示的坐标系. 端面辐射的宽带声源斜向沉积物表面辐射脉冲声波, 满足 Snell 折射定律的声波将进入沉积物中而被水听器所接收.

假设水中声速 c_1 , 沉积物中声速 c_2 , 声源声中心距离沙面的距离 H , 第 i ($i = 1, 2, \dots, 8$) 号水听器距离沙面的距离 D_i . 当声源位于第 j ($j = 1, 2$) 个位置时, 第 i 号水听器距离声源的水平距离为 L_{ji} , 声波入射点距离声源的水平距离为 x_{ji} . 根据 Snell 折射定律, 忽略沉积物中声速的空间变化, 特征声线的传播时间方程和 Snell 方程可表示为:

$$\frac{\sqrt{H^2 + x_{ji}^2}}{c_1} + \frac{\sqrt{D_i^2 + (L_{ji} - x_{ji})^2}}{c_2} - \tau_{ji} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{c_1(L_{ji} - x_{ji})}{\sqrt{D_i^2 + (L_{ji} - x_{ji})^2}} - \frac{c_2 x_{ji}}{\sqrt{x_{ji}^2 + H^2}} = 0, \quad (2)$$

其中 τ_{ji} 表示声源位于第 j 个位置时到达第 i 号水听器声波的传播时间. 由于 (1) 式与信号的到达时刻有关, (2) 式与几何参数和声速有关, (1) 式随反演参数的变化量远小于 (2) 式, 因此构造目标函数时

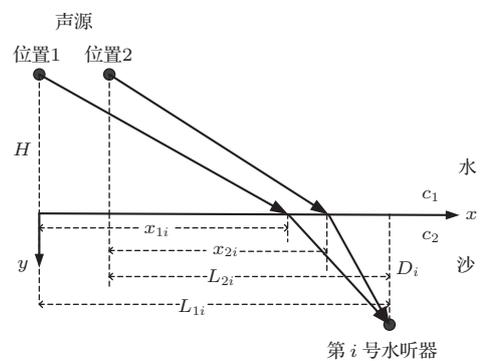


图 1 声速反演原理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of sound velocity inversion.

需要进行加权处理. 但是由于权重的选取具有一定的任意性, 为了消除加权处理带来的误差, 以及消除反演参数之间的耦合, 降低寻优问题的维数, 这里将沉积物声速 c_2 作为间接反演参数. 将 (2) 式变形后代入 (1) 式得到

$$\frac{\sqrt{H^2 + x_{ji}^2}}{c_1} + \frac{x_{ji}[D_i^2 + (L_{ji} - x_{ji})^2]}{c_1(L_{ji} - x_{ji})\sqrt{H^2 + x_{ji}^2}} - \tau_{ji} = 0. \quad (3)$$

记 (3) 式左边为 F_{ji} , 则构造的目标函数如下:

$$F_j = \sqrt{\sum_{i=1}^8 F_{ji}^2}. \quad (4)$$

事实上, 方程 (1) 和 (2) 中的未知量 x_{ji} 可以用沉积物声速 c_2 表示, 这就意味着用单个水听器接收信号的传播时间便可计算出沉积物的声速. 然而由于信号带宽较窄, 信号传播时间又小, 为了降低数据误差引起反演结果的偏差, 反演过程中仍采用多水听器接收信号的传播时间组成的方程组进行反演, 同时它也可以求解沉积物内部不均匀的问题. 采用差分进化算法, 依据代价函数反演得到声源声中心距折射点的距离 x_{1i} 和 x_{2i} , 根据 (2) 式计算沉积物声速 c_2 .

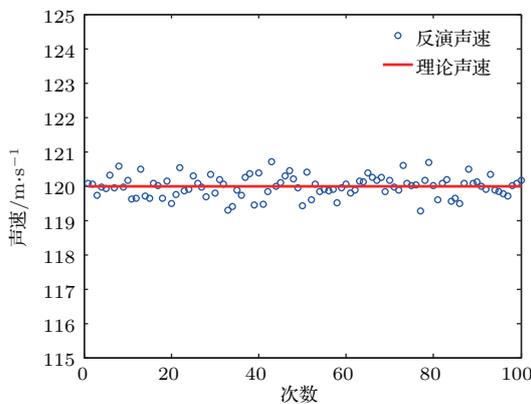


图2 (网刊彩色) 声速反演蒙特卡罗实验
Fig. 2. (color online) Monte Carlo experiment of sound velocity inversion.

为了验证反演算法的可行性以及传播时间数据误差的影响, 假设水中声速为 1470 m/s, 沉积物中声速为 120 m/s, 采用单一位置声源多水听器联合反演方法, 以声源处于位置 1 为例, 其他参数如图 4 所示, 根据几何关系计算出水听器接收信号的传播时间 τ_{1i} . 假设实验数据的传播时间误差服

从均值为 0、标准差为 0.01 ms 的正态分布, 对沉积物声速进行蒙特卡罗实验, 反演得到的平均声速如图 2 所示, 100 次蒙特卡罗实验得到的声速为 (119.9842 ± 0.3064) m/s. 从数值算例可以看出, 当传播时间估计误差在 0.01 ms 的量级时, 反演得到的声速与理论声速符合较好, 验证了此条件下反演算法的可行性.

当利用掩埋在沉积物中不同位置的多个水听器接收信号的传播时间进行反演时, 如果沉积物内部充分均匀, 则基于多水听器的反演可以降低单个水听器位置误差带来的声速反演偏差. 如果沉积物局部不均匀, 则多水听器的反演可以反映介质的不均匀性, 有利于进一步研究气泡体积分对介质声学特性的影响.

3 有界空间低频段声速频散数据获取实验

3.1 实验平台设计

含气非饱和沙质沉积物声学特性获取平台位于长 22.5 m、宽 2.44 m、深 2.8 m 的水池中. 沉积物样品填充在位于水池长度方向中间位置池底上方的长方体容器中, 容器的两端由铝合金框架和有机玻璃板构成, 两个侧壁为水池池壁, 如图 3 所示. 实验平台的大小以及水听器掩埋位置如图 4 实验平台示意图所示. 实验中共掩埋 8 只水听器, 其中 5 号和 8 号水听器为 TC4013, 其余 6 只水听器为 B&K8103. 1 号、3 号和 6 号水听器的掩埋深度为 11 cm, 2 号、4 号和 7 号水听器的掩埋深度为 60 cm, 5 号和 8 号水听器的掩埋深度为 90 cm, 所有水听器均位于水池宽度方向的中心位置. 实验所用沙样品为细沙, 实验测量得到其平均颗粒粒度为 2.95 phi. 在无水状态下用沙样品将水听器掩埋在不同的位置, 待铺沙完成后往水池中注水浸泡沙样品. 长期的实验监测表明, 以这种方式形成的沙质沉积物含有大量气泡, 并且气泡的体积含量非常稳定. 沙样品的尺寸为长 4.1 m, 宽 2.44 m, 高 1.13 m. 水池中水深 2.03 m, 沙面上方水层厚度 0.9 m.

实验所用声源为柱形端面辐射换能器, 通过不锈钢连接杆刚性固定在水池上方的走架上. 走架安装在水池池壁上表面的导轨上, 调节走架可控制声源的水平位置及深度. 实验中采用两种不同

的方法获取沉积物的声速, 即双水听器直接测量和多水听器反演. 直接测量时, 声源辐射面垂直向下, 声轴对准正下方的水听器, 声源辐射面距沉积物上表面的垂直距离为0.2 m; 反演实验时, 声源的辐射面与沉积物表面成一定夹角, 声源声中心距沉积物上表面的垂直距离为0.5 m, 声源位置1和位置2距1号水听器左侧的水平距离分别为0.5 m和0.25 m.



图3 沉积物样品容器
Fig. 3. Sediment sample container.

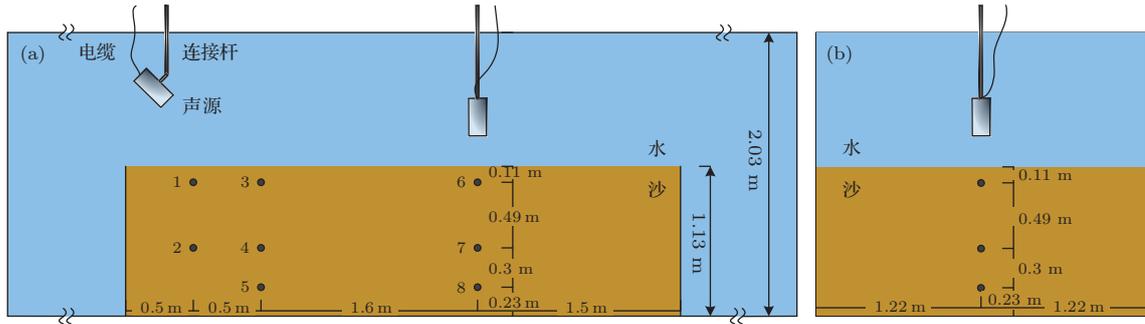


图4 (网刊彩色) 实验平台示意图 (a) 长度方向; (b) 宽度方向

Fig. 4. (color online) Schematic diagram of experiment platform: (a) Length direction; (b) width direction.

发射信号为连续波(CW)脉冲, 中心频率范围为300—3000 Hz, 共10个频点. 发射信号脉冲长度均为10 ms, 这是为了保证相同的脉冲长度和信号带宽, 同时为了保持较窄的信号带宽, 以减小声源发送电压响应不平坦带来的发射信号波形畸变. CW脉冲的发射周期为1 s, 并在接收端同步进行采集, 采样率为500 kHz.

3.2 实验数据分析

由于用来声速反演的物理量 τ_{ji} 为声波的绝对传播时间, 因此需要已知整个测时系统本身所带来的系统时延. 在水池中将B&K8103水听器布放在声源的声轴方向上, 声源与水听器相距0.61 m, 水中声速通过mini-SVP获得, 声速为1472.85 m/s. 声源发射不同中心频率的CW脉冲信号, 获取不同频率下系统的时延, 从而对传播时间进行修正.

由于水池的宽度和深度都相对较窄, 并且发射信号的波长远大于声源的尺寸, 当发射信号的脉冲宽度不足够短时, 到达接收水听器的多途信号在时域上将发生叠加. 为了验证水听器接收信号的传播路径, 保证获取数据的可靠性. 保持声源与反演测

量时状态相同, 水平方向上由远及近朝水听器方向移动, 在不同水平距离上发射声波(实验所用低频声源在辐射面的半空间近乎全指向性, 水平距离的连续变化相当于到达某一水听器的声波入射角的连续变化). 当发射信号中心频率为1 kHz时, 水听器接收的折射信号时域波形如图5所示, 横坐标为传播时间, 纵坐标为声源声中心距离水听器的水平距离.

图5中实线为按照Snell折射定律计算得到的特征声线传播时间, 对应的声速分别为94 m/s和85 m/s. 从图中可以看出, 水听器接收信号第一个波峰的传播时间与理论计算得到的信号第一个波峰的传播时间完全一致, 验证了获取数据的可靠性. 另外, 随着声源与水听器之间水平距离的减小, 水听器接收信号的幅度逐渐增大. 当声源声中心位于水听器正上方时, 信号幅度达到最大. 这也表明掩埋在沙子中的水听器拾取的最早到达的声脉冲是从声源出发经水-沙界面折射后到达水听器的, 再次验证了获取数据的可靠性.

由于即使对于几百赫兹的低频声波, 含气非饱和和沉积物也有很强的衰减作用, 导致掩埋在90 cm深度的5号、8号水听器接收信号的信噪比较低, 因此在实验数据处理时只考虑其他6只标准水听器拾

取的数据. 应用水听器拾取的数据, 采用上一节提出的反演方法开展单一位置声源多水听器联合声速反演, 结果如图6所示, 图例中1—6分别代表对

应水听器所处区域沉积物声速的反演结果. 反演得到的声速低至百米每秒的量级, 声速从79 m/s变化到142 m/s.

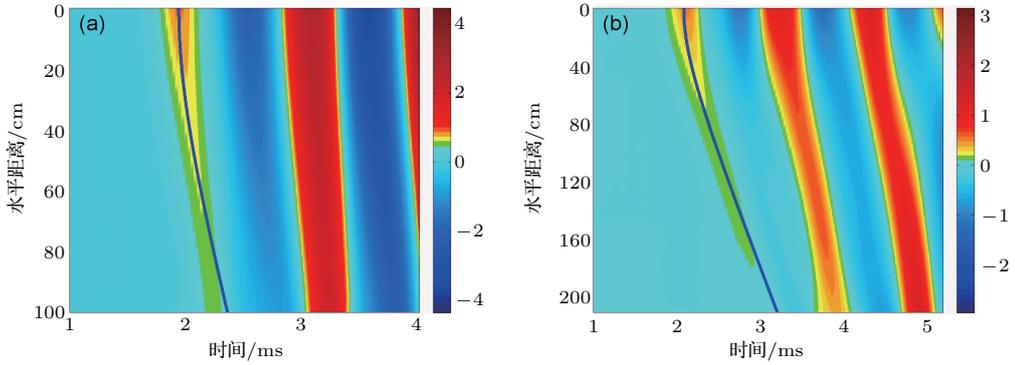


图5 (网刊彩色) 不同水平距离时水听器接收信号 (a) 3号水听器; (b) 6号水听器

Fig. 5. (color online) Received signals by hydrophones at different horizontal distances: (a) No.3 hydrophone; (b) No.6 hydrophone.

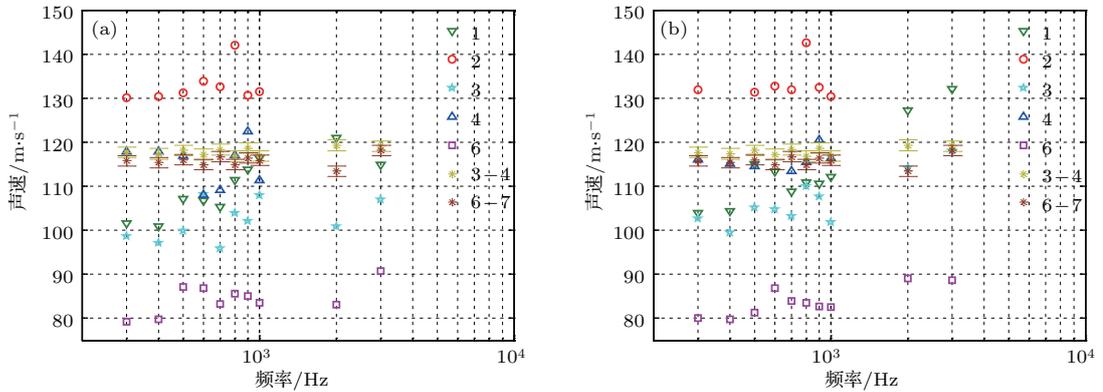


图6 (网刊彩色) 实验获取的声速 (a) 声源位于位置1; (b) 声源位于位置2

Fig. 6. (color online) Sound velocity: (a) Source at position 1; (b) source at position 2.

为了进一步分析这一问题, 采用双水听器相对测量方法获取沉积物的声速. 声源在一对水听器的正上方垂直向下发射声波, 如图4所示. 分别对3-4, 6-7两对水听器拾取数据进行处理, 采用过零检测估计信号的到达时差, 时差的不确定度为 ± 0.01 ms. 声速数据的不确定度由距离和时差的不确定度确定, 双水听器间的距离不确定度为 ± 5 mm, 双水听器法获取的声速如图6中不同颜色的星形符号所示, 声速从112 m/s变化到121 m/s. 可以看到, 双水听器法得到的数据与多水听器反演方法获得的数据在量级上一致, 大小上符合, 实验频段内声速也不存在频散. 两种方法获取的结果确定了实验数据的可靠性, 同时从测量的声速结果可以看出, 不同水听器所处区域沉积物的声速分散在

较宽的范围内, 声速出现明显的不均匀现象. 下一节将对含气非饱和沉积物在低频段的声学特性进行建模, 并且分析沉积物中声速不均匀的原因.

4 含气非饱和沉积物低频段声学特性建模

4.1 改进的EDFM

Stoll和Kan^[10]在流体饱和和多孔弹性介质声传播理论的基础上, 引入颗粒间接触产生框架损耗的概念, 将Biot理论应用于海底沉积物声传播建模中, 建立了Biot-Stoll模型. 遗憾的是该模型参数多达13个, 并且一些参数难以准确获得. 出于该原因,

并且考虑到沉积物框架弹性模量一般远小于颗粒和孔隙水体积弹性模量这个事实, Williams^[11]简化了这一模型. 通过忽略复框架体积模量和剪切模量, Biot-Stoll模型参数减少了4个, 得到了EDFM. 在EDFM中, 沉积物等效密度表示为

$$\rho_{\text{eff}} = \frac{\rho\tilde{\rho} - \rho_w^2}{\tilde{\rho} + \rho - 2\rho_w}, \quad (5)$$

式中

$$\tilde{\rho} = \frac{\alpha\rho_w}{\beta} + \frac{iF\eta}{\kappa\omega}. \quad (6)$$

采用等效密度后, 孔隙弹性体波动方程退化为流体波动方程:

$$\rho_{\text{eff}}\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_{\text{eff}}} \nabla P_{\text{eff}} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} P_{\text{eff}} = 0, \quad (7)$$

式中

$$P_{\text{eff}} = -K_{\text{eff}}\nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{eff}},$$

$$K_{\text{eff}} = \left(\frac{1-\beta}{K_g} + \frac{\beta}{K_w} \right)^{-1},$$

可以得到复声速

$$c = \sqrt{\frac{K_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}}}, \quad (8)$$

其中, K_{eff} 为等效体积模量, ρ_{eff} 为等效密度; 复声速的实部和虚部分别代表声波的相速度和衰减, \mathbf{u}_{eff} 为等效位移, P_{eff} 为等效声压; 参数 $\rho = \beta\rho_w + (1-\beta)\rho_g$ 为沉积物容积密度, ρ_w 为孔隙水质量密度, ρ_g 为颗粒质量密度, β 为孔隙度; α 为弯曲度; η 为孔隙水动态黏滞度; F 为孔隙水动态黏滞度修正因子; κ 为渗透率; ω 为角频率; K_g 和 K_w 分别为颗粒体积弹性模量和孔隙水体积弹性模量.

Williams给出的简化模型是用来描述水饱和和沉积物的, 而实际海底沉积物并非一定水饱和, 对于水池中铺设的沙样品等人造沉积物, 实验研究表明该沉积物内部含有大量气泡, 并且在较短的时间内, 气泡含量几乎不会减少.

为了获得含气非饱和和沉积物的声学特性, 或者分析气泡对沉积物声学特性的影响规律, 有必要建立新的含气非饱和和沉积物声学模型. 基于等效介质理论^[22], 假设沉积物的各组成成分都是各向同性、线性和弹性的. 由于孔隙水和气泡体积弹性模量较低, 混合物较软, 并且当声波频率远低于最大气泡的共振频率时^[15,23], 可以将孔隙水和孔隙水中的

气泡等效为一种流体, 等效流体体积弹性模量可以采用Reuss平均公式得到, 即

$$K_f = \left(\frac{\beta_b}{K_b} + \frac{1-\beta_b}{K_w} \right)^{-1}, \quad (9)$$

等效后孔隙流体的密度由线性平均公式计算得到,

$$\rho_f = \beta_b\rho_b + (1-\beta_b)\rho_w, \quad (10)$$

其中 β_b 为孔隙流体中气泡的体积分数, ρ_b 为气体的密度, K_b 为气泡的体积弹性模量, ρ_f 和 K_f 分别是等效流体的密度和体积弹性模量. 将EDFM中孔隙水的密度和体积弹性模量用等效孔隙流体的密度和体积弹性模量替换, 得到了改进的EDFM, 实现了低频段含气非饱和和沉积物声学特性建模.

图7所示为改进的EDFM中沉积物等效密度实部与等效体积弹性模量随气泡体积分数的变化规律(频率 $f = 100$ Hz, 其他模型参数见表1). 可以看出, 当气泡体积分数较小时 ($< 1\%$), 气泡的少量增加就会使沉积物的等效体积弹性模量显著降低, 而孔隙水的密度远大于气体的密度, 少量气泡的存在几乎不改变孔隙流体的密度, 也不改变沉积物的密度, 因此导致含气非饱和和沉积物在低频段的声速显著降低. 图8为改进模型预报声速随气泡体积分数的变化规律. 可以看出, 随着气泡体积分数的增加, 模型预报声速逐渐降低, 并且降低的趋势逐渐变得平缓. 通过以上的分析可以看出声速对气泡体积分数非常敏感, 可以利用这一特性反演气泡体积分数. 下面对模型参数的敏感性进行分析, 从而确定待反演参数.

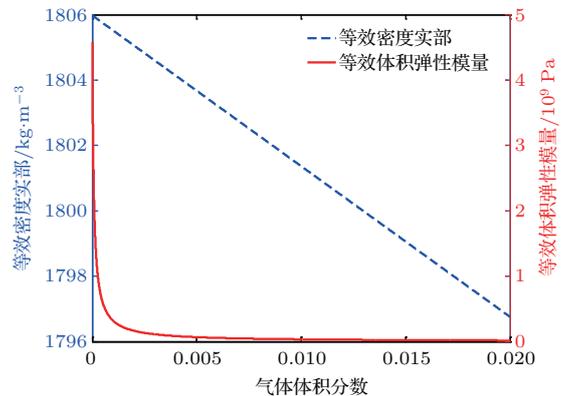


图7 (网刊彩色) 等效密度实部与等效体积弹性模量随气泡体积分数的变化

Fig. 7. (color online) Curves of the real part of effective density and effective bulk elastic modulus with different gas bubble volume fraction.

表1 模型中参数的取值
Table 1. Parameters used in the model.

模型参数	单位	参数范围	参数值
气泡体积弹性模量 K_b	Pa	$(15.4455—16.2855) \times 10^4$	15.8655×10^4
气泡体积分数 β_b	无量纲	0.01—0.03	0.02
气体密度 ρ_b	kg/m ³	1.06—1.293	1.215
孔隙水动态黏滞度 η	kg/m·s ⁻¹	—	0.001
孔隙水质量密度 ρ_w	kg/m ³	—	1000
孔隙水体积弹性模量 K_w	Pa	—	2.25×10^9
颗粒质量密度 ρ_g	kg/m ³	$(2.4778—2.5169) \times 10^3$	2.49735×10^3
颗粒体积弹性模量 K_g	Pa	$(3.2—4.9) \times 10^{10}$	4.05×10^{10}
孔隙度 β	无量纲	0.4393—0.4841	0.46165
平均颗粒粒度 ϕ	phi	2.9341—2.9709	2.9525

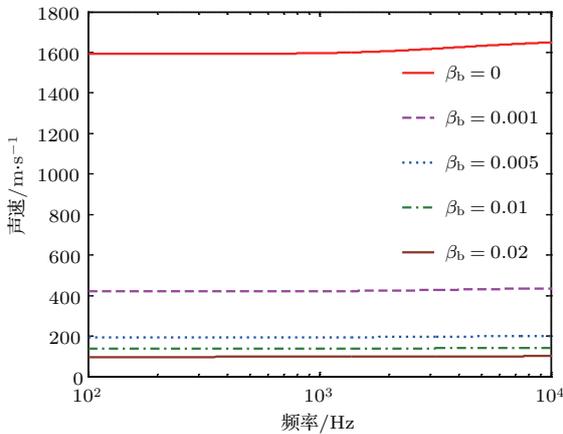


图8 (网刊彩色) 改进模型预报声速随气泡体积分数的变化
Fig. 8. (color online) Sound velocity curve predicted by the corrected model with different gas bubble volume fraction.

4.2 模型参数敏感性分析

为了研究声速对模型参数的敏感性, 图9给出了模型预报声速随模型参数的变化曲线, 对于模型中参数的取值范围(见表1), 其中气泡体积分数 β_b 由前期的仿真分析大致估计得到; 气泡体积弹性模量 K_b 由绝热压缩时气泡所处的静水压力及气体的比热容比计算得到; 孔隙度 β 、颗粒质量密度 ρ_g 和平均颗粒粒度 ϕ 通过实际测量得到, 并给出了不确定度范围; 气体密度为0—60 °C 的标准值, 颗粒的体积弹性模量参照文献[5]给出的范围. 研究模型预报声速对模型中某一参数的敏感性时, 将其他参数设定为取值范围的平均值(气体密度除外, 其选

择17 °C条件下的标准空气密度).

除了以上7个参数, 模型中涉及的弯曲度 α 以及渗透率 κ 参考文献[24]和[25]给出的公式, 通过孔隙度和平均颗粒粒度计算得到; 涉及与孔隙水有关的参数, 如孔隙水动态黏滞度 η 、孔隙水质量密度 ρ_w 、孔隙水体积弹性模量 K_w 参考文献[13]取纯水的标准值.

由敏感度分析的结果可以将模型中的参数分为三类: 1) 声速对气泡体积分数 β_b 非常敏感, 参数的变化导致声速明显的不确定性; 2) 声速对气泡体积弹性模量 K_b 、颗粒质量密度 ρ_g 和孔隙度 β 比较敏感, 参数的变化导致声速较小的不确定性; 3) 声速对平均颗粒粒度 ϕ 、气体密度 ρ_b 和颗粒体积弹性模量 K_g 几乎不敏感. 因此气泡体积分数的不均匀性是导致沉积物声速产生不均匀现象的主要原因.

在进行数据与模型拟合时, 由于气泡体积弹性模量 K_b 在深度方向上的变化不大, 在实际声波传播路径上它也是一段距离上的平均作用, 并且气泡体积弹性模量的变化导致声速不确定性较小, 所以将气泡体积弹性模量 K_b 取作这一段深度方向上的平均值. 同样方法进行取值的还有孔隙度 β 和颗粒质量密度 ρ_g , 由于对声速的影响较小, 因此其对数据与模型拟合的影响较小. 对于其他参数, 由于声速对其极其不敏感, 所以都取平均值. 因此在进行数据与模型拟合时, 只反演气泡体积分数 β_b , 并对气泡体积分数对声速的影响进行分析和讨论.

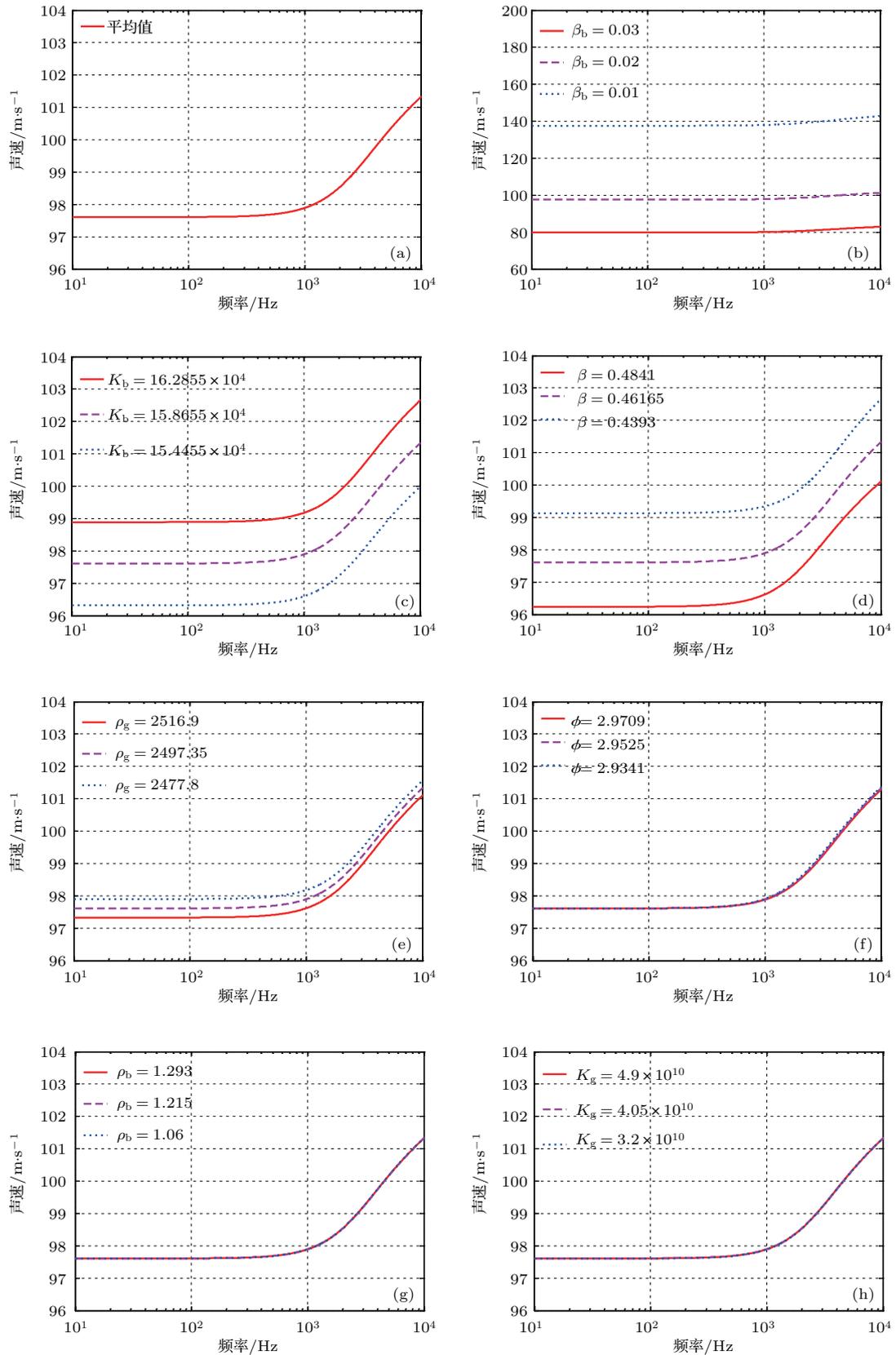


图9 (网刊彩色) 模型预报声速随模型参数的变化 (a) 平均值; (b) β_b ; (c) K_b ; (d) β ; (e) ρ_g ; (f) ϕ ; (g) ρ_b ; (h) K_g
 Fig. 9. (color online) Sound velocity predicted by the model with different parameters: (a) Mean value; (b) β_b ; (c) K_b ; (d) β ; (e) ρ_g ; (f) ϕ ; (g) ρ_b ; (h) K_g .

5 气泡体积分数反演

通过模型预报声速对模型参数的敏感性分析可知,除气泡体积分数以外,其他参数对模型预报声速的影响很小,尤其是对于反演得到的声速而言,因为反演结果的精度与双水听器直接测量结果的精度相比相对较低,数据/模型进行拟合时,准确反演不敏感的模型参数较为困难,因此数据/模型拟合时只反演模型中的气泡体积分数(参数反演范围见表1).气泡体积分数 β_b 反演时所用代价函数为

$$F_b = \sqrt{\sum_{m=1}^N \{c_m(\beta_b) - c_{2m}\}^2}, \quad (11)$$

其中 N 表示反演时所用实验数据的频点数; $c_m(\beta_b)$ 和 c_{2m} 分别表示第 m 个频点时模型预报的声速和实验测量的声速.

由于(9)式等效成立的条件为声波频率远低于最大气泡的共振频率,气泡的共振频率可以由下式计算得到[15]:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r} \left(\frac{3\gamma P_0}{A\rho} + \frac{4G}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

其中 r 为气泡的半径; γ 为气体的比热容比; P_0 为静水压力; G 为沉积物的剪切模量; A 为气体的多变系数,由文献[14]中(26)式给出.参考文献[26]的讨论,取最大气泡的半径 $r = 3.62$ mm,其他参数见表2,则最大气泡的共振频率 $f_0 = 2.19$ kHz.因此在进行数据/模型拟合时,选择300—1000 Hz频段内的声速数据来反演气泡体积分数.

表2 计算气泡共振频率的参数值

Table 2. Parameters used in calculating the resonance frequency of gas bubble.

参数	单位	参数值
静水压力 P_0 (水下0.9 m)	Pa	1.10325×10^5
沉积物剪切模量 G	Pa	10^6
沉积物容积密度 ρ	kg/m ³	1.806×10^3
气体的比热容比 γ	无量纲	1.4
恒压下气体的比热 s_p	J/(kg·K)	1.012×10^3
气体的热传导率 C_g	J/(s·m·K)	2.503×10^{-2}

图10所示为双水听器法测量得到的声速和模型预报声速的结果对比,图例中3-4, 6-7 分别表示

通过3号4号水听器对、6号7号水听器对获取的声速数据,3-4拟合和6-7拟合分别表示通过对应水听器对得到的声速数据进行模型参数反演获得的模型结果,测量声速与模型预报声速符合较好.两组数据反演得到的气泡体积分数分别为1.38%和1.42%,3-4水听器对拾取数据反演得到的气泡体积分数稍小于6-7水听器对拾取数据反演得到的结果,而声速的整体趋势正好相反,这与模型预报的趋势相同.

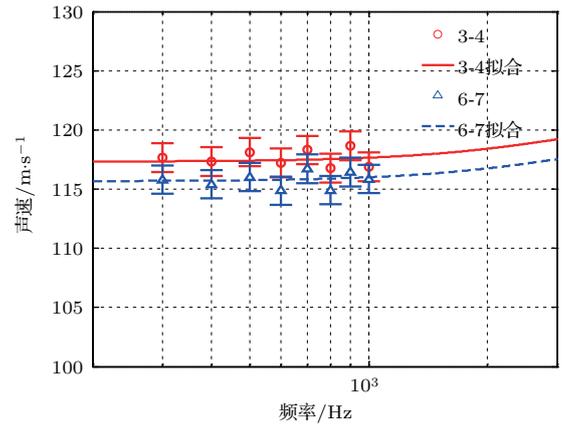


图10 (网刊彩色) 双水听器法测量声速与模型预报声速
Fig. 10. (color online) Sound velocity derived from the double-hydrophone method and predicted by the model.

图11为单一位置声源多水听器反演得到的声速与模型预报声速的结果对比,图例中的1至6分别表示对应水听器所处区域沉积物的实验测量声速,1-拟合至6-拟合分别表示通过对应的声速数据进行模型参数反演获得的模型结果.水听器所处区域沉积物的声速分散在较宽的范围内,声速出现了明显的不均匀现象,2号、4号和6号水听器所处区域的声速不均匀现象最为明显.由数据和模型的拟合结果可以看出,预报得到的声速同样呈现明显的不均匀性.表3所列为水听器所处区域反演得到的气泡体积分数,气泡体积分数从1.07%变化到2.81%,不同区域的气泡体积分数相差较大.可以看到声速随着气泡体积分数的增加而减小,这与模型预报的结果相同.对于两个不同声源位置的反演结果,相同水听器所处区域对应的气泡体积分数相差较小.这是由于,一方面声源水平移动的距离有限,另一方面含气沉积物的声速与水中声速相差较大,声线折射点的水平位置很接近水听器所在位置,造成两次的声线路径很接近,因此反演得到的气泡体积分数很接近.

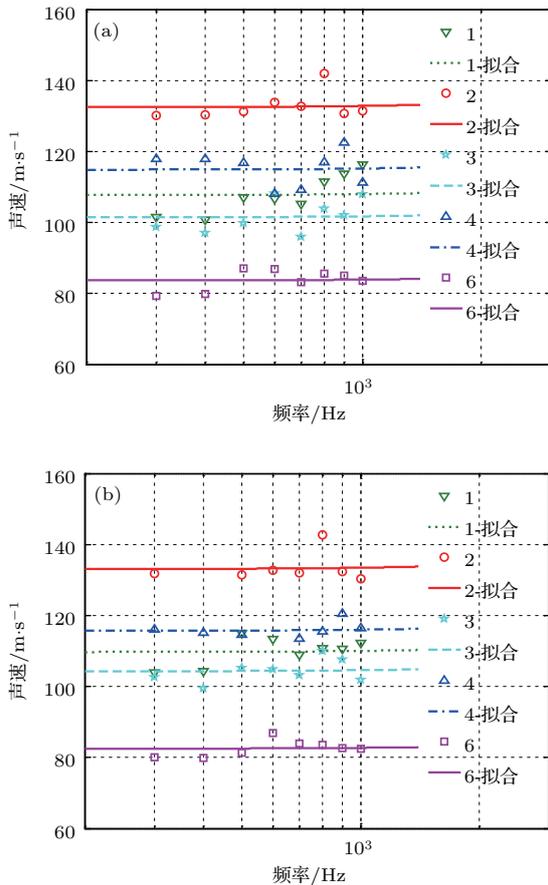


图 11 (网刊彩色) 反演声速与模型预报声速 (a) 声源位于位置 1; (b) 声源位于位置 2

Fig. 11. (color online) Sound velocity derived from inversion and predicted by the model: (a) Source at position 1; (b) source at position 2.

表 3 反演得到的气泡体积分数

Table 3. Gas bubble volume fraction derived from inversion.

水听器所处区域	气泡体积分数/%	
	声源位置 1	声源位置 2
1	1.64	1.58
2	1.08	1.07
3	1.85	1.75
4	1.44	1.42
6	2.73	2.81

通过以上的分析可以看出, 由于不同区域的气泡体积分数不同, 造成了沉积物中不同区域的声速出现不均匀的现象, 这就不能用局部声速去代表沉积物中的整体声速. 出现这种现象的原因可能是在含气沉积物的制备过程中, 不同部位的松紧程度不一致, 造成不同部位的气泡体积分数不均匀, 从而

导致不同区域声速的不同.

6 结 论

由于微生物活动或有机物腐烂等, 实际海底沉积物可能含有气泡, 这可能是海上低频段声学数据与水饱和沉积物声学模型不符合的原因. 为了研究含气非饱和沉积物低频段的声学特性, 同时也为了发展含气非饱和沉积物声学模型, 获取沉积物中气泡体积分数, 以解释气泡大小、体积分数对沉积物声速的影响规律, 从而解释沉积物声学目前遇到的国际性难题. 本文在实验室水池中重造了含气非饱和和沙质沉积物, 考虑到水池尺寸太小、发射信号中心频率较低、脉冲宽度太大等因素, 设计了低频段含气非饱和和沙质沉积物声学特性获取平台, 提出了实验室水池中获取沉积物低频段声速的多水听器联合反演方法和双水听器法, 获取了 300—3000 Hz 频段内沙质沉积物的声速. 反演得到沉积物不同区域的声速在 79—142 m/s 之间, 双水听器法获取得到沉积物不同区域的声速在 112—121 m/s 之间, 两者符合较好, 说明获取数据的可靠性.

考虑到当声波频率远低于沉积物中最大气泡的共振频率时, 可以将孔隙水和孔隙水中的气泡等效为一种均匀流体. 在此情况下, 就可以应用已有的水饱和沉积物声学模型描述含气非饱和沉积物这种三相介质的声学特性. 为此, 基于等效介质理论, 将孔隙中的气泡和水等效为一种流体, 根据 Reuss 平均公式得到了等效流体的体积弹性模量、利用线性平均公式得到了等效流体的密度, 分别替换 EDFM 中孔隙水的体积弹性模量和密度, 得到了改进的 EDFM. 基于此模型, 就气泡体积分数对声速的影响规律进行仿真发现, 在低频条件下, 少量气泡 (<1%) 的存在就会显著降低等效流体的体积弹性模量, 但等效流体的密度几乎不变, 从而导致沉积物低频段声速的显著降低; 并且随着气泡体积分数的增加, 模型预报声速逐渐降低, 并且降低的趋势逐渐变得平缓.

通过模型预报声速对模型参数的敏感性分析可知, 模型预报声速对气泡体积分数非常敏感, 而其他参数对模型预报声速的影响较小, 因此气泡体积分数的不均匀性是导致沉积物中测量声速不均匀的主要原因. 因此在实验选取的参数范围内进行数据/模型拟合时, 可以只单独反演气泡体积分

数. 通过分析沉积物中最大气泡的共振频率, 选取 300—1000 Hz 频段内的声速数据对气泡体积分数进行反演. 通过选取的声速数据反演得到了不同区域的气泡体积分数, 气泡体积分数从 1.07% 变化到 2.81%, 不同区域的气泡体积分数相差较大. 由结果的分析可知声速随着气泡体积分数的增加而减小, 与模型预报的结果相同. 改进模型为在位获取沉积物内部气泡体积分数及分布提供了新思路.

参考文献

- [1] Turgut A, Yamamoto T 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **87** 2376
- [2] Maguer A, Bovio E, Fox W L J, Schmidt H 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 987
- [3] Rosenfeld I, Carey W M, Cable P G, Siegmann W L 2001 *IEEE J. Ocean. Eng.* **26** 809
- [4] Stoll R D 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 785
- [5] Williams K L, Jackson D R, Thorsos E I, Tang D J, Schock S G 2002 *IEEE J. Ocean. Eng.* **27** 413
- [6] Chotiros N P, Lyons A P, Osler J, Pace N G 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **112** 1831
- [7] Wilson P S, Reed A H, Wilbur J C, Roy R A 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **121** 824
- [8] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 168
- [9] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 179
- [10] Stoll R D, Kan T K 1981 *J. Acoust. Soc. Am.* **70** 149
- [11] Williams K L 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2276
- [12] Kimura M 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **120** 699
- [13] Kimura M 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 2542
- [14] Anderson A L, Hampton L D 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **67** 1865
- [15] Anderson A L, Hampton L D 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **67** 1890
- [16] Lee K M, Ballard M S, Muir T G 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 1886
- [17] Li H X, Tao C H, Lin F L, Zhou J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 109101 (in Chinese) [李红星, 陶春辉, 刘富林, 周建平 2015 物理学报 **64** 109101]
- [18] Tóth Z, Spiess V, Mogollón J M, Jensen J B 2014 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **119** 8577
- [19] Ecker C, Dvorkin J, Nur A M 2000 *Geophysics* **65** 565
- [20] Ghosh R, Sain K, Ojha M 2010 *Mar. Geophys. Res.* **31** 29
- [21] Wilson P S, Reed A H, Wood W T, Roy R A 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** EL99
- [22] Mavko G, Mukerji T, Dvorkin J 1998 *The Rock Physics Handbook* (New York: Cambridge University Press) pp110–112
- [23] Wilkens R H, Richardson M D 1998 *Cont. Shelf Res.* **18** 1859
- [24] Schock S G 2004 *IEEE J. Ocean. Eng.* **29** 1200
- [25] Hovem J M, Ingram G D 1979 *J. Acoust. Soc. Am.* **66** 1807
- [26] Zheng G Y, Huang Y W, Hua J, Xu X Y, Wang F 2017 *J. Acoust. Soc. Am.* **141** EL32

Effect of gas bubble volume fraction on low-frequency acoustic characteristic of sandy sediment*

Wang Fei¹⁾²⁾ Huang Yi-Wang^{1)2)†} Sun Qi-Hang¹⁾²⁾

1) (*Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

2) (*College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

(Received 11 May 2017; revised manuscript received 5 July 2017)

Abstract

Owing to the decomposition of organic material and other reasons, the actual marine sediment contains gas bubbles, and the existence of gas bubbles will significantly affect the low-frequency acoustic characteristics of sediment. Therefore, it is significant to investigate the effect of gas bubbles on the low-frequency sound velocity in the sediment. Considering the uncontrollable environmental factors of field experiment, an experiment platform for obtaining acoustic characteristics of a large-scale gas-bearing unsaturated sandy sediment is constructed in the indoor water tank. Considering the long wavelength of low-frequency acoustic wave and the multipath interference in water tank, the transmitted acoustic signals are received by hydrophones which are buried in the unsaturated sediment. The sound velocity data (79–142 m/s) in the gas-bearing unsaturated sediment are acquired by using a multi-hydrophone inversion method in the bounded space for the first time in a 300–3000 Hz range, and the sound velocity data (112–121 m/s) are also acquired by using a double-hydrophone method in the same frequency range. The refraction experiments at different horizontal distances between the source and the hydrophones are conducted, which verifies the reliability of sound velocity data acquired by using the multi-hydrophone inversion method and the double-hydrophone method. At the acoustic frequency well below the resonance frequency of the largest bubble in the sediment, the pore water and the gas bubbles are regarded as an effective uniform fluid based on effective medium theory. On this basis, the density and the bulk elastic modulus of pore water in the effective density fluid model are replaced by the effective density and the effective bulk modulus of the effective uniform fluid, then a corrected effective density fluid model is proposed in gas-bearing unsaturated sediment. The numerical analysis indicates that when the gas bubble volume fraction is small ($<1\%$), a small increase in the gas bubble will cause a significant decrease in the effective bulk elastic modulus of sediment, but the density of pore water is much greater than the density of gas bubbles, the presence of a small number of gas bubbles hardly changes the density of pore fluid and certainly does not change the density of sediment, which results in a significant decrease at a low-frequency sound velocity in the gas-bearing unsaturated sediment. Furthermore, with the increase of gas bubble volume fraction, the sound velocity predicted by the corrected model gradually decreases, and the decreasing trend gradually becomes gentle. The corrected model reveals the effect of gas bubbles on the low-frequency acoustic characteristic of sediment. By analyzing the sensitivity of the predicted sound velocity to parameters of the model, the gas bubble volume fractions (1.07%–2.81%) of different areas are acquired by inversion according to the measured sound velocity distribution and the corrected model. In the future, it will provide a new method of obtaining the volume fraction and the distribution of gas bubbles in the sediment.

Keywords: gas bubble volume fraction, sediment, low frequency, acoustic characteristic

PACS: 43.30.+m, 92.10.Vz, 43.35.+d, 91.60.Lj

DOI: 10.7498/aps.66.194302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274078).

† Corresponding author. E-mail: huangyiwang@hrbeu.edu.cn