

# 声波在水-含气沉积物界面的反射

郑广赢<sup>1,2</sup> 黄益旺<sup>1,2†</sup> 华 健<sup>1,2</sup>

(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 1 月 11 日收到

2017 年 2 月 15 日定稿

**摘要** 含气泡海洋沉积物的声学特性是海底探测的重要问题。为了研究气泡存在对水-含气沉积物界面声反射系数的影响,本文基于气泡振动修正的 Biot 波动方程推导了气泡存在修正的 Biot 弹性模量,并结合水-沉积物界面的“开孔”边界条件推导了声波从水入射到水-含气沉积物界面的反射系数。数值分析表明气泡的振动导致反射系数呈现显著的频率特性。在气泡共振频率附近,由于气泡的共振引发的强散射和强衰减,使得反射系数很大,无论以何种角度入射,声波都很难进入含气泡的沉积物。本文研究结果表明,气泡半径、含量、声波频率以及入射角度都是影响水-含气沉积物界面反射系数的主要因素。PACS 数: 43.35

## Reflection of acoustic waves at a water-gassy sediment interface

ZHENG Guangying<sup>1,2</sup> HUANG Yiwang<sup>1,2</sup> HUA Jian<sup>1,2</sup>

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

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

Received Jan. 11, 2017

Revised Feb. 15, 2017

**Abstract** Acoustic property of gassy sediment is an important problem for seafloor prospecting. In order to study the effect of gas bubbles on the reflection coefficient at a water-gassy sediment interface, the corrected Biot elastic moduli involving gas bubble pulsations are derived based on the Biot wave equation corrected by linear bubble oscillations. Then the reflection coefficient is derived through combining the “open pore” boundary condition. Numerical analysis shows the reflection coefficient presents significant variation versus frequency due to bubble oscillations. For wave frequency near the bubble resonance frequency, bubble resonances cause high scattering and high attenuation, which induces to a high reflection coefficient and a poor acoustic penetration at water-gassy sediment interface. And numerical analysis indicates the volume concentration, the bubble size, the wave frequency and the angle of incidence are important parameters affecting the reflection coefficient at a water-gassy sediment interface.

## 引言

海底声反射是浅海声传播的重要组成部分,也是海底散射、海底混响以及海底掩埋目标探测的重要问题<sup>[1-2]</sup>。最初的海底声反射研究将海底介质考虑为液态海底,随着研究的深入海底沉积物被描述为弹性介质、黏弹性介质甚至于水饱和的多孔介质。Stoll 基于 Biot<sup>[3-4]</sup> 建立的多孔介质理论对海底为水饱和

沙的多孔介质做了大量的实验和理论研究<sup>[5-6]</sup>,推导了声波从水入射到水-水饱和沙质沉积物界面时的反射系数<sup>[7]</sup>,指出当入射声波以入射角高于临界角入射水饱和和多孔介质界面时,并不会像流体介质、弹性介质、黏弹性介质一样发生全反射,Chotiros<sup>[8-9]</sup>认为造成这种现象的原因是多孔介质模型中的 Biot 慢纵波。国内对海底的声反射问题也有相应的研究,周来江<sup>[10]</sup>基于广义标准线性体 Boltzmann 叠加原理的固体流变模型来描述黏弹性海底底质结构,分析了平

† 通讯作者: 黄益旺, huangyiwang@hrbeu.edu.cn

面波从水入射到黏弹性海底的反射和折射问题。彭临慧<sup>[11]</sup> 则通过数值计算分析了水-多孔介质海底界面的反射系数, 以及 3 种透射波对透射声能的贡献。曹正良<sup>[12]</sup> 分析了将海底沉积物分别考虑为 BICSQS 模型以及 Biot-Stoll 模型情况下, 海底沉积物界面声波反射和散射的差异。此外, 乔文孝<sup>[13-14]</sup> 以及周来江<sup>[15]</sup> 等人还分析了声波在多层多孔介质界面的反射问题。然而, 这些研究都是针对高声速海底的, 对于含气泡沉积物这种低声速海底的声反射理论研究还未见相关报道。

近年来, 在一些海洋考察中常常观测到海洋沉积物难以被声穿透, 这为沉积物中气泡的存在提供了证据<sup>[16-17]</sup>。对于这种含气泡的非水饱和多孔介质, 本文作者提出了声速频散和衰减的预报模型<sup>[18]</sup>, 分析了含气泡沉积物的声速和衰减的频率特性。

本文为了得到声波从水入射到水-含气泡沉积物界面的反射系数, 基于气泡振动修正的孔隙流体

渗流连续性方程推导了气泡振动修正的 Biot 弹性模量, 随后利用 Stoll<sup>[7]</sup> 指出的水-多孔介质界面的边界条件对声波入射到含气泡沉积物界面的声反射进行了理论计算和分析, 得到了水-含气泡沉积物界面声反射系数的频率特性。

## 1 理论

文献 15 通过将气泡体积振动引入孔隙流体渗流连续性方程中得到了考虑气泡体积振动修正的 Biot 型波动方程, 式 (1)、式 (2) 中  $H, C, M$  和  $\mu$  为 Biot 弹性模量, 矢量  $\mathbf{u}$  表示固体骨架的绝对位移, 矢量  $\mathbf{v}$  表示固体框架相对于孔隙流体的相对位移,  $\rho$  表示多孔介质混合物的密度,  $\rho_w$  表示孔隙流体的密度,  $\eta$  为孔隙流体的黏滞系数,  $\kappa$  为多孔介质渗透率,  $F$  为高频下的复修正因子,  $\tilde{\rho}$  为气泡振动引入的密度修正项。

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u} + [H - \mu] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - C \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} ((\rho + \gamma \tilde{\rho}) \mathbf{u} - (\rho_w + \gamma \tilde{\rho}) \mathbf{v}), \quad (1)$$

$$C \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - M \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( (\tilde{\rho} + \rho_w) \mathbf{u} - \left( \frac{\alpha \rho_w}{\beta} + \tilde{\rho} \right) \mathbf{v} \right) - \frac{\eta F}{\kappa} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (2)$$

为了处理上式, 采用标量势函数和矢量势函数来表示位移矢量  $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{v}$ , 如下:

$$\mathbf{u} = \nabla \phi_s + \nabla \times \psi_s, \quad (3)$$

$$\mathbf{v} = \nabla \phi_f + \nabla \times \psi_f. \quad (4)$$

将上述势函数, 代入波动方程可以分别得到标量势函数和矢量势函数的耦合方程:

$$H \nabla^2 \phi_s - C \nabla^2 \phi_f = -\omega^2 (\rho + \gamma \tilde{\rho}) \phi_s + \omega^2 (\rho_w + \gamma \tilde{\rho}) \phi_f, \quad (5)$$

$$C \nabla^2 \phi_s - M \nabla^2 \phi_f = -\omega^2 (\rho_w + \tilde{\rho}) \phi_s + \omega^2 \left( \frac{\alpha}{\beta} \rho_w + \tilde{\rho} \right) \phi_f + \frac{i \omega F \eta}{\kappa} \phi_f, \quad (6)$$

$$\mu \nabla^2 \psi_s = -\omega^2 (\rho + \gamma \tilde{\rho}) \psi_s + \omega^2 (\rho_w + \gamma \tilde{\rho}) \psi_f, \quad (7)$$

$$-\frac{i \omega F \eta}{\kappa} \phi_f = -\omega^2 (\rho_w + \tilde{\rho}) \psi_s + \omega^2 \left( \frac{\alpha}{\beta} \rho_w + \tilde{\rho} \right) \psi_f. \quad (8)$$

### 1.1 平面波

显然式 (5) 和式 (6) 中描述了非饱和多孔介质中纵波的传播特性, 设它们的平面波解为:

$$\phi_s = e^{i \mathbf{k}_q \cdot \mathbf{r}}, \quad q = 1, 2, \quad (9)$$

$$\phi_f = \gamma_q e^{i \mathbf{k}_q \cdot \mathbf{r}}, \quad q = 1, 2, \quad (10)$$

其中  $q=1, 2$  分别对应快纵波和慢纵波,  $\mathbf{k}_q$  为对应的波矢量,  $\gamma_q$  为两个标量势的比值  $\phi_f/\phi_s$ 。将此平面波解代入式 (5) 和式 (6), 则可得到两个联立的齐次线性方程组。使其系数行列式为零, 可得纵波的频散方程:

$$(H k_q^2 - \rho \omega^2 - \gamma \tilde{\rho} \omega^2) \left( \left( \frac{\alpha \rho_w}{\beta} + \tilde{\rho} \right) \omega^2 - M k_q^2 + i \frac{F \eta \omega}{\kappa} \right) + (C k_q^2 - \rho_w \omega^2 - \tilde{\rho} \omega^2) (C k_q^2 - \rho_w \omega^2 - \gamma \tilde{\rho} \omega^2) = 0. \quad (11)$$

从联立的齐次方程中可以求得两个标量势的比值  $\phi_f/\phi_s$ , 其表达式如下:

$$\gamma_q = \frac{(Hk_q^2 - \rho\omega^2 - \gamma\tilde{\rho}\omega^2)}{(Ck_q^2 - \rho_w\omega^2 - \gamma\tilde{\rho}\omega^2)}, \quad q = 1, 2. \quad (12)$$

式 (7) 和式 (8) 中描述了非饱和和多孔介质中剪切波的传播特性, 设它们的平面波解为:

$$\psi_s = \mathbf{e}_h(\mathbf{K})e^{i\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}}, \quad (13)$$

$$\psi_f = \gamma_t \mathbf{e}_h(\mathbf{K})e^{i\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}}, \quad (14)$$

式中  $\mathbf{e}_h(\mathbf{K})$  为水平单位矢量,  $\mathbf{k}_t$  为对应的波矢量,  $\gamma_t$  为两个矢量势的比值  $\psi_f/\psi_s$ , 将此平面波解代入式 (7) 和式 (8), 则可得到两个联立的齐次线性方程组. 使其系数行列式为零, 可得剪切波的频散方程:

$$\begin{aligned} & (\mu k_t^2 - (\rho + \gamma\tilde{\rho})\omega^2) \left( \omega^2 \left( \frac{\alpha\rho_w}{\beta} + \tilde{\rho} \right) + i \frac{F\eta\omega}{\kappa} \right) + \\ & (\rho_w + \gamma\tilde{\rho})(\tilde{\rho} + \rho_w)\omega^4 = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

从联立的齐次方程中可以求得两个矢量势的比值  $\psi_f/\psi_s$ , 其表达式如下:

$$\gamma_t = \frac{\mu k_t^2 - (\rho + \gamma\tilde{\rho})\omega^2}{(\rho_w + \gamma\tilde{\rho})\omega^2}. \quad (16)$$

通过求解式 (11)(对于快纵波、慢纵波) 和式 (15)(对于剪切波), 可得 3 种波的波数  $k_1, k_2$  和  $k_t$  与频率的关系.

### 1.2 Biot 弹性模量修正

鉴于水-沉积物界面声反射问题已有相应研究成果 [7,11-13], 因此本文在处理水-含气泡沉积物界面声反射问题时, 采用等效流体密度模型的一些近似, 先导出气泡存在下修正的等效模量, 进而既方便在已有反射问题成果的理论框架上进行类似的推导和计算, 也有利于对研究问题的理解.

根据等效流体密度近似, 流体相对骨架位移  $\mathbf{v}$  和骨架位移  $\mathbf{u}$  存在如下的比例关系  $\mathbf{v} = \gamma_v \mathbf{u}$ ,  $\gamma_v$  表示如下 [19]:

$$\gamma_v = \frac{\rho_w - \rho}{\rho_m - \rho_w}, \quad (17)$$

$$\rho_m = \frac{\alpha\rho_w}{\beta} - \frac{iF\eta}{\kappa\omega}. \quad (18)$$

等效流体和孔隙流体的运动方程 [18] 分别表示为:

$$-\nabla p_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} \ddot{\mathbf{u}}_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} (\ddot{\mathbf{u}} - \ddot{\mathbf{v}}), \quad (19)$$

$$-\nabla p = \rho_w \ddot{\mathbf{u}} - \rho_w \frac{\alpha}{\beta} \ddot{\mathbf{v}} - \frac{\eta F}{\kappa} \dot{\mathbf{v}}. \quad (20)$$

式 (17) 式 (20) 联立可得等效流体声压和孔隙流体声压的比例关系:

$$p_{\text{eff}} = \frac{\rho_{\text{eff}}(1 - \gamma_v)}{\rho_w - \rho_w \frac{\alpha\gamma_v}{\beta} + \frac{\eta F\gamma_v}{i\kappa\omega}} p. \quad (21)$$

文献 10 推导了气泡修正的孔隙流体渗流连续性方程, 以及动态体积分数与多孔介质等效声压的关系,

$$-p = C \text{div} \mathbf{u} - M \text{div} \mathbf{v} - M\beta\beta_g, \quad (22)$$

$$\beta_g = -\frac{4\pi NR_0}{\rho_w(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\beta\omega)} p_{\text{eff}}. \quad (23)$$

将式 (21) 代入式 (22) 和式 (23), 可得:

$$-p = \tilde{C} \text{div} \mathbf{u} - \tilde{M} \text{div} \mathbf{v}, \quad (24)$$

式中, 修正的 Biot 模量  $\tilde{C}$  和  $\tilde{M}$  分别表示如下:

$$\tilde{C} = \frac{C}{1 + \frac{\tilde{\rho}}{\rho_{\text{eff}}} \frac{\rho_{\text{eff}}(1 - \gamma_v)}{\rho_w - \rho_w \frac{\alpha\gamma_v}{\beta} + \frac{\eta F\gamma_v}{i\kappa\omega}}}, \quad (25)$$

$$\tilde{M} = \frac{M}{1 + \frac{\tilde{\rho}}{\rho_{\text{eff}}} \frac{\rho_{\text{eff}}(1 - \gamma_v)}{\rho_w - \rho_w \frac{\alpha\gamma_v}{\beta} + \frac{\eta F\gamma_v}{i\kappa\omega}}}. \quad (26)$$

进一步可得  $\tilde{H} = \gamma^2 \tilde{M} + K_f + 4\mu/3$ , 其中  $K_f$  为固体框架的体积模量.

### 1.3 边界条件

考虑一个二维问题, 如图 1 所示, 一平面波以入射角  $\theta_i$  入射到含气泡的非饱和和多孔介质. 将入射和反射声波的位移势函数表示为:

$$\phi_i = e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}, \quad (27)$$

$$\phi_r = V_{ww} e^{i\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}}, \quad (28)$$

其中:

$$\mathbf{k}_i = ik_x + jk_{iz}, \quad \mathbf{k}_r = ik_x - jk_{iz},$$

$$k_x = \frac{\omega}{c_w} \sin \theta_i k_{iz} = \frac{\omega}{c_w} \cos \theta_i.$$

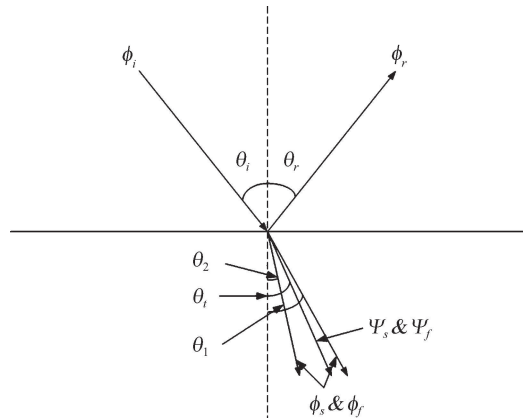


图 1 入射、反射和折射势函数的示意图

沉积物中两个纵波的标量位移势的表示为:

$$\psi_f = e_h^- \gamma_t V_{wt} e^{i\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}}, \quad (32)$$

$$\phi_s = V_{w1} e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} + V_{w2} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}}, \quad (29)$$

其中:

$$\phi_f = \gamma_1 V_{w1} e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} + \gamma_2 V_{w2} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}}, \quad (30)$$

$$\mathbf{k}_t = i\mathbf{k}_x + \mathbf{j}k_{tz} = i\mathbf{k}_t \sin \theta_t + \mathbf{j}k_t \cos \theta_t.$$

其中  $\mathbf{k}_q = i\mathbf{k}_x + \mathbf{j}k_{qz} = i\mathbf{k}_q \sin \theta_q + \mathbf{j}k_q \cos \theta_q, q = 1, 2$  分别代表快纵波和慢纵波。

沉积物中的剪切波的矢量势的表示为:

$$\psi_s = e_h^- V_{wt} e^{i\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}}, \quad (31)$$

Stoll<sup>[5]</sup> 指出对于平面声波在海水和孔隙海底之间平坦界面处的反射问题, 存在 4 个边界条件, 流体流量连续, 法向应力连续, 流体声压连续, 切向应力连续为零, 此为开孔边界条件。由此可得到  $z=0$  处的边界条件, 如下:

(1) 流体流量连续条件:

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} + \frac{\partial \phi_r}{\partial z} = \frac{\partial \phi_s}{\partial z} + \frac{\partial \psi_s}{\partial x} - \frac{\partial \phi_f}{\partial z} - \frac{\partial \psi_f}{\partial x}. \quad (33)$$

(2) 法向应力连续条件:

$$\tilde{H} \left( \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial z^2} \right) - 2\mu \left( \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x \partial z} \right) - \tilde{C} \left( \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial z^2} \right) = -\rho_f \omega^2 (\phi_i + \phi_r). \quad (34)$$

(3) 流体声压连续条件:

$$\tilde{M} \left( \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial z^2} \right) - \tilde{C} \left( \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial z^2} \right) = \rho_f \omega^2 (\phi_i + \phi_r). \quad (35)$$

(4) 剪应力连续:

$$2\mu \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x \partial z} - \mu \left( \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x^2} \right) = 0. \quad (36)$$

将上述势函数代入 4 个边界条件可得联立的方程组, 写成矩阵形式如下:

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{D}, \quad (37)$$

式中:

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} V_{ww} \\ V_{w1} \\ V_{w2} \\ V_{wt} \end{bmatrix}, \quad (38)$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} k_{iz} \\ \rho_w \omega^2 \\ \rho_w \omega^2 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (39)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} k_{iz} & k_{1z}(1-\gamma_1) & k_{2z}(1-\gamma_2) & -k_x(1-\gamma_t) \\ -\rho_w \omega^2 & k_1^2(\tilde{H} - \gamma_1 \tilde{C}) - 2\mu k_x^2 & k_2^2(\tilde{H} - \gamma_2 \tilde{C}) - 2\mu k_x^2 & -2\mu k_{tz} k_x \\ -\rho_w \omega^2 & k_1^2(\tilde{C} - \gamma_1 \tilde{M}) & k_2^2(\tilde{C} - \gamma_2 \tilde{M}) & 0 \\ 0 & 2\mu k_x k_{1z} & 2\mu k_x k_{2z} & \mu(k_{tz}^2 - k_x^2) \end{bmatrix}. \quad (40)$$

解方程可得界面的反射系数  $V_{ww}$ , 快纵波、慢纵波和剪切波的透射系数  $V_{w1}, V_{w2}, V_{wt}$ 。

## 2 数值分析

本节我们考虑采用上节理论推导得到的反射系数来计算平面波入射到水-含气沉积物界面的反射系数, 计算所用的介质的物理参数见表 1。

首先图 2 给出了气泡含量 0.001 时, 气泡半径 5 mm, 不同频率情况下, 平面波反射系数随入射角的变化。图 3 则补充了声波频率 10000 Hz, 沉积物不

含气泡时, 声波在水-沉积物界面的反射系数和反射损失。常压下, 半径为 5 mm 的气泡的共振频率为 655 Hz, 图 2 中实线为入射声波频率 100 Hz 情况下的反射系数, 此时声波频率低于气泡的共振频率, 含气泡的沉积物呈现强压缩性, 从图 4 中可以看出此时沉积物声速为 432 m/s, 低于水中声速, 然而沉积物密度高于水的密度, 因此含气泡的沉积物低频的声阻抗更接近水的声阻抗, 故低频时反射系数较小, 呈现较好的声穿透性。

表 1 模型参数

	模型参数	单位	值
Biot 模型参数	颗粒粒径	$d$ (mm)	0.781
	颗粒密度	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	2465
	颗粒体积弹性模量	$K_s$ (Pa)	$3.6 \times 10^{10}$
	孔隙水密度	$\rho_w$ (kg/m <sup>3</sup> )	998.2
	孔隙水体积弹性模量	$K_w$ (Pa)	$2.193 \times 10^9$
	孔隙水黏滞系数	$\eta$ (Pa·s)	$1.002 \times 10^{-3}$
	孔隙度	$\beta$	0.370
	渗透率	$\kappa$ (m <sup>2</sup> )	$2.54 \times 10^{-10}$
	孔隙尺寸	$a_p$ (m)	$1.53 \times 10^{-4}$
	弯曲度	$\alpha$	1.25
	框架体积弹性模量	$K_b$ (Pa)	$5.31 \times 10^7$
	框架剪切模量	$\mu$ (Pa)	$5.58 \times 10^6$
气泡参数	气体密度	$\rho_g$ (kg/m <sup>3</sup> )	1.1691
	气体声速	$c_g$ (m/s)	340
	多孔介质环境压强	$P_\infty$ (Pa)	$1.01 \times 10^5$
	气体热扩散系数	$D$ (m <sup>2</sup> /s)	$2.4 \times 10^{-5}$
	表面张力	$\sigma$ (N/m)	$72.75 \times 10^3$
	比热	$\gamma_g$	1.4
	平均气泡半径	$R_0$ (mm)	5

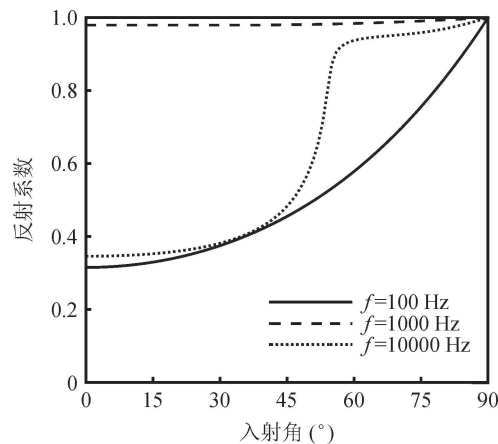


图 2 气泡含量 0.001 时, 气泡半径 5 mm, 不同频率情况下, 平面波反射系数随入射角的变化

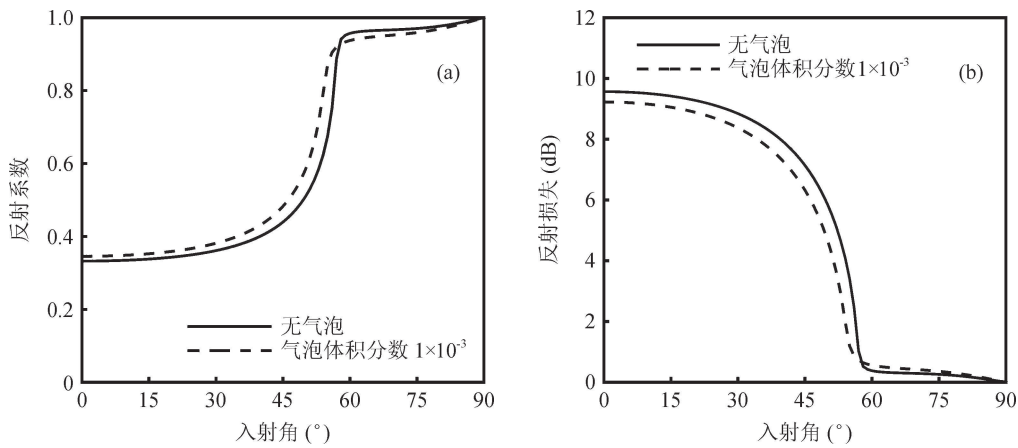


图 3 声波频率 10000 Hz, 气泡半径 5 mm, 有无气泡情况下反射系数和反射损失随入射角度的变化

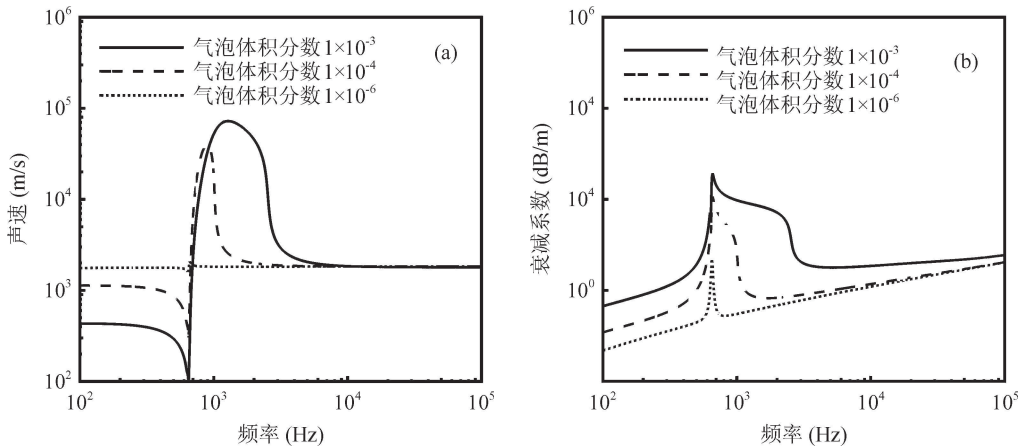


图 4 气泡半径 5 mm, 不同气泡含量下, 快纵波声速和衰减系数随频率的变化

图 2 中虚线为入射声波频率 1000 Hz 情况下的反射系数, 此时声波频率接近气泡的共振频率, 图 4 中也可看出 1000 Hz 频率下含气泡的沉积物呈现高声速和高衰减, 这是气泡产生共振的结果。此时声波无论以何种角度入射, 反射系数都很大, 接近于 1, 呈现对声波的高反射性。

图 2 中点线为入射声波频率 10000 Hz 情况下的反射系数, 此时的声波频率远高于气泡的共振频率, 声速趋于不含气泡时的沉积物声速, 衰减高于不含气泡时的沉积物衰减。从图 3 中可以看出入射角小于临界角时, 由于气泡的反向散射贡献了一部分声能, 含气泡沉积物的反射系数要高于不含气泡下的沉积物反射系数; 入射角大于临界角时, 由于含气泡沉积层相对于不含气泡沉积层较大的声吸收而产生了附加的能量衰减, 导致其反射系数小于不含气泡情况下的反射系数。

图 4 给出了气泡半径 5 mm, 不同气泡含量下, 快纵波声速和衰减系数随频率的变化; 图 5 给出了气泡半径 5 mm, 不同气泡含量下, 垂直入射声波反射系数随频率的变化曲线。可以发现, 与声速频散和

衰减的频率特性相近的是, 反射系数的变化也分为 3 个频段。声波频率低于气泡谐振频率时, 反射系数低于不含气泡时的声反射系数; 声波频率接近气泡共振频率时, 反射系数明显高于不含气泡的声反射系数, 接近于 1, 含气泡的沉积物呈现很难被声穿透; 声波频率高于气泡的谐振频率时, 声波的反射系数接近于不含气泡时的反射系数。

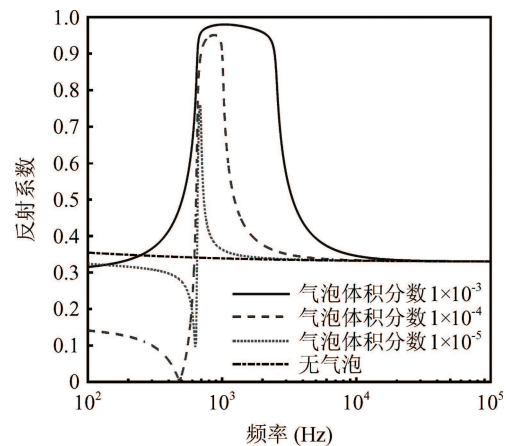


图 5 气泡半径 5 mm, 不同气泡含量下, 垂直入射声波反射系数随频率的变化

值得注意的是, 气泡含量 0.0001 和 0.00001 时, 随着频率的增大, 垂直入射反射系数先减小到极小值, 然后增大到极大值, 最后减小趋于不含气泡时沉积物的反射系数。原因是气泡含量 0.0001 和 0.00001 时, 低于气泡共振频率时, 沉积物的声阻抗仍高于水的声阻抗, 随着频率的增大, 沉积物的声阻抗逐渐减小, 当接近水的声阻抗时, 反射系数最小, 随后沉积物的声阻抗继续逐渐减小, 并渐渐远离水的声阻抗, 反射系数再增大。气泡含量 0.001 时, 随着频率的增大, 垂直入射反射系数先增大到极大值然后减小趋于不含气泡时沉积物的反射系数。此时没有在气泡共振频率附近减小到极小值的过程, 原因是当前气泡体积分数较大, 低频声速较低 432 m/s, 沉积物声阻抗低于水的声阻抗, 随着频率增加沉积物声阻抗逐渐减小, 一直远离水的声阻抗, 导致反射系数逐渐增加。

### 3 结论

本文推导了声波从水入射到水-含气泡多孔介质界面时的反射系数, 数值分析表明声反射系数的频率特性与气泡含量密切相关。气泡含量很低时, 低频下沉积物的声阻抗仍高于水的声阻抗, 这种情况下, 在气泡的共振频率附近, 随着频率的增加, 反射系数先减小到极小值后增大到极大值。气泡含量高的情况下, 低频下沉积物的声阻抗低于水的声阻抗, 这种情况下, 在气泡的共振频率附近, 随着频率的增加, 反射系数没有减小的过程, 而是在较宽的频段维持极大值。

数值仿真表明在气泡的共振频率附近, 水-含气泡多孔介质界面的反射系数很大, 呈现很难被声穿透的特性。而对于本文仿真的单一气泡分布的情况, 高于气泡谐振频率则趋于不含气泡时的声反射系数。然而实际中含气泡海洋沉积物中的高频声信号往往是难以被观测到, 体现了含气泡海洋沉积物难以被声穿透的频率特性, 这是由于海洋沉积中的气泡往往从大到小有一定的分布, 气泡共振频率往往覆盖很宽的频率范围, 使得水-含气泡沉积物界面的反射系数以及含气泡沉积物的衰减在很宽的频段上都很大。值得注意的是, 本文水-含气泡沉积物界面反射系数的推导是基于单一气泡分布的海洋沉积物, 可推广至任意气泡分布的海洋沉积物中。

### 参 考 文 献

- 1 万琳, 范军, 汤涓霖. 海底掩埋物的目标强度和回声信混比. 声学学报, 2006; **31**(2): 151—157
- 2 刘建军, 李风华, 郭良浩. 浅海混响的垂直相关和海底反射损失与散射强度的反演. 声学学报, 2004; **29**(1): 49—56
- 3 Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1956; **28**(2): 168—178
- 4 Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. High-frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1956; **28**(2): 179—191
- 5 Stoll R D, Bryan G M. Wave attenuation in saturated sediments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1970; **47**(5): 1440—1447
- 6 Stoll R D. Sediment acoustics. New York: Springer, 1989: 57—75
- 7 Stoll R D, Kan T K. Reflection of acoustic waves at a water-sediment interface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1981; **70**(1): 149—156
- 8 Chotiros N P. Biot model of sound propagation in water-saturated sand. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995; **97**(1): 379A
- 9 Altenburg R A, Chotiros N P, Faulkner C M. Plane wave analysis of acoustic signals in a sandy sediment. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1991; **89**(1): 165—170
- 10 周来江, 朴胜春, 杨士莪. 平面波与线性粘弹海底的反射和折射. 声学学报, 2009; **34**(2): 136—141
- 11 彭临慧, 赵燕鹏, 郁高坤. 声波在水-多孔介质海底界面上的反射与透射. 中国海洋大学学报自然科学版, 2007; **37**(4): 671—675
- 12 曹正良, 张叔英, 马在田. BICSQS 模型与 Biot-Stoll 模型海底界面声波反射和散射的比较. 声学学报, 2006; **31**(5): 389—398
- 13 乔文孝, 王宁. 声波在两种多孔介质界面上的反射和透射. 地球物理学报, 1992; **35**(2): 242—248
- 14 乔文孝, 杜光升, 聂士忠. 声波在液浸多层多孔介质中的反射和透射. 中国石油大学学报自然科学版, 1992(4): 113—120
- 15 周来江, 杨士莪. 平面波与层状多孔介质海底的反射和透射. 声学技术, 2010; **29**(6): 559—564
- 16 Best A I, Tuffin M D J, Dix J K *et al.* Tidal height and frequency dependence of acoustic velocity and attenuation in shallow gassy marine sediments. *J. Geophys. Res. Atmos.*, 2004; **109**(8): 589—600
- 17 Tóth Z, Spiess V, Keil H. Frequency-dependence in seismo-acoustic imaging of shallow free gas due to gas bubble resonance. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2015; **120**: 8056—8072
- 18 郑广赢, 黄益旺. 气泡线性振动对含气泡水饱和多孔介质声传播的影响. 物理学报, 2016; **65**(23): 234301
- 19 Jackson D R, Richardson M D, Isakson M J *et al.* High-frequency seafloor acoustics. New York: Springer, 2007: 298—300