

# 流体饱和多孔圆柱体的声波散射

周宇峰 王耀俊

(南京大学近代声学国家重点实验室, 声学研究所, 南京 210093)

马 力 高天赋

(中国科学院声学研究所, 北京 100080)

(1999 年 4 月 19 日收到, 1999 年 6 月 28 日收到修改稿)

依据 Biot-Stoll 的流体饱和多孔媒质声传播理论, 考虑了流体粘滞和骨架非弹性损耗引起的衰减因素, 研究了多孔圆柱体对平面声波的散射特性. 计算了在开孔和闭孔状态下多孔圆柱的背向散射形式函数和散射声强的方向分布, 以及边界处的力学状况和声传播中的损耗因素对散射特性的影响. 利用宽带超声实验系统测量了多孔圆柱的背向散射谱. 实验测量结果与理论预计值符合得较好.

PACC: 4320; 6265

## 1 引 言

弹性圆柱体对声波散射特性的研究长期以来是声学工作者十分感兴趣的课题之一. 早在 50 年代, Faran 就讨论过流体中固体圆柱对声波的散射<sup>[1]</sup>, White 则研究了弹性固体中异质弹性圆柱体对入射纵波和入射横波(SV 横波和 SH 横波)的散射特性<sup>[2]</sup>. 这些早期工作为深入研究弹性固体圆柱对声波的散射奠定了基础. 随着水中目标声波检测和材料(尤其是纤维增强型复合材料)超声评价研究工作的发展, 有关弹性圆柱体对平面声波的散射特性至今已有许多理论和实验结果<sup>[3-6]</sup>, 所研究的散射体也从各向同性固体扩展至较复杂的各向异性固体<sup>[7]</sup>和柱状分层固体<sup>[8-10]</sup>.

实际检测中遇到的散射体往往是多孔媒质(如岩体、沉积物、陶瓷等)圆柱体, 其中存在相互连通的孔隙. Biot 理论预示流体饱和的多孔媒质中可以传播三种体波<sup>[11]</sup>, 即快纵波、横波和慢纵波. 慢纵波的存在对多孔圆柱体声波散射特性的影响是人们关心的问题. Laperre 等人曾讨论了浸没于水中的多孔圆柱在不同边界状态(开孔和闭孔)时超声的散射特性<sup>[12]</sup>, 指出了慢纵波对背向散射谱的影响, 但他们的研究并没有计及慢纵波在多孔媒质中的衰减<sup>[13]</sup>.

本文从 Biot-Stoll 理论模型出发, 考虑了流体粘滞和骨架非弹性损耗对声传播特性的影响, 推导出流体饱和多孔媒质圆柱体的散射方程, 方程中引入

表面流阻抗, 将开孔和闭孔两种边界情况统一起来. 具体计算了一种石英砂圆柱样品的背向散射形式函数和散射声强的方向分布. 利用宽带超声实验系统测量了多孔圆柱体样品界面处于开孔状态时的背向散射谱, 实验测量值与理论预计符合得较好.

## 2 理论分析

设有位移势为  $\phi_i$  的平面声纵波在流体中沿  $x$  轴方向垂直入射到一无限长的多孔圆柱体表面(图 1 给出圆柱体的横截面,  $a$  表示其半径), 令入射平面波声压振幅为 1, 则在柱坐标系中其位移势函数可表示为

$$\phi_i = \frac{1}{\rho_f \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} e_n (i)^n J_n(k_f r) \cos(n\theta), \quad (1)$$

其中  $i = \sqrt{-1}$ ,  $k_f = \frac{\omega}{C_f}$ ,  $\omega$  为振动角频率,  $C_f$  为流体

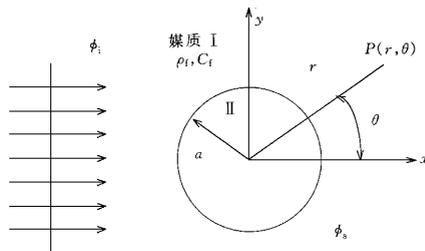


图 1 圆柱状多孔媒质的横截面和计算散射声场时所取坐标系示意图

中声速,  $\rho_f$  为流体密度,  $J_n(\cdot)$  为  $n$  阶 Bessel 函数,  $e_n$  为 Neumann 因子,

$$e_n = \begin{cases} 1 & n = 0, \\ 2 & n \geq 1. \end{cases} \quad (2)$$

为方便计, 在 (1) 式和以下的讨论中, 略去各物理量的公共时间因子  $e^{-i\omega t}$ .

柱坐标系中势函数为  $\phi_i$  的入射声波产生的径向位移分量  $u_r$ 、切向位移分量  $u_\theta$  和声压  $p_f^{(i)}$  分别为

$$\begin{aligned} u_r &= \partial \phi_i / \partial r, \\ u_\theta &= \partial \phi_i / r \partial \theta, \\ p_f^{(i)} &= \rho_f \omega^2 \phi_i. \end{aligned} \quad (3)$$

在流体媒质中, 多孔圆柱体产生的散射波位势  $\phi_s$  可表示为

$$\phi_s = \sum_{n=0}^{\infty} D_n H_n^{(1)}(k_f r) \cos(n\theta), \quad (4)$$

其中  $H_n^{(1)}(\cdot)$  为第一类  $n$  阶 Hankel 函数,  $D_n$  为待定系数. 与 (3) 式相类似, 可以写出散射声波所产生的位移分量和声压.

入射声波将在多孔媒质中激发声场. 以  $\phi_s, \phi_f$  分别表示固体骨架和孔隙流体中声场的标量势,  $\psi_s, \psi_f$  表示矢量势, 它们分别满足下列波动方程<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned} &\rho_{11} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi_s + \rho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi_f + b \frac{\partial}{\partial t} (\phi_s - \phi_f) \\ &= P \nabla^2 \phi_s + Q \nabla^2 \phi_f, \\ &\rho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi_s + \rho_{22} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi_f - b \frac{\partial}{\partial t} (\phi_s - \phi_f) \\ &= Q \nabla^2 \phi_s + R \nabla^2 \phi_f, \\ &\rho_{11} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi_s + \rho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi_f + b \frac{\partial}{\partial t} (\psi_s - \psi_f) = N \nabla^2 \psi_s, \\ &\rho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi_s + \rho_{22} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi_f - b \frac{\partial}{\partial t} (\psi_s - \psi_f) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $P, N, Q, R$  为描述流体饱和多孔媒质的等效弹性常数,  $\rho_{11}, \rho_{22}$  为骨架和流体的等效密度,  $\rho_{12}$  为两者的耦合密度,  $b$  为与流体粘滞有关的量,

$$b = \frac{\eta \beta^2}{\kappa} F(\xi), \quad (7)$$

$\beta$  为多孔媒质的体积孔隙度,  $\eta, \kappa$  分别为流体的粘滞系数和孔隙媒质的渗透率,  $F(\xi)$  为粘滞系数的频率修正函数,

$$F(\xi) = \frac{\zeta T(\xi)}{4[1 + 2i T(\xi) \zeta]}, \quad (8)$$

$$T(\xi) = \frac{\text{ber}'(\xi) + i \text{ber}i(\xi)}{\text{ber}(\xi) + i \text{bei}(\xi)}, \quad (9)$$

$$\xi = a_p \sqrt{\frac{\omega \rho_f}{\eta}}, \quad (10)$$

$\text{ber}(\xi), \text{bei}(\xi)$  为复 Kelvin 函数的实部和虚部,  $a_p$  为孔径参数.

多孔媒质的非弹性损耗可以用多孔样品的复体弹性模量  $\bar{K}_b = K_b + iK_b'$  和切变模量  $\bar{\mu}_b = \mu_b + i\mu_b'$  的虚部来表征<sup>[13]</sup>. 实验测量的纵振动和弯曲振动的对数衰减因子  $\delta_E$  和  $\delta_S$  与体弹性模量和切变模量的虚部与实部比值分别满足以下关系:

$$\delta_E = \pi \frac{K_b'}{K_b}, \quad \delta_S = \pi \frac{\mu_b'}{\mu_b}. \quad (11)$$

考虑到  $r=0$  处声学量的有限性, 多孔圆柱中声场位势可表示为 (对于垂直入射,  $\psi = \hat{z}\psi, \hat{z}$  为  $z$  方向的单位矢量)

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n(k_+ r) \cos(n\theta), \\ \phi_2 &= \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_n(k_- r) \cos(n\theta), \\ \psi &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n J_n(k_s r) \sin(n\theta), \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $k_+ = \omega / C_{p1}, k_- = \omega / C_{p2}, k_s = \omega / C_s, C_{p1}, C_{p2}, C_s$  分别为流体饱和的多孔媒质中快纵波、慢纵波和横波的波速, 波速可以从方程 (5) 和 (6) 中解得.

由于流体饱和的多孔媒质中固体骨架与孔隙流体间存在相对运动, 声场中固体骨架与孔隙流体上所产生的平均位移分量  $\mathbf{u}, \mathbf{U}$  和应力 (压力)  $\tau_{ij}^s, p_f$  并不相同, 它们可分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \nabla \phi_1 + \nabla \phi_2 + \nabla \times \boldsymbol{\psi}, \\ \mathbf{U} &= \mu_1 \nabla \phi_1 + \mu_2 \nabla \phi_2 + \mu_3 \nabla \times \boldsymbol{\psi}, \\ \tau_{ij}^s &= [(P - 2N) \nabla \cdot \mathbf{u} + Q \nabla \cdot \mathbf{U}] \delta_{ij} \\ &\quad + N \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$p_f = -[Q \nabla \cdot \mathbf{u} + R \nabla \cdot \mathbf{U}] \beta,$$

其中  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  为与多孔媒质的力学性有关的量<sup>[11]</sup>.

在界面  $r=a$  处边界条件可有如下的表达式 (表达式中上标 (i) (s) 分别为与入射声波和散射声波有关的量):

1) 在表面开孔分布均匀, 孔的间距远小于声波波长的情况下, 负载流体与孔内流体的径向体积速度连续

$$\beta v_r^f + (1 - \beta) v_r^s = v_r^{(i)} + v_r^{(s)}, \quad (14)$$

其中  $v_r^f$  和  $v_r^s$  分别为多孔媒质中孔隙流体和骨架的质点径向速度,  $v_r^{(i)}$  和  $v_r^{(s)}$  分别为入射和散射声波产生的质点径向速度.

2) 负载流体和多孔媒质的径向总应力连续

$$\tau_{rr}^s - p_f = -(p_f^{(i)} + p_f^{(s)}). \quad (15)$$

3) 界面上骨架的切向应力消失

$$\tau_{r\theta}^s = 0. \quad (16)$$

4) 从流体到骨架的压力和相对速度平衡

$$p_f - (p_f^{(i)} + p_f^{(s)}) = T(\alpha v_r^f - v_r^s), \quad (17)$$

其中  $T$  定义为表面流阻抗. 对于开孔状态,  $T=0$ , 负载流体与孔隙流体中声压连续 (17) 式可化简为

$$p_f = p_f^{(i)} + p_f^{(s)}. \quad (18)$$

对于闭孔状态,  $T=\infty$ , 孔隙流体和骨架的法向速度相等 (17) 式可化简为

$$v_r^s = v_r^f. \quad (19)$$

利用上述边界条件 (14)–(17) 式和声场中位移、应力和声压的表达式 (3)–(13), 可得到系数  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$  所满足的矩阵方程式:

$$|a_{ij}^{(n)}| |A_n, B_n, C_n, D_n|^T = |F_{in}|, \quad (20)$$

其中  $i, j=1, 2, 3, 4$ .  $a_{ij}^{(n)}$  和  $F_{in}$  各元素表达式详见附件. 由线性方程组可求得流体中散射纵波系数  $D_n$ .

## 2.1 散射形式函数

当  $k_f r \gg 1$  时, 第一类 Hankel 函数可作远场近似展开:

$$H_n^{(1)}(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{i[x - (n + \frac{1}{2})\frac{\pi}{2}]}. \quad (21)$$

在远场条件下, 可引入散射形式函数 (form function)<sup>[3]</sup>:

$$f(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\theta), \quad (22)$$

其中  $f_n(\theta) = \left(\frac{2}{\pi k_f a i}\right)^{1/2} D_n i^{-n} \cos(n\theta)$ .  $\theta = \pi$  时的散射形式函数称为背向散射形式函数, 其幅值称为背向散射谱, 与背向散射波与入射波频谱幅值之比有关. 背向散射谱的最终表达式为

$$|f(\pi)| = \left| \left(\frac{2}{\pi k_f a}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} D_n i^n \right|. \quad (23)$$

## 2.2 散射声强

圆柱体散射波的声强可由散射声波产生的声压  $p_f^{(s)}$  和质点振动速度  $v^{(s)}$  确定:

$$I_s = \frac{1}{2} \text{Re} \{ p_f^{(s)} \cdot v^{(s)*} \}, \quad (24)$$

其中  $\text{Re}(\cdot)$  为取复数的实部, 上标  $*$  为取复数共轭.

$$p_f^{(s)} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \rho_f \omega^2 H_n^{(1)}(k_f r) \cos(n\theta), \quad (25)$$

$$v^{(s)} = -i\omega \sum_{n=0}^{\infty} D_n k_f H_n^{(1)}(k_f r) \cos(n\theta).$$

将 (25) 式代入 (24) 式, 可得到散射声强的最终表达式为

$$I_s = -i \frac{1}{2} \rho_f \omega^2 k_f \text{Re} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [D_m H_m^{(1)}(k_f r) \cdot \cos(m\theta)] [D_n H_n^{(1)}(k_f r) \cos(n\theta)]^* \right\}. \quad (26)$$

显然, 散射声强与散射方向角度有关. 在远场条件下计算散射声强的分布时, 可对 (26) 式中 Hankel 函数作近似展开, 使计算简化.

## 3 数值计算

数值计算了一种多孔媒质中流体粘滞、固体骨架非弹性损耗, 以及多孔圆柱体表面边界条件对声散射的影响. 计算中选用的多孔媒质的物理参数如表 1 所示. 当不考虑流体粘滞和固体骨架非弹性损耗因素计算散射声场时, 只需令衰减因子  $\delta_S$ ,  $\delta_E$  和流体粘滞修正因子  $b$  为零即可. 为了比较, 本文还给出了孔隙度  $\beta=0$ , 即弹性常数与固体骨架相同的各向同性固体圆柱的散射特性.

表 1 流体饱和和多孔媒质的物理参数

$K_s/\text{GPa}$	$K_f/\text{GPa}$	$K_b/\text{GPa}$	$\mu_b/\text{GPa}$	$\rho_s/(\text{g}/\text{cm}^3)$	$\rho_f/(\text{g}/\text{cm}^3)$
49.9	2.25	5.17	2.8	2.48	1.00
$\delta_S$	$\delta_E$	$\eta/(\text{N}\cdot\text{S}/\text{m}^2)$	$\kappa/\text{m}^2$	$\beta$	$\alpha$
0.15	0.15	0.001	$1.0 \times 10^{-10}$	0.38	1.79

注:  $K_s$  为固体骨架的体弹性模量,  $\alpha$  为结构因子.

图 2(a) 和 (b) 分别为多孔圆柱在闭孔和开孔状态下的背向散射谱. 图 3 为固体圆柱的背向散射谱. 图 4 和图 5 分别为多孔圆柱在开孔状态下和固体圆柱在远场条件下的散射声强分布 (仅给出声强的相对值).

从图 2 至图 5 的比较分析中, 可以得到关于流体饱和和多孔圆柱体声波散射特性的一些结论:

1. 由于流体饱和的多孔媒质中可以传播三种体波, 因此与各向同性固体圆柱相比, 其散射曲线中共振峰的数目较多. 显然慢纵波的存在对散射有较

大的影响<sup>[12]</sup>.

2. 多孔媒质圆柱的散射特性与边界处的力学情况密切相关. 表面流阻抗在不同的范围对散射的影响也不同. 图 6 分别为  $k_f a = 1.0$  和  $k_f a = 2.0$  时多孔圆柱表面流阻抗从开孔状态 ( $T \rightarrow 0$ ) 变化至闭孔状态 ( $T \rightarrow \infty$ ) 时背向散射谱的变化. 研究表明, 球状多孔介质的声波散射与边界条件之间的依赖关系也有类似的特点<sup>[14]</sup>.

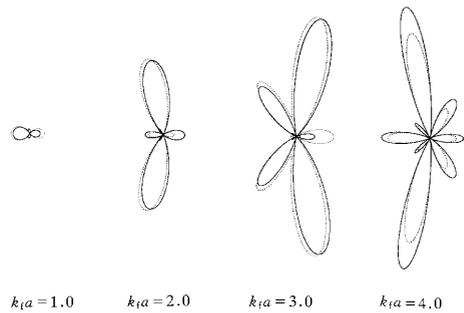


图 4 多孔媒质圆柱处于开孔状态时散射声强随散射角度的变化. 曲线说明同图 2

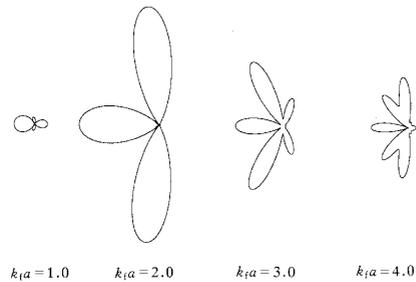


图 5 各向同性固体圆柱散射声强随散射角度的变化

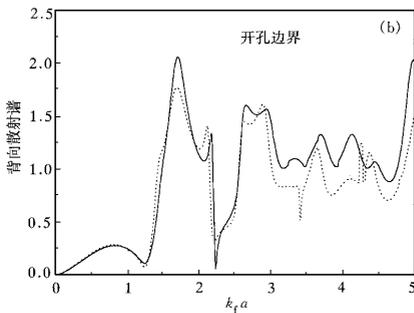
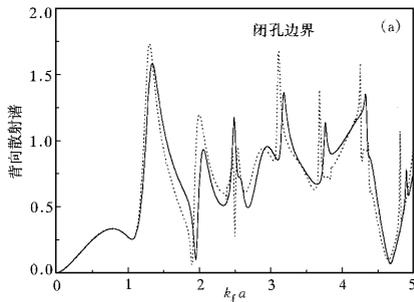


图 2 多孔媒质圆柱边界为闭孔 (a) 和开孔 (b) 时背向散射谱随  $k_f a$  的变化曲线. ——为考虑流体粘滞和骨架非弹性损耗的结果, .....为未考虑损耗因素的结果

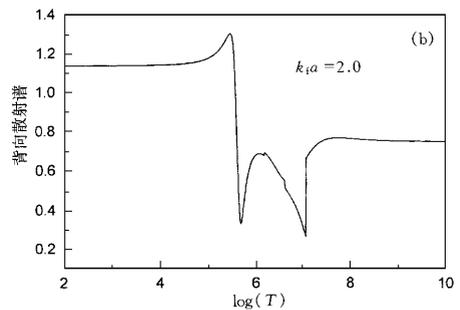
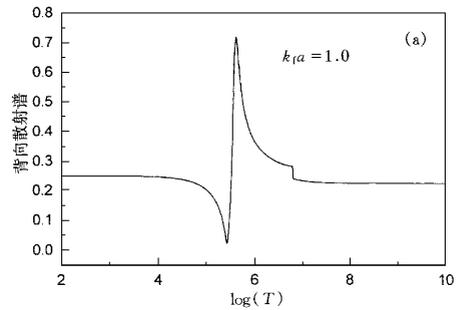


图 6 多孔圆柱表面流阻抗对背向散射形式函数的影响

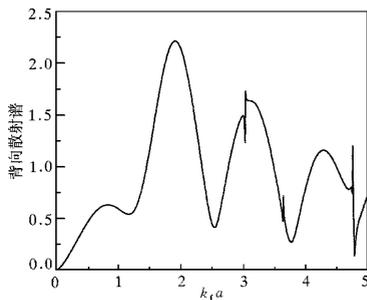


图 3 各向同性固体圆柱背向散射谱随  $k_f a$  的变化曲线



3. 当考虑了流体粘滞和骨架非弹性损耗对流体饱和的多孔媒质中声传播的影响后,多孔媒质圆柱的散射特性与未加修正的计算结果基本类似,但散射强度变化较大.

4. 对于任何声波频率,散射声强均随散射角度变化.当  $k_f a$  较小时(例如图 4 和图 5 中  $k_f a = 1.0$  时)指向性较明显,而当  $k_f a$  较大时,散射声强随散射角度迅速变化.

### 4 背向散射谱的实验测量

测量了一种水饱和的多孔圆柱体的背向散射谱,所用的实验样品由石英砂胶结而成(样品半径  $a = 1 \text{ mm}$ ).实验中采用的宽频带超声背向散射谱测量系统如图 7 所示.其中脉冲发生器产生一宽带高电压负脉冲,此电脉冲经换能器转换成声脉冲.未放置样品时,换能器接收到的是来自反射体的声波反射信号;当放入样品时,换能器接收到的是圆柱体的背向散射信号.换能器将接收到的声信号转换成电信号,经电路前置处理(如限幅、放大等)后进入数字存储示波器,数字化的接收信号通过 IEEE-488 或 GPIB 接口传输到计算机,计算机中的测量软件负责对信号进行分析和处理.实验中使用的换能器中心频率为  $1.1 \text{ MHz}$ ,带宽为  $600 \text{ kHz}$ .

对不加样品时反射体的直接反射信号进行 Fourier 变换,可得到测试系统的频率响应  $S(\omega)$ ;同样,从样品的散射信号可得其背向散射信号的频谱,

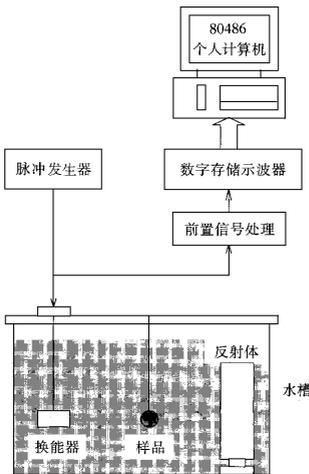


图 7 宽带超声传播实验系统装置示意图

以  $R(\omega)$  表示.这样最后可求得圆柱样品的背向散射谱为

$$|f(\pi)| = \frac{R(\omega)}{S(\omega)} \tag{27}$$

图 8(a)为反射体的回波信号,(b)为多孔圆柱体的背向散射信号.将它们分别作 Fourier 变换后代入(27)式,即可得到多孔圆柱的背向散射谱,结果由图 9 中圆点线表示,图 9 中实线表示由(23)式计算得到的理论值,计算时所用的参数见表 1.

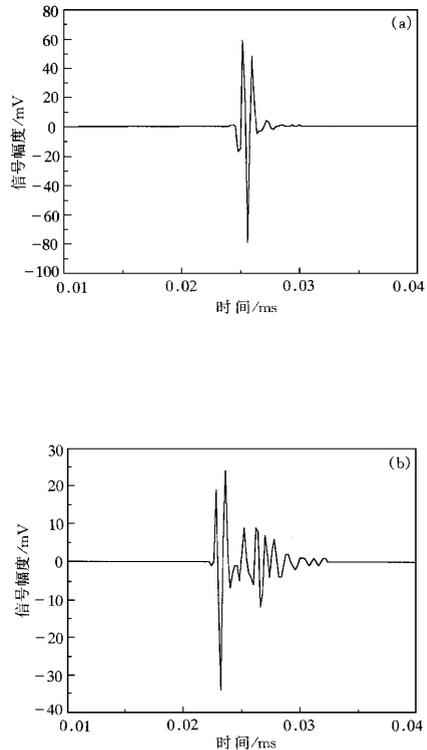


图 8 反射体的反射信号(a)和多孔圆柱的散射信号(b)

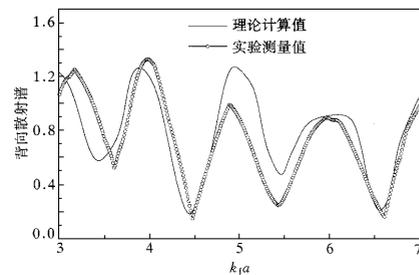


图 9 多孔圆柱的背向散射谱实验值与理论值的比较 圆点为实验值,——为理论值

## 5 结束语

本文研究了流体饱和的多孔圆柱对平面声波的散射特性,具体计算了在开孔和闭孔状态下的背向散射形式函数和开孔状态下散射声强的方向分布.由于多孔媒质是一种两相媒质,孔隙流体与固体骨架间可能存在相对运动,与各向同性固体圆柱相比,多孔圆柱的散射特性对边界条件非常敏感,媒质的损耗因素对声传播影响也较大.利用宽带声传播实验系统,测量了多孔圆柱的背向散射谱,实验测量结果与理论预计结果符合得较好.

感谢中国科学技术大学吴昆裕教授提供多孔圆柱样品,帮助测量样品的物理参数以及对本文有益的探讨.

## 附录 $a_{ij}^{(n)}$ , $F_{in}$ 各元素的表达式

$$a_{1,1}^{(n)} = (1 - \beta + \mu_1 \beta) k_+ J_n'(k_+ a),$$

$$a_{1,2}^{(n)} = (1 - \beta + \mu_2 \beta) k_- J_n'(k_- a),$$

$$a_{1,3}^{(n)} = (1 - \beta + \mu_3 \beta) \frac{n}{a} J_n(k_s a),$$

$$a_{1,4}^{(n)} = -k_1 H_n^{(1)}(k_1 a),$$

$$a_{2,1}^{(n)} = [(P - 2N + Q) + \mu_1(Q + R)] \cdot \left[ k_+^2 J_n''(k_+ a) + \frac{k_+}{a} J_n'(k_+ a) - \frac{n^2}{a^2} J_n(k_+ a) \right] + 2Nk_+^2 J_n''(k_+ a),$$

$$a_{2,2}^{(n)} = [(P - 2N + Q) + \mu_2(Q + R)] \cdot \left[ k_-^2 J_n''(k_- a) + \frac{k_-}{a} J_n'(k_- a) - \frac{n^2}{a^2} J_n(k_- a) \right] + 2Nk_-^2 J_n''(k_- a),$$

$$a_{2,3}^{(n)} = \frac{2N}{a} \left[ k_s n J_n'(k_s a) - \frac{n}{a} J_n(k_s a) \right],$$

$$a_{2,4}^{(n)} = \lambda_1 k_1^2 H_n^{(1)}(k_1 a),$$

$$a_{3,1}^{(n)} = \frac{2}{a} \left[ -k_+ n J_n'(k_+ a) + \frac{n}{a} J_n(k_+ a) \right],$$

$$a_{3,2}^{(n)} = \frac{2}{a} \left[ -k_- n J_n'(k_- a) + \frac{n}{a} J_n(k_- a) \right],$$

$$a_{3,3}^{(n)} = -k_s^2 J_n''(k_s a) + \frac{k_s}{a} J_n'(k_s a) - \frac{n^2}{a^2} J_n(k_s a),$$

$$a_{3,4}^{(n)} = 0,$$

$$a_{4,1}^{(n)} = \frac{(Q + \mu_1 R)}{\beta} \left[ k_+^2 J_n''(k_+ a) + \frac{k_+}{a} J_n'(k_+ a) - \frac{n^2}{a^2} J_n(k_+ a) \right] + T[\alpha(\mu_1 - 1)k_+ J_n'(k_+ a)],$$

$$a_{4,2}^{(n)} = \frac{(Q + \mu_2 R)}{\beta} \left[ k_-^2 J_n''(k_- a) + \frac{k_-}{a} J_n'(k_- a) - \frac{n^2}{a^2} J_n(k_- a) \right] + T[\alpha(\mu_2 - 1)k_- J_n'(k_- a)],$$

$$a_{4,3}^{(n)} = \frac{T\beta}{a} n(\mu_3 - 1) J_n(k_s a),$$

$$a_{4,4}^{(n)} = \rho_1 \omega^2 H_n^{(1)}(k_1 a),$$

$$F_{1n} = \frac{1}{\rho_1 \omega^2} e_n(i) \gamma k_1 J_n(k_1 a),$$

$$F_{2n} = -\frac{1}{\rho_1 \omega^2} e_n(i) \gamma k_1^2 \lambda_1 J_n(k_1 a),$$

$$F_{3n} = 0,$$

$$F_{4n} = -e_n(i) \gamma J_n(k_1 a).$$

- [1] J. Faran Jr. *J. Acoust. Soc. Am.* **23**(1951) 405.
- [2] R. M. White *J. Acoust. Soc. Am.* **30**(1958) 771.
- [3] D. D. Doolittle, H. Überall, *J. Acoust. Soc. Am.* **39**(1966), 272.
- [4] D. J. Jain, R. P. Kanwal *J. Appl. Phys.* **50**(1979) 4067.
- [5] J. M. Baik, R. B. Thompson, *J. Nondestruct. Eval.* **4**(1984), 177.
- [6] P. Beatie, R. C. Chivers, L. W. Anson, *J. Acoust. Soc. Am.* **94**(1993) 3421.
- [7] F. Honarvar, A. N. Sinclair, *J. Acoust. Soc. Am.* **100**(1996), 57.
- [8] W. Huang, Y. J. Wang, S. I. Rokhlin, *J. Acoust. Soc. Am.* **99**(1996) 2742.
- [9] Wang Yao-jun (Y. J. Wang), Zhu Wei-yong, *Chin. Phys. Lett.* **13**(1996) 20.
- [10] 朱为勇、王耀俊, *声学学报*, **23**(1998), 305 [Zhu Wei-yong, Wang Yao-jun, *Acta Acustica* **23**(1998) 305 (in Chinese)].
- [11] M. A. Biot, *J. Acoust. Soc. Am.* **28**(1956) 168.
- [12] J. Laperre, *W. Thys, Acoust. Lett.* **16**(1992) 9.
- [13] R. D. Stoll, *Acoustic Waves in Saturated Sediments, in Physics of Sound in Marine Sediments*, edited by L. Hampton (Plenum, New York, 1974).
- [14] 马力, *声学学报*, **21**(1996), 394 [Ma Li, *Acta Acustica* **21**(1996) 394 (in Chinese)].

# SOUND SCATTERING BY FLUID-SATURATED POROUS CYLINDERS

ZHOU YU-FENG WANG YAO-JUN

(*State Key Laboratory of Modern Acoustics and Institute of Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093*)

MA LI GAO TIAN-FU

(*Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

(Received 19 April 1999 ; revised manuscript received 28 June 1999)

## ABSTRACT

The scattering characteristics of plane acoustic waves by fluid-saturated porous cylinders are studied by using the Biot-Stoll's theory with consideration of loss factors, such as the viscosity of fluid and the nonelastic loss of solid skeleton. The backscattering form functions and the scattering intensity patterns of a porous cylinder with sealed and open pore boundaries are calculated. The boundary conditions and loss factors in porous media are found to have a great influence on scattering. By using a broad-band ultrasonic experiment system, we have measured the backscattering spectrum of the porous cylinder sample, which is found to be in good agreement with the predicted results.

**PACC** : 4320 ; 6265