

非均匀饱和黏性流体孔隙介质中 声波传播及井孔声场分析*

彭凡¹⁾²⁾³⁾ 张秀梅^{1)2)3)†} 刘琳¹⁾²⁾³⁾ 王秀明¹⁾²⁾³⁾

1) (中国科学院声学研究所, 声场声信息国家重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (中国科学院声学研究所, 北京市海洋深部钻探研究中心, 北京 100190)

(2022年9月25日收到; 2022年11月2日收到修改稿)

声波在饱和流体孔隙介质中的传播特性与流体的黏滞性及孔隙介质的非均匀性密切相关. 本文在 Biot 理论上, 考虑了孔隙流体的剪切应力及孔隙结构的非均匀性, 采用含黏性流体孔隙介质中的波动理论, 研究了孔隙介质中四种体波的频散和衰减特性, 分析了慢横波对快纵波转换散射的影响, 进一步推导了孔隙地层井孔中的模式波及其声场的解析解, 研究了非均匀孔隙介质中井孔模式波和波列的特征. 研究结果表明, 含黏性流体孔隙介质中存在慢横波, 慢横波的频散很强, 其传播特征受到介质孔隙度、渗透率及孔隙流体黏度的影响. 在非均匀孔隙介质中, 与慢横波相关的剪切应力平衡过程不仅导致快纵波的频散和衰减, 还会影响井孔伪瑞利波及斯通利波的传播特征. 本文的工作完善了孔隙介质中声波传播的物理机制, 为孔隙地层井孔声波的解释与应用提供了理论指导.

关键词: 慢横波, 非均匀孔隙介质, 黏性流体, 井孔声波**PACS:** 04.30.Nk, 91.30.Cd, 91.60.Qr, 91.60.Np**DOI:** 10.7498/aps.72.20221858

1 引言

孔隙介质一般是由固体骨架和充填在骨架间的孔隙流体构成, 在地下富含油气的储层、工程生产和日常生活等涉及的材料中广泛分布. 因此, 研究声波在孔隙介质中的传播规律在油气勘探、材料工程及无损检测等方面具有重要作用^[1-3]. Biot^[4-6] 早年建立的单一流体饱和的孔隙介质弹性波动力学理论, 又称为 Biot 理论, 目前已成为研究孔隙介质中声波传播的基本理论. Rosenbaum^[7] 利用 Biot 理论研究了孔隙地层包围的井孔中声波的传播, 形成了 Biot-Rosenbaum 理论. 应用这些理论, 学者们更加深入地研究了井孔声波响应及其与孔隙地

层中的岩性和物性参数之间的联系, 发展了声波测井数据处理方法并建立了岩石储层物理解释模型. 例如: 建立了利用声波时差评估地层孔隙度的公式; 提出了利用井孔模式波反演地层渗透率、利用测井声波的衰减获取孔隙流体信息等方法^[8-10]. 然而, 理论和实际应用研究表明, 基于 Biot 理论得到的一些结果与实际观测结果存在很大的差异, 多数情况下低估了实际孔隙介质中的频散与衰减^[11-13]. 究其原因之一, Biot 理论假设所研究的孔隙介质具有宏观均匀特征, 且孔隙中的填充流体为理想流体, 这两个方面的假设往往与实际介质的特性不符. 自然界孔隙介质中的流体往往具有黏性应力, 并且孔隙介质中普遍存在孔隙结构非均匀的特性^[14,15]. Biot 理论忽视了这两方面的影响, 这可能使得相

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974018, 11734017) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA14020303) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangxiumei@mail.ioa.ac.cn

关的理论和方法在描述实际问题时呈现明显的不足. 随着非常规油气勘探开发的深入, 对复杂孔隙地层井孔声场理论的改善越来越重要, 这将为井孔声波的处理和解释开辟新的应用前景.

孔隙流体黏滞性影响方面, Liu 和 Katsube^[16] 提出由于流体的黏滞效应, 孔隙介质中固、液两相除相对平动外, 还存在相对转动, 因此, 固液分界面上会出现一种新横波, 它的高频散、强衰减也是孔隙介质中波传能量耗散的原因之一. 魏修成等^[17] 基于 Biot 理论, 提出了含黏性流体 VTI 孔隙介质模型, 理论上推导出两种新的慢 SV 波和慢 SH 波的存在. Gao^[18] 基于 Biot 理论, 从液体黏弹性本构关系出发, 建立了黏性多孔模型, 该模型中会出现一种新的慢横波, 主要在流体中传播. Sahay^[19] 从孔隙尺度的本构关系出发, 利用体积平均法和牛顿流变理论, 推导出了均匀孔隙介质中黏性修正的 Biot 理论 (viscosity-extended Biot theory, VEB 理论), 预测了慢横波的存在并描述了其传播特性.

在孔隙介质的非均匀性的影响方面, 也有很多学者做了相关工作. 由于孔隙内部结构的非均匀性, 孔隙流体在波激励下将发生局部流体流动, 造成弹性波能量的损失. 在 Biot 理论的框架内, 这种机制可以理解为快纵波散射转化为慢纵波的过程^[20,21]. Mavco 和 Nur^[22] 基于单个孔隙的非均匀结构提出了喷射流理论. Dvorkin 和 Nur^[23] 同时考虑了含流体岩石内部的 Biot 流与喷射流, 提出了 BISQ 理论. 崔志文等^[24] 基于 BISQ 模型研究了非牛顿流体饱和孔隙介质中弹性波的频散与衰减. Berryman 和 Wang^[25] 采用双孔模型研究了双孔双渗介质中弹性波的频散与衰减. 在真实地球材料中, 孔隙结构的非均质性常以随机方式在空间上分布, 随机方法具有更广泛的适用性^[26,27]. Müller 和 Gurevich^[21] 采用随机分布函数研究了快纵波到慢纵波的转换散射效应, 利用统计波传播理论分析了相干波场的动态特性. Müller 和 Sahay^[28,29] 将该方法扩展到含黏性流体孔隙介质中, 基于 VEB 理论研究了慢横波的散射对快纵波及慢纵波的影响, 该过程涉及孔隙流体黏性边界层内部的剪应力平衡, 与孔隙尺度的非均质性有关.

综上所述, 针对 Biot 理论中未考虑流体黏滞性及非均匀性的影响, 前人分别开展了一系列的工作. 其中, VEB 理论从孔隙尺度出发引入孔隙流体的黏性应力, 弥补了 Biot 理论的本构关系中对流

体黏性应力项的缺失; 同时, 随机转换散射理论可以分析由非均匀孔隙结构导致的散射衰减, 解决了 Biot 理论未考虑介质非均匀性的问题. 因此, 本文的工作综合这两方面工作的优势, 深入地研究了流体黏滞性及孔隙结构的非均匀性对孔隙介质中声波传播的影响, 并进一步研究了井孔声场中模式波及全波的传播特征. 本文的基本结构如下: 首先, 描述了 VEB 理论的固相与流相的本构关系, 结合运动方程, 利用平面波分析的方法计算了含黏性流体孔隙介质中四种体波的波数, 着重分析了慢横波的传播特征随孔隙介质参数的变化; 接着, 针对非均匀孔隙结构的影响, 利用随机转换散射理论, 分析了不同非均匀孔隙介质中慢横波的扩散对弹性波的影响; 最后, 推导了含黏性流体孔隙介质井孔声场理论, 计算了非均匀孔隙地层中井孔模式波的频散特征及全波波数, 分析了孔隙流体黏度对井孔声波的影响.

2 含黏性流体孔隙介质波动理论

2.1 VEB 理论

自然界孔隙介质中的流体多为牛顿流体, 不仅存在流体压力, 还存在黏性应力. Biot 理论中的本构方程忽略了流体黏性应力. 为此, Sahay^[19] 从孔隙尺度出发, 提出了 VEB 理论, 推导出宏观均匀含黏性流体孔隙介质的本构关系:

$$\tau_{jk}^s = K_0 e_{ll}^s \delta_{jk} + 2\mu_0 \hat{e}_{jk}^s - (\alpha - \eta) p^f \delta_{jk}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \tau_{jk}^f = & -\eta p^f \delta_{jk} - \eta \frac{\xi_f}{K_f} \partial_t p^f \delta_{jk} \\ & + 2\mu_f (\eta \partial_t \hat{e}_{jk}^f + (\alpha_\mu - \eta) \partial_t \hat{e}_{jk}^s), \end{aligned} \quad (2)$$

$$p^f = -\alpha M e_{ll}^s - M \eta (e_{ll}^f - e_{ll}^s), \quad (3)$$

式中, τ_{jk}^s 为固相中的应力; τ_{jk}^f 为流相中的应力; p^f 为孔隙流体压力; K_0 为骨架体积模量; μ_0 为骨架剪切模量; Biot 体积系数 $\alpha = 1 - K_0/K_s$; K_s 为颗粒体积模量; η 为孔隙度, ξ_f 为流体体积黏度; K_f 为流体体积模量; μ_f 为流体剪切黏度; Biot 剪切系数 $\alpha_\mu = 1 - \mu_0/\mu_s$; μ_s 为颗粒剪切模量, e_{ll}^s 为骨架体积应变张量; δ_{jk} 表示克罗尼克算符; $\hat{e}_{jk}^s = e_{jk}^s - 1/3 e_{ll}^s \delta_{jk}$, $e_{jk}^s = 1/2 (\mathbf{u}_{j,k}^s + \mathbf{u}_{k,j}^s)$ 为骨架剪切应变张量; \mathbf{u}_i^s 为固体位移矢量; e_{ll}^f 为流体体积应变张量; $\hat{e}_{jk}^f = e_{jk}^f - 1/3 e_{ll}^f \delta_{jk}$, $e_{jk}^f = 1/2 (\mathbf{u}_{j,k}^f + \mathbf{u}_{k,j}^f)$ 为流

体剪切应变张量, \mathbf{u}_i^f 为流体位移矢量.

与 Biot 理论对比可发现, VEB 理论中孔隙流体的本构方程多了与黏滞流体速率相关的流体剪切应力项. 对于饱和流体孔隙介质的研究, 体积黏度可忽略, 因此, 本文主要考虑流体剪切应力的影响. 将本构关系 ((1) 式—(3) 式) 代入流体饱和孔隙介质的运动方程^[6]:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \rho \ddot{\mathbf{u}} + \rho_f \ddot{\mathbf{w}}, \quad (4)$$

$$-\nabla p - \rho_f \ddot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{w}} \frac{\mu_f}{k_0} = (\rho_f \eta + \rho_a) \frac{1}{\eta^2} \ddot{\mathbf{w}}, \quad (5)$$

式中, $\boldsymbol{\tau}$ 为总应力; 地层密度 $\rho = \rho_f \eta + \rho_s(1 - \eta)$, ρ_f 为孔隙流体密度, ρ_s 为骨架密度; k_0 为静态渗透率 (单位为 D, $1 \text{ D} = 0.986923 \times 10^{-12} \text{ m}^2$), 附加质量 $\rho_a = (S - 1)\rho_f \eta$; S 为弯曲度; \mathbf{u} 为骨架位移矢量, $\mathbf{w} = \eta(\mathbf{U} - \mathbf{u})$ 为渗流位移矢量, \mathbf{U} 为孔隙流体位移矢量, 上标点号表示对时间求导. 假设位移矢量依 $e^{-i\omega t}$ 随时间变化, 可以得到以 \mathbf{u} 和 \mathbf{w} 为基本量的弹性动力学方程:

$$\begin{pmatrix} -(H - 4/3i\omega\alpha\mu_f)k_p^2 + \rho\omega^2 & -(C - 4/3i\omega\mu_f)k_p^2 + \rho_f\omega^2 \\ -Ck_p^2 + \rho_f\omega^2 & -Mk_p^2 + \tilde{\rho}\omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla\varphi \\ \nabla\varphi' \end{pmatrix} = 0. \quad (9)$$

在横波波数的求解方法中, 利用渗流位移矢量求得的横波波数存在缺失, 因此对于横波波数的求解使用的是 (8) 式中的流体位移矢量, 得到横波波数满足的方程为:

$$\begin{pmatrix} -k_s^2\mu_0 + (\rho - \eta\rho_f + \rho_a)\omega^2 + i\omega b & -\rho_a\omega^2 - i\omega b \\ (\alpha - \eta)i\mu_f\omega k_s^2 - \rho_a\omega^2 - i\omega b & i\omega\mu_f\eta k_s^2 + (\eta\rho_f + \rho_a)\omega^2 + i\omega b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \times \psi \\ \nabla \times \psi'' \end{pmatrix} = 0. \quad (10)$$

对方程进行求解可以得到两种纵波和两种横波的波数.

2.2 体波频散与衰减分析

为了分析含黏性流体孔隙介质中体波的传播特征, 根据 2.1 节中求得的体波波数, 进一步通过下式计算体波的相速度和衰减:

$$V = \frac{\omega}{\text{Re}(k_i)}, \quad (11)$$

$$Q^{-1} = 2\text{Im}(k_i)/\text{Re}(k_i), \quad (12)$$

其中 k_i 表示四种体波的波数; V 为相速度; Q^{-1} 为衰减. 图 1 展示了 VEB 理论与 Biot 理论中体波的频散与衰减曲线, 计算时所用的相关参数如表 1 所

$$\begin{aligned} & \left(H - \mu_0 - \frac{1}{3}i\omega\alpha\mu_f\right)\nabla\nabla \cdot \mathbf{u} \\ & + \left(C - \frac{1}{3}i\omega\mu_f\right)\nabla\nabla \cdot \mathbf{w} + (\mu_0 - i\omega\alpha\mu_f)\nabla^2\mathbf{u} \\ & - i\omega\mu_f\nabla^2\mathbf{w} + \omega^2\rho\mathbf{u} + \omega^2\rho_f\mathbf{w} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$C\nabla\nabla \cdot \mathbf{u} + M\nabla\nabla \cdot \mathbf{w} + \omega^2\rho_f\mathbf{u} + \omega^2\tilde{\rho}\mathbf{w} = 0, \quad (7)$$

式中, 弹性系数 $H = \alpha^2 M + K_0 + 4\mu_0/3$, $C = \alpha M$, $M = (\eta/K_f + (\alpha - \eta)/K_s)^{-1}$, 等效密度 $\tilde{\rho} = (\eta\rho_f + \rho_a)/\eta^2 + i\eta/(\omega k_0)$, ω 为角频率. 为了求解波动方程, 将位移矢量进行 Helmholtz 矢量分解:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \nabla\varphi + \nabla \times \psi, \mathbf{w} = \nabla\varphi' + \nabla \times \psi', \\ \mathbf{U} &= \nabla\varphi'' + \nabla \times \psi'', \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\nabla^2\varphi + k_p^2\varphi = 0$, $\nabla^2\psi + k_s^2\psi = 0$, $\varphi' = l_1\varphi$, $\varphi'' = l_2\varphi$, $\psi' = n_1\psi$, $\psi'' = n_2\psi$. k_p 表示纵波波数, k_s 表示横波波数. φ , φ' , φ'' 分别代表骨架、渗流流体和孔隙流体中的纵波位移势, ψ , ψ' , ψ'' 分别代表骨架、渗流流体和孔隙流体中的横波位移势, l_1 , l_2 , n_1 , n_2 为比例系数. 将 (8) 式中的纵波位移矢量与渗流位移矢量带入波动方程 (6) 式和 (7) 式, 得到纵波波数满足的方程:

列^[30]. 在本文后续的计算中, 若无特别说明, 选取的基础参数均如表 1 所列. 由图 1(a)—(c) 可以看出, 均匀孔隙介质中, VEB 理论计算的快横波、快纵波、慢纵波与 Biot 理论一致. 此外, 由于 VEB 理论中考虑了流体的黏性应力, 因此还多了一种慢横波 (图 1(d)). 慢横波的频散很强, 其相速度随频率的增大而增大, 衰减随频率的增大先减小, 当频率到达 Biot 弛豫频率 (10.6 kHz) 后, 衰减系数保持不变, 此时慢横波为扩散波. Biot 弛豫频率是划分黏性主导区与惯性主导区的特征频率^[5]. 慢横波的相速度小, 波长短, 它在其产生源附近迅速衰减, 因此很难被直接地观测到.

为了进一步研究慢横波在不同孔隙介质中的传播特征, 接着分析了孔隙介质物性参数 (孔隙

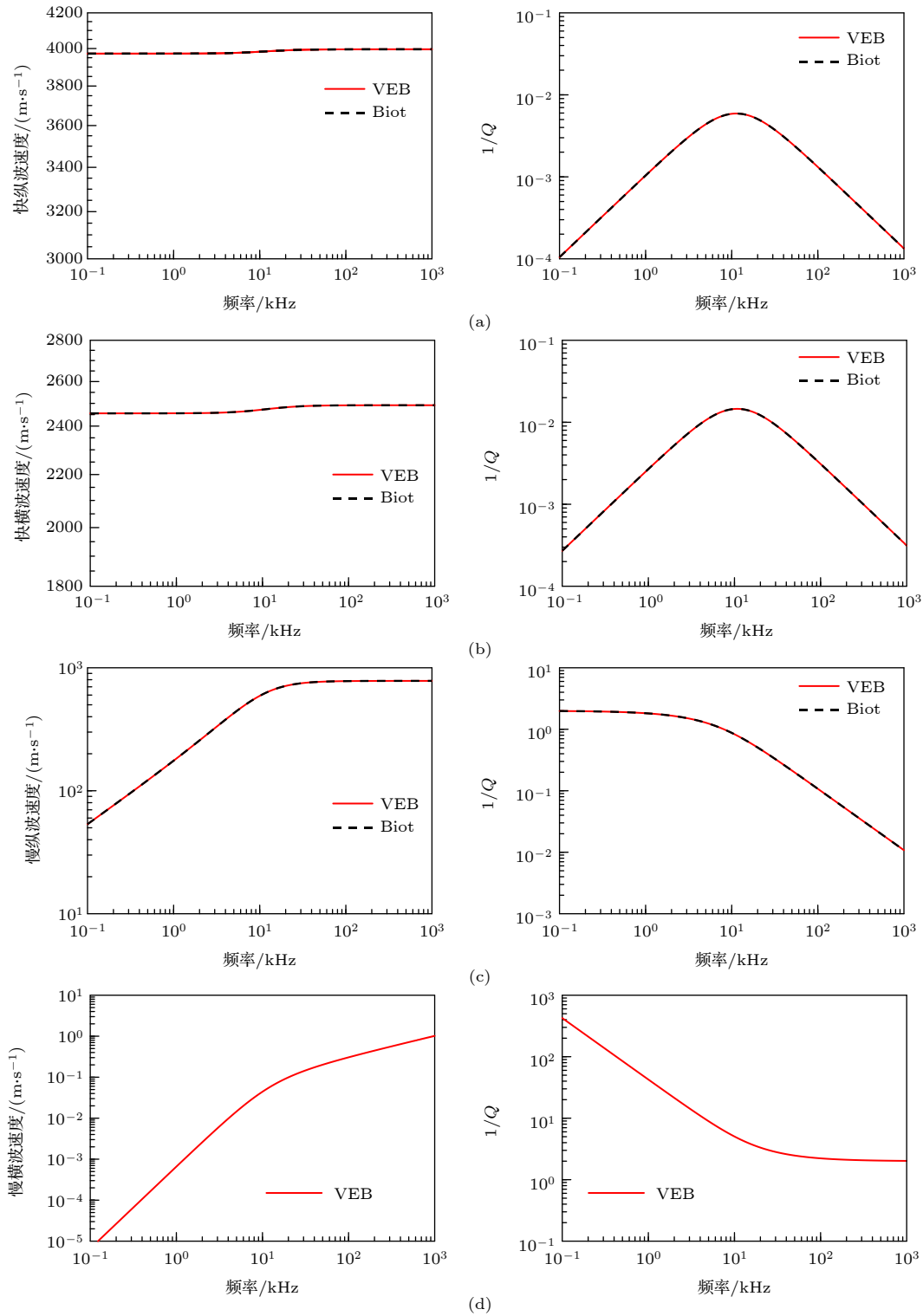


图 1 四种体波的相速度与衰减 (a) 快纵波; (b) 快横波; (c) 慢纵波; (d) 慢横波

Fig. 1. Phase velocity and attenuation of four kinds of body waves: (a) Fast P-wave; (b) fast S-wave; (c) slow P-wave; (d) slow S-wave.

表 1 孔隙介质参数

Table 1. Parameters of porous media.

参数	$\rho_s / (\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$\rho_f / (\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	k_0/D	$\eta / \%$	$\mu_f / (\text{Pa}\cdot\text{s})$	S^∞	K_f / GPa	K_0 / GPa	K_s / GPa	μ_0 / GPa	μ_s / GPa
值	2650	1000	1	20	10^{-3}	3	2.25	14.39	35.7	14	44

度、渗透率、孔隙流体黏度)的变化对慢横波的影响,孔隙度分别取 0.1, 0.2, 0.3; 渗透率分别取 0.01, 0.10 和 1.00 D; 流体黏度分别取 0.0001, 0.0010 和 0.0100 Pa·s, 结果如图 2 所示.

从图 2 中可以看出, 慢横波的相速度随孔隙度的减小而增大, 随渗透率减小而减小, 但高达一定频率后, 孔隙度和渗透率的变化对慢横波的相速度没有影响. 低于一定频率时 (约 10 kHz), 黏度越大, 慢横波相速度速度越小, 高于一定频率时 (约 80 kHz), 黏度越大, 相速度越大. 对于慢横波的衰减, 中低频率下, 孔隙度越小, 渗透率越大, 流体黏

度越小, 衰减越小. 在图 2(c) 中, 频率为 10 MHz 时, 慢横波的速度可达 10 m/s. 经计算, 频率更高时, 慢横波的速度可达到几十上百米每秒, 这与卢明辉等^[31]的研究结果相近. 因此, 在多孔材料的无损检测中, 检测频率较高时, 更容易检测到慢横波并进一步研究其传播特性.

2.3 非均匀介质中慢横波对纵波的影响

孔隙介质中, 流体的速度场由两部分组成: 势流场与黏性边界层流场^[32]. 储层岩石是常见的孔隙介质, 实验室测量表明, 由于不同的粒度和流体

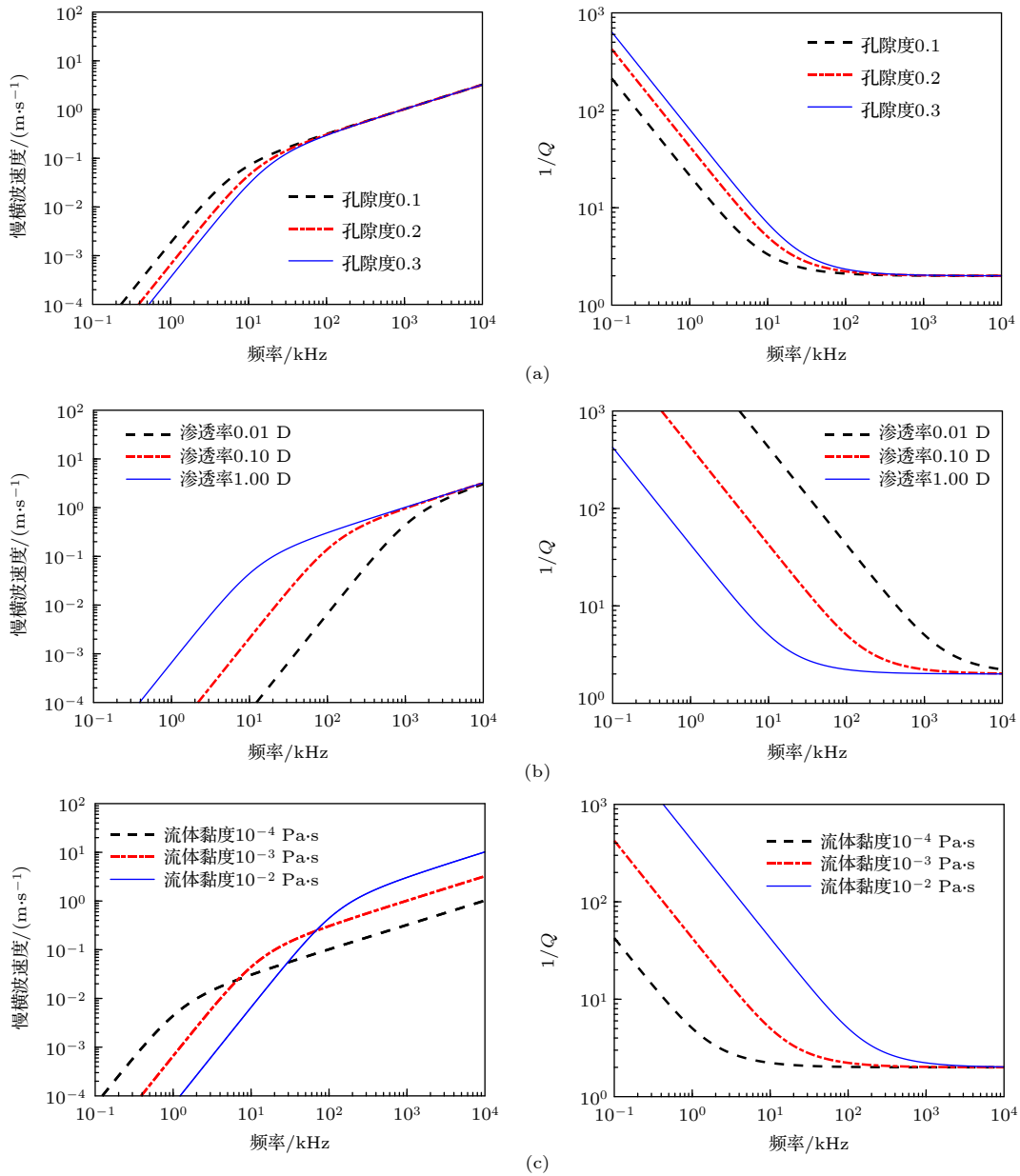


图 2 慢横波的相速度与衰减随孔隙介质参数的变化 (a) 孔隙度; (b) 渗透率; (c) 流体黏度

Fig. 2. Variation of phase velocity and attenuation of slow shear wave with porous media parameters: (a) Porosity; (b) permeability; (c) fluid viscosity.

流动通道, 岩石存在微观尺度上的不均匀性^[33]. 非均匀性将导致黏性边界层中波诱导的涡度扩散, 黏性流体中的剪切应力通过涡度扩散平衡, 并引起的弹性波衰减和频散, 该过程可视为弹性波到慢剪切波的转换散射过程^[34]. Müller 和 Sahay^[28] 将非均匀孔隙介质假设为随机介质, 基于 VEB 理论, 利用随机过程理论和统计平滑的方法, 研究了快纵波到慢横波的转换散射过程, 导出了快纵波有效波数表达式:

$$k_1^* = k_1^\infty \left[1 + \Delta \left(1 + \hat{k}_4^2 \int_0^\infty z B(z) e^{i\hat{k}_4 z} dz \right) \right], \quad (13)$$

式中, k_1^∞ 表示背景介质的快纵波波数; Δ 表示扰动方差; \hat{k}_4 表示慢横波波数; 其中, 自协方差相关函数 $B(z) = e^{-|z/a|}$; a 表示相关长度, $a = \sqrt{\frac{Sk_0}{\eta m}}$, m 为无量纲量. 转换散射过程与孔隙地层的性质有关, Müller 和 Sahay^[28] 研究了转换散射过程随相关长度 a 的变化. 本节进一步研究扰动方差 Δ 对转换散射过程的影响, Δ 越大, 表示孔隙介质的非均匀程度越大. 图 3 展示了 $\Delta = 0.05$, $\Delta = 0.10$, $\Delta = 0.15$ 三种不同扰动方差下有效快纵波的相速度与衰减, 并与均匀情况下进行对比, 计算时取 $m = 3$. 从图 3 中可以看出, 非均匀介质中快纵波的相速度明显比均匀介质中的结果小, 而衰减明显变大, 且非均匀程度越大, 快纵波的相速度变得越小, 衰减变得越大. 这表明非均匀孔隙介质中慢横波转换散射过程带走了快纵波的能量, 非均质性越强, 快纵波的能量损失越大. 快纵波与慢横波的相互作用补充了非均匀孔隙介质中快纵波的衰减机制, 这可以为解释实际测量中快纵波频散与衰减提供理论指导.

除了与快纵波的相互作用, 慢纵波与慢横波也

将产生转换散射作用. 该过程主要发生在频率高于 Biot 弛豫频率时, 此时慢纵波的衰减较小, 为传播的波, 相应有效慢纵波的表达式与 (13) 式类似. 慢纵波主要在流体中传播, 受到随频率变化的孔隙流体的运动状态的影响. Müller 和 Sahay^[29] 将慢纵波对慢横波的散射效应转换为动态渗透率, 提出随机动态渗透率模型:

$$k(\omega) = k_0 \frac{\int_0^\infty z B(z) e^{i\hat{k}_4 z} dz}{\int_0^\infty z B(z) e^{i\hat{k}_4^0 z} dz}, \quad (14)$$

其中 $\hat{k}_4^0 = i/\sqrt{\eta/k_0}$, 表示频率趋近于 0 时慢横波的波数. 图 4 为动态渗透率的归一化幅值与相位, 可以看出, 随着频率的增大, 动态渗透率的幅值逐渐减小, 相位逐渐增大. 动态渗透率是对介质处于动态波动下, 流体流动性能的度量. 随机动态渗透率模型包含了非均质中慢横波对慢纵波的影响, 研究表明, 与其他动态渗透率模型相比, 随机动态渗透率模型具有更广泛的适用性^[31], 因此, 本文在下一节井孔声场的分析中引入了该模型.

3 非均匀孔隙地层井孔声场

声波在井孔中的传播是声学测井的物理基础, 能否获取准确的地层信息, 关键在于理论分析得到孔隙介质井孔声场与实际情况是否相符. 以往基于 Biot 理论的井孔声场理论未考虑孔隙流体黏性应力及地层非均质性的影响, 存在一定的误差^[35,36]. 本节根据 VEB 理论, 推导了含黏性流体的孔隙介质地层中单极子源井孔声场的解析解, 并研究了非均匀孔隙介质中井孔模式波及全波波形的特征.

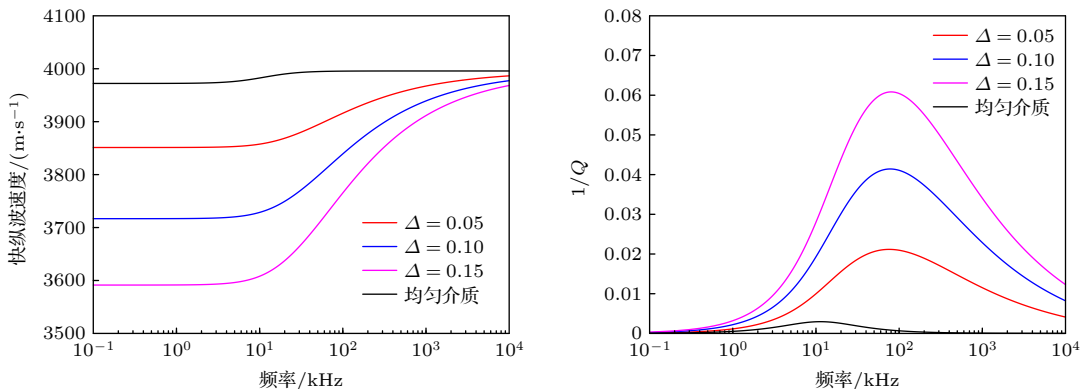


图 3 均匀及不同非均匀孔隙介质中快纵波的相速度与衰减

Fig. 3. The phase velocity and attenuation of fast P wave in homogeneous porous medium and different inhomogeneous porous media.

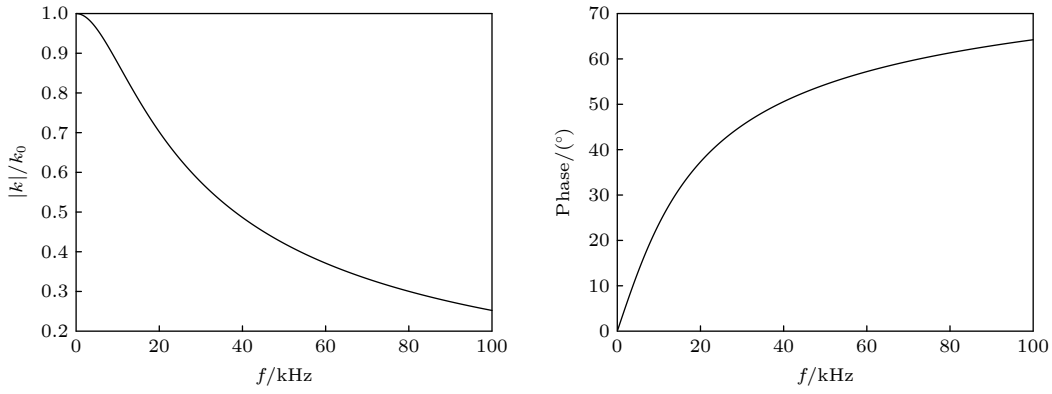

 图 4 $k(\omega)$ 的归一化幅值与相位

 Fig. 4. Normalized amplitude and phase of $k(\omega)$.

3.1 井孔声场理论

在柱坐标系 (r, θ, z) 下, 建立了含黏性流体的非均匀孔隙地层井孔模型, 如图 5 所示, 井孔半径 a 为 0.1 m, 声场由位于井轴上的单极子声源激发, 井内充满理想流体, 井外是无限大黏性流体饱和的非均匀孔隙地层.

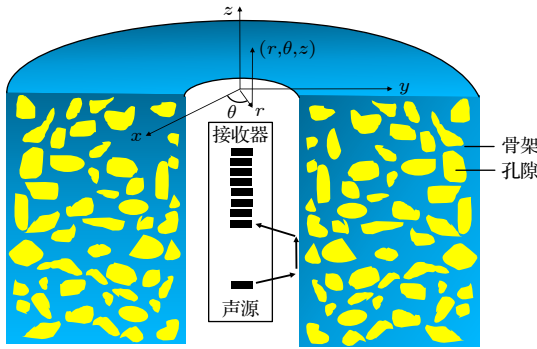


图 5 非均匀孔隙介质地层井孔模型

Fig. 5. Borehole model of heterogeneous porous media formation.

由于井内为理想流体, 因此井内声场只有压缩波, 对应的势函数为 φ . 而井外孔隙介质地层中不仅含有压缩波, 还有剪切波, 因此井外孔隙地层的势函数为 $\varphi_{p1}, \varphi_{p2}, \psi_{s1}, \psi_{s2}$. 结合轴对称井孔问题求解方法, 得到井内总声场表达式如下:

$$\varphi(r, \omega, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{K}_0(m_f r) + A_f(k, \omega) \mathbf{I}_0(m_f r)] e^{ikz} dk, \quad (15)$$

其中 k 为轴向波数; $m_f = \sqrt{k^2 - k_f^2}$ 表示井孔流体的径向波数; k_f 为井孔流体波数, $\mathbf{K}_m(x), \mathbf{I}_m(x)$ 为 Bessel 函数. 同理, 井外无源区域的声场势函数分别为

$$\varphi_{p1}(r, \omega, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{p1}(k, \omega) \mathbf{K}_0(m_{p1} r) e^{ikz} dk, \quad (16)$$

$$\varphi_{p2}(r, \omega, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{p2}(k, \omega) \mathbf{K}_0(m_{p2} r) e^{ikz} dk, \quad (17)$$

$$\psi_{s1}(r, \omega, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{s1}(k, \omega) \mathbf{K}_0(m_{s1} r) e^{ikz} dk, \quad (18)$$

$$\psi_{s2}(r, \omega, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{s2}(k, \omega) \mathbf{K}_0(m_{s2} r) e^{ikz} dk, \quad (19)$$

其中 $m_{p1} = \sqrt{k^2 - k_{p1}^2}$, $m_{p2} = \sqrt{k^2 - k_{p2}^2}$, $m_{s1} = \sqrt{k^2 - k_{s1}^2}$, $m_{s2} = \sqrt{k^2 - k_{s2}^2}$. $k_{p1}, k_{p2}, k_{s1}, k_{s2}$ 分别为井外快纵波、慢纵波、快横波、慢横波的波数. $A_f, A_{p1}, A_{p2}, A_{s1}, A_{s2}$ 分别表示井内理想流体、井外快纵波、井外慢纵波、井外快横波和井外慢横波的反射系数. 这 5 个待定系数将由 5 个井孔边界条件确定. 井壁 $r = a$ 处满足轴对称问题柱面上的一侧为理想流体, 另一侧为含黏性流体孔隙介质的开孔边界条件:

井内外径向位移连续

$$u_{r0} = u_{r1} + w_{r1}; \quad (20)$$

流体压强连续

$$P_0 = P_1; \quad (21)$$

正应力连续

$$-P_0 = \tau_{rr1}; \quad (22)$$

轴向剪应力为零

$$0 = \tau_{rz1}; \quad (23)$$

流体轴向剪应力为零

$$0 = \tau_{jk1}^f, \quad (24)$$

其中下标 0 表示井孔内声场的位移和应力情况, 下标 1 表示孔隙介质地层内的位移和应力情况. 将边

$$[b_i]_{5 \times 1} = [m_f \cdot K_1(m_f a) \quad \rho_f \omega^2 K_0(m_f a) \quad -\rho_f \omega^2 K_0(m_f a) \quad 0 \quad 0]. \quad (25)$$

m 矩阵中元素的表达式见附录. 解此方程, 可得 $A_f, A_{p1}, A_{p2}, A_{s1}, A_{s2}$. 至此, 井内、井外声场就完全确定了.

3.2 井孔模式波及波列特征

为了分析非均匀孔隙介质中, 慢横波的散射对井孔声场的影响, 本节将基于 VEB 理论的有效快纵波波数 ((13) 式) 和动态渗透率模型 ((14) 式) 代入声场的计算中, 分析三种非均匀程度的孔隙地层中模式波及全波的特征. 首先令 m 矩阵的行列式为零, 可得到模式波波数满足的频散方程. 单极子声源在快速地层中可以激发出伪瑞利波和斯通利波, 伪瑞利波存在截止频率. 图 6(a)、图 6(b) 和图 6(c) 分别显示了斯通利波, 一阶伪瑞利波, 二阶伪瑞利波在不同非均匀程度的孔隙地层中的相速度与衰减. 由图 6(a)、图 6(b) 和图 6(c) 中可观测到, 与均匀情况相比, 模式波的相速度变化不大, 且非均匀介质中的相速度略大于均匀介质的相速度. 此外, 衰减的变化与相速度相比更为明显, 且非均匀介质中斯通利波与伪瑞利波的衰减比均匀介质中的小, 但是孔隙介质非均匀性程度的大小对模式波特征

界条件写成矩阵的形式: $[b_i]_{5 \times 1} = [m_{ij}]_{5 \times 5} \cdot [a_i]_{5 \times 1}$, 其中, $[a_i]_{5 \times 1} = [A_f, A_{p1}, A_{p2}, A_{sh1}, A_{sh2}]$, $[b_i]_{5 \times 1}$ 是与场源辐射有关的项, 对于单极子源, $[b_i]_{5 \times 1}$ 具体表达式为

的影响不大. 在频率为 10 kHz 下, 斯通利波在均匀介质中的衰减与其在非均匀程度为 0.15 的介质中的衰减相比相差 17.0%, 一阶伪瑞利波的衰减在两种介质下相比相差 36.8%. 模式波的变化与孔隙地层中的慢纵波的传播密切相关. 由于孔隙地层的渗透性, 井孔模式波的能量被地层慢纵波带入孔隙地层中, 从而造成模式波的频散和衰减, 渗透性越大, 模式波的衰减越强. 慢纵波与模式波的相互作用与动态渗透率有关, 非均匀孔隙介质中, 动态渗透率的变化受到由慢纵波到慢横波的转换散射过程控制, 进一步影响到井孔模式波的特征. 由图 4 可知, 随着频率的增大, 动态渗透率归一化幅值变小, 表示地层慢纵波带走的能量减少, 从而斯通利波与伪瑞利波的衰减减小. 而均匀介质中并未考虑动态渗透率的影响, 因此计算得到的模式波有较大的衰减.

声波全波列波形能直观反应地层纵波、横波、斯通利波等波形的幅度与到时. 本节进一步利用实轴积分法, 计算了非均匀含黏性流体孔隙介质中的井孔全波波形, 并与均匀介质中的波形进行对比. 声源采用余弦包络脉冲形式, 对应的函数表达式为

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{T}{2} \right) \right] \cdot \cos 2\pi f_0 \left(t - \frac{T}{2} \right) & 0 \leq t \leq T, \\ 0 & t \leq 0 \quad \text{or} \quad t \geq T, \end{cases} \quad (26)$$

式中, f_0 为声源中心频率; T 为声源脉冲宽度.

图 7(a) 显示了常规单极子测井的井孔全波波形, 其中 f_0 为 12 kHz, T 为 0.3 ms, 源距为 4 m. 图 7(b) 为 8 道阵列全波波形, 第一道波形的源距为 3.048 m, 相邻道之间的间距为 0.1524 m. 从图 7(a) 可以看出, 全波波形按先后顺序依次为快纵波、快横波、伪瑞利波和斯通利波. 由于慢横波的散射作用, 井孔接收到的快纵波的到达时间发生了明显的滞后, 声压幅度也减小, 介质非均匀程度越大, 快纵波到时滞后越多, 衰减越明显, 这与图 3

的计算结果相符. 同时能看出, 非均匀介质中的伪瑞利波与斯通利波的幅度与均匀介质中相比, 明显变大, 而非均匀程度对模式波的影响不大, 这与图 6 展示的结果相符. 图 7(b) 中不同源距下波形的变化与图 7(a) 中单道波形的变化一致.

以上结果表明, 在含黏性流体孔隙介质中, 非均匀孔隙尺度上慢横波的散射作用将对快纵波和慢纵波产生影响, 进一步导致井孔模式波传播特征的改变. 快纵波受到孔隙介质非均匀程度的影响较大, 而模式波受到非均匀程度的影响较小. 均匀介

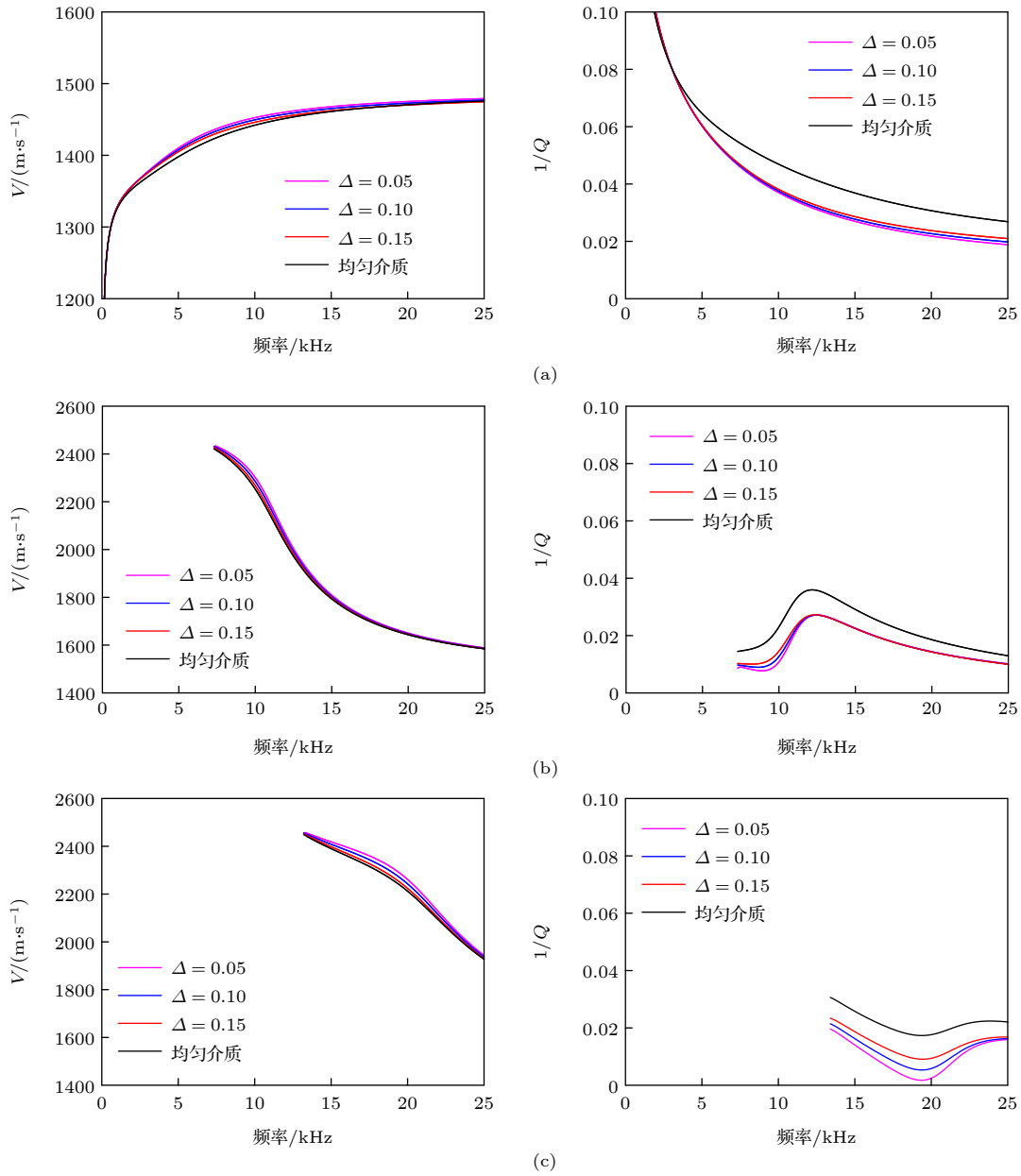


图 6 模式波的相速度与衰减 (a) 斯通利波; (b) 一阶伪瑞利波; (c) 二阶伪瑞利波

Fig. 6. Phase velocity and attenuation of mode waves: (a) Stoneley wave; (b) the first order pseudo Rayleigh wave; (c) the second order pseudo Rayleigh wave.

质假设下的井孔声波中, 快纵波的幅值偏大, 而伪瑞利波及斯通利波的幅值偏小, 这是该假设在实际应用与解释中存在很大误差的原因之一. 对孔隙介质非均质性的考虑完善了 Biot 理论的不足, 相应的理论结果对实际孔隙地层中井孔波形的分析具有更好的指导意义.

为了更全面地认识非均匀饱和黏性流体孔隙介质井孔声波的特征, 接着分析了全波波随孔隙流体黏度的变化. 一般而言, 地层温度随着深度的增加而变高, 这使孔隙地层中流体的黏度也随之变

化. 表 2 给出了水在三种不同温度下的黏度. 假设孔隙介质非均匀程度 $\Delta = 0.05$. 图 8(a) 和图 8(b) 分别显示了低频斯通利波测井下 ($f_0 = 2$ kHz, $T = 1.5$ ms) 及常规单极子声波测井下 ($f_0 = 12$ kHz, $T = 0.3$ ms) 的井孔波形随流体黏度的变化. 从图 8(a) 和图 8(b) 可以看出, 低频下, 斯通利波的幅度随着黏度的减小而减小, 而高频下, 伪瑞利波及斯通利波的幅度随着黏度的减小而增大, 快纵波随黏度的变化不明显. 这表明, 孔隙介质中流体的黏度对井孔接收到的模式波有很大的影响, 声源的中心频率

不同, 黏度对模式波的影响不同. 斯通利波在孔隙介质渗透率反演中具有重要的作用, 图 9 进一步给出了斯通利波相速度与衰减随流体黏度的变化. 其中, 低频时, 流体黏度越大, 斯通利波的速度越小, 高频时, 流体黏度对速度基本没有影响; 而对于衰减, 低频范围流体黏度的变化对衰减的影响很大, 且黏度越大, 衰减越小, 高频时, 黏度的影响减小,

但黏度越大, 衰减越大. 因此, 在应用井孔斯通利波进行渗透率等地层信息的提取中, 有必要考虑和消除孔隙流体黏度的影响, 以减少参数反演的误差.

表 2 水在不同温度下的黏度

Table 2. Viscosity of water at different temperatures.

温度/°C	20	50	150
黏度/(10^{-3} Pa·s)	1.00	0.55	0.21

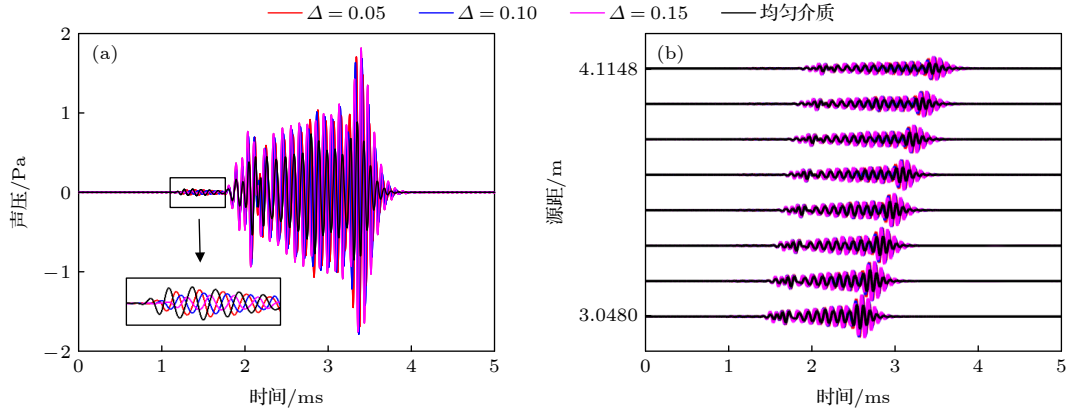


图 7 全波波形 (a) 源距为 4 m 时的单道波形; (b) 8 道阵列全波波形

Fig. 7. Full wave waveform: (a) Single channel waveform at source distance of 4 m; (b) 8-channel array full wave waveform.

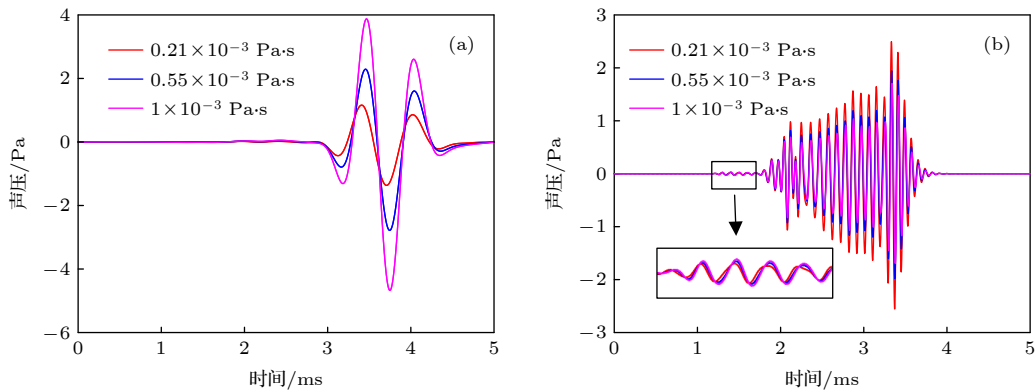


图 8 低频斯通利波测井 (a) 及常规单极子测井 (b) 的全波波形

Fig. 8. Full wave waveform of low-frequency Stoneley wave logging (a) and conventional monopole logging (b).

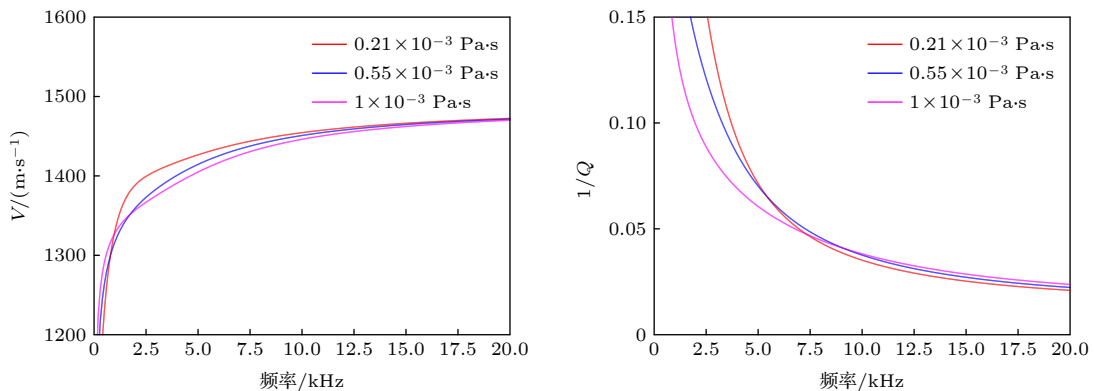


图 9 斯通利波的相速度与衰减随孔隙流体黏度的变化

Fig. 9. Phase velocity and attenuation of Stoneley wave changing with pore fluid viscosity.

4 结 论

本文基于 VEB 理论和转换散射理论, 推导了非均匀含黏性流体孔隙介质中的波动理论, 进一步应用于井孔声波的计算中, 分析了井孔模式波及全波的特征. 结果表明:

1) 考虑孔隙流体的黏性应力后, 孔隙介质中还存在一种慢横波, 在一定频率下, 孔隙度越小, 渗透率越大, 孔隙流体黏性越小, 慢横波速度越大, 衰减越小;

2) 快纵波到慢横波的转换散射过程将导致快纵波的频散和衰减, 孔隙介质的非均匀程度越大, 对快纵波的影响越大;

3) 非均匀孔隙介质中的井孔模式波与均匀孔隙介质中明显不同, 在动态渗透率模型下, 模式波的幅度明显增大. 介质非均匀程度对模式波的影响较小, 但孔隙流体黏度对模式波的影响较大. 不同声源频率下, 模式波随孔隙流体黏性的变化规律存在差异.

附录 m 矩阵元素的表达式

$$\begin{aligned}
 m_{11} &= m_f \cdot I_1(m_f a), \\
 m_{21} &= -m_{31} = -\rho_f \omega^2 I_0(m_f a), \\
 m_{41} &= m_{51} = 0; \\
 m_{12} &= (1 + a_{p1}) m_{p1} K_1(m_{p1} a), \\
 m_{22} &= k_{p1} \cdot k_{p1} \cdot \left[H - 2G + \frac{2}{3} \cdot i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{p1}) + C \cdot a_{p1} \right] \cdot K_0(m_{p1} a) \\
 &\quad - 2 \cdot [G - i \cdot \omega \cdot \mu_f \cdot (\alpha_\mu + a_{p1})] \cdot m_{p1} \cdot [m_{p1} \cdot K_0(m_{p1} a) + K_1(m_{p1} a)/a], \\
 m_{32} &= -(C + M \cdot a_{p1}) \cdot k_{p1} \cdot k_{p1} \cdot K_0(m_{p1} a), \\
 m_{42} &= 2ik[G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{p1})] \cdot m_{p1} \cdot K_1(m_{p1} a), \\
 m_{52} &= 2 \cdot k \cdot \omega \cdot \mu_f (a_\mu + a_{p1}) \cdot m_{p1} \cdot K_1(m_{p1} a), \\
 m_{13} &= (1 + a_{p2}) m_{p2} K_1(m_{p2} a), \\
 m_{23} &= k_{p2} \cdot k_{p2} \cdot \left[H - 2G + \frac{2}{3} \cdot i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{p2}) + C \cdot a_{p2} \right] \cdot K_0(m_{p2} a) \\
 &\quad - 2 \cdot m_{p2} \cdot [G - i \cdot \omega \cdot \mu_f \cdot (\alpha_\mu + a_{p2})] \cdot [m_{p2} \cdot K_0(m_{p2} a) + K_1(m_{p2} a)/a], \\
 m_{33} &= -(C + M \cdot a_{p2}) \cdot k_{p2} \cdot k_{p2} \cdot K_0(m_{p2} a), \\
 m_{43} &= 2ik[G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{p2})] \cdot m_{p2} \cdot K_1(m_{p2} a), \\
 m_{53} &= 2 \cdot k \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{p2}) \cdot m_{p2} \cdot K_1(m_{p2} a), \\
 m_{14} &= ik(1 + a_{s1}) K_0(m_{s1} a), \\
 m_{24} &= -2ik(G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{s1})) \cdot m_{s1} \cdot K_1(m_{s1} a), \\
 m_{34} &= 0, \\
 m_{44} &= -(G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{s1})) \cdot (k \cdot k + m_{s1} \cdot m_{s1} - 1/(a \cdot a)) \cdot K_0(m_{s1} a), \\
 m_{54} &= i \cdot \omega \cdot \mu_f \cdot (k \cdot k + m_{s1} \cdot m_{s1} - 1/(a \cdot a)) \cdot (\alpha_\mu + a_{s1}) \cdot K_0(m_{s1} a), \\
 m_{15} &= ik(1 + a_{s2}) K_0(m_{s2} a), \\
 m_{25} &= -2ik(G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{s2})) \cdot m_{s2} \cdot K_1(m_{s2} a), \\
 m_{35} &= 0, \\
 m_{45} &= -(G - i \cdot \omega \cdot \mu_f (\alpha_\mu + a_{s2})) \cdot (k \cdot k + m_{s2} \cdot m_{s2} - 1/(a \cdot a)) \cdot K_0(m_{s2} a), \\
 m_{55} &= i \cdot \omega \cdot \mu_f \cdot (k \cdot k + m_{s2} \cdot m_{s2} - 1/(a \cdot a)) \cdot (\alpha_\mu + a_{s2}) \cdot K_0(m_{s2} a),
 \end{aligned}$$

其中 a_{p1} , a_{p2} , a_{s1} , a_{s2} 分别表示渗流流体与骨架中对应的快纵波、慢纵波、快横波与慢横波位移势的比值.

参考文献

- [1] Li H X, Zhang J H, Fan J W, Tao C H, Xiao K, Huang G N, Sheng S Z, Gong M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 089101 (in Chinese) [李红星, 张嘉辉, 樊嘉伟, 陶春辉, 肖昆, 黄光南, 盛书中, 宫猛 2022 物理学报 **71** 089101]
- [2] Qiao H, He Y, Zhang H K, Peng W C, Jiang W 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 128101 (in Chinese) [乔厚, 何程, 张恒堃, 彭伟才, 江雯 2019 物理学报 **68** 128101]
- [3] Benoit G, Heinkélé C, Gourdon E 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 4782
- [4] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 168
- [5] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 179
- [6] Biot M A 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 1482
- [7] Rosenbaum J H 1974 *Geophysics* **39** 14
- [8] Li K S, Gao J, Ju X D, Sun H F 2018 *J. Geophys. Eng.* **15** 2266
- [9] Yang B, Zhang C G, Cai M, Gan Q, Cai D Y, Zhu L 2019 *Progress in Geophysics* **34** 1127 (in Chinese) [杨博, 章成广, 蔡明, 甘泉, 蔡德洋, 朱雷 2019 地球物理学进展 **34** 1127]
- [10] Qi Q M, Fu L Y, Deng J X, Cao J X 2021 *Geophysics* **86** 1
- [11] Winkler K W 1985 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **90** 6793
- [12] Gist G A 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **90** 2370
- [13] Deng J X, Shi X, Yu J 2003 *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Pekinensis* **39** 835 (in Chinese) [邓继新, 史譔, 俞军 2003 北京大学学报 (自然科学版) **39** 835]
- [14] Feng J X, Teng Q Z, He X H, Qing L B, Li Y 2018 *Comput. Mater. Sci.* **144** 181
- [15] Chen P Y, Yang H T, Jia Z Y 2018 *Chin. Offshore Oil Gas* **30** 31 (in Chinese) [陈培元, 杨辉廷, 贾兆扬 2018 中国海上油气 **30** 31]
- [16] Liu Q R, Katsube N 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **88** 1045
- [17] Wei X C, Lu M H, Ba J, Yang H Z 2008 *Chin. J. Geophys.* **51** 213 (in Chinese) [魏修成, 卢明辉, 巴晶, 杨慧珠 2008 地球物理学报 **51** 213]
- [18] Gao W 2016 *SEG Technical Program Expanded Abstracts* 2016 Dallas, Texas, October 16-21, 2016 pp3871-3875
- [19] Sahay P N 2008 *Geophysics* **73** N19
- [20] Ciz R, Gurevich B, Markov M 2006 *Geophys. J. Int.* **165** 957
- [21] Müller T M, Gurevich B 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 2732
- [22] Mavko G, Nur A 1975 *J. Geophys. Res.* **80** 1444
- [23] Dvorkin J, Nur A 1993 *Geophysics* **58** 524
- [24] Cui Z W, Liu J X, Wang C X, Wang K X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8655 (in Chinese) [崔志文, 刘金霞, 王春霞, 王克协 2010 物理学报 **59** 8655]
- [25] Berryman J G, Wang H F 2000 *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **37** 63
- [26] Zhao Y L, Cao P, Tang J Z, Ma W H, Li S Q, Wang W J 2017 *J. Cent. South Univ. (Sci. Technol.)* **48** 168 (in Chinese) [赵延林, 曹平, 唐劲舟, 马文豪, 李树清, 王卫军 2017 中南大学学报 (自然科学版) **48** 168]
- [27] Shao J, Tang J, Sun C Y 2016 *Progr. Geophys.* **31** 334 (in Chinese) [邵婕, 唐杰, 孙成禹 2016 地球物理学进展 **31** 334]
- [28] Müller T M, Sahay P N 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **129** 2785
- [29] Müller T M, Sahay P N 2011 *Phys. Rev. E* **84** 026329
- [30] Hu H S, Wang K X 2001 *Chin. J. Geophys.* **44** 135 (in Chinese) [胡恒山, 王克协 2001 地球物理学报 **44** 135]
- [31] Lu M H, Ba J, Yang H Z 2009 *Eng. Mech.* **26** 36 (in Chinese) [卢明辉, 巴晶, 杨慧珠 2009 工程力学 **26** 36]
- [32] Zhang X M, Müller T M 2019 *Geophysics* **84** WA1
- [33] Bourbie T, Coussy O, Zinszner B, Junger M C 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 3080
- [34] Müller T M, Sahay P N 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 168
- [35] Cui Z W, Liu J X, Wang K X 2005 *J. Jilin Univ. (Sci. Ed.)* **43** 803 (in Chinese) [崔志文, 刘金霞, 王克协 2005 吉林大学学报 (理学版) **43** 803]
- [36] Markova I, Ronquillo J G, Markov M, Gurevich B 2014 *Geophys. J. Int.* **196** 1082

Propagation of acoustic wave and analysis of borehole acoustic field in porous medium of heterogeneous viscous fluid*

Peng Fan¹⁾²⁾³⁾ Zhang Xiu-Mei^{1)2)3)†} Liu Lin¹⁾²⁾³⁾ Wang Xiu-Ming¹⁾²⁾³⁾

1) (*State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Beijing Engineering Research Center of Sea Deep Drilling and Exploration, Beijing 100190, China*)

(Received 25 September 2022; revised manuscript received 2 November 2022)

Abstract

Sound field in fluid-saturated porous medium is closely related to the viscosity of fluid and the heterogeneity of porous medium. In order to improve the physical mechanism of wave propagation in porous medium and expand its application in borehole acoustic field, the shear stress of porous fluid and the heterogeneity of pore structure are considered. The wave theory in porous medium containing viscous fluid is deduced based on the Biot theory. The influence of porous medium parameters on slow shear wave is analyzed, and the dispersion and attenuation of elastic wave caused by shear stress balance in porous fluid under the influence of inhomogeneous pore structure are studied. The analytical solution of borehole acoustic field in porous medium containing viscous fluid is further derived. The phase velocity and attenuation of borehole mode waves in heterogeneous porous medium, and the waveform of borehole full wave are calculated. The influence of pore fluid viscosity on borehole full wave is analyzed. The results show that there are slow shear waves in the porous medium containing viscous fluid. The slow shear wave is characterized by low velocity and large attenuation. In heterogeneous porous medium, the balance process of shear stress related to slow shear wave not only leads to the dispersion and attenuation of fast P-wave, but also affects the propagation characteristics of borehole pseudo Rayleigh wave and Stoneley wave. In addition, the pore fluid viscosity has a great influence on the borehole Stoneley wave. The present work improves the physical mechanism of acoustic wave propagation in porous medium and provides theoretical guidance for the explanation and application of borehole acoustic waves in porous formations.

Keywords: slow shear wave, heterogeneous porous media, viscous fluid, borehole acoustic field

PACS: 04.30.Nk, 91.30.Cd, 91.60.Qr, 91.60.Np

DOI: [10.7498/aps.72.20221858](https://doi.org/10.7498/aps.72.20221858)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974018, 11734017) and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA14020303).

† Corresponding author. E-mail: zhangxiumei@mail.ioa.ac.cn

非均匀饱和黏性流体孔隙介质中声波传播及井孔声场分析

彭凡 张秀梅 刘琳 王秀明

Propagation of acoustic wave and analysis of borehole acoustic field in porous medium of heterogeneous viscous fluid

Peng Fan Zhang Xiu-Mei Liu Lin Wang Xiu-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 050401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221858

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221858>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

孔隙内填充单一固体的固-固孔隙介质中的声波传播

Wave propagation characteristics in porous medium containing a solid in pores

物理学报. 2022, 71(9): 099101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212012>

无限流体中孔隙介质圆柱周向导波的传播特性

Guided circumferential wave propagation characteristics for porous cylinder immersed in infinite fluid

物理学报. 2019, 68(8): 084301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182300>

含少量气泡流体饱和孔隙介质中的弹性波

Propagation of elastic waves in saturated porous medium containing a small amount of bubbly fluid

物理学报. 2018, 67(11): 114301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180209>

多尺度波致流非饱和孔隙介质波传播理论研究

Wave propagation theory of multi-scale wave induced flow in unsaturated porous medium

物理学报. 2022, 71(8): 089101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211463>

流体/准饱和多孔介质中伪Scholte波的传播特性

Propagation characteristics of pseudo-Scholte waves at the interface between finite-thickness fluid layer and quasi-saturated porous half-space

物理学报. 2018, 67(20): 204302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180853>

利用平面声场对非均匀大气介质光波传输相位的调控

Phase regulation of lightwave transmission in inhomogeneous atmospheric medium using plane acoustic field

物理学报. 2022, 71(16): 164302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220484>