

毛细管压力作用下的非饱和双重孔隙介质中弹性波传播*

石志奇¹⁾²⁾³⁾ 何晓^{1)2)3)†} 刘琳¹⁾³⁾ 陈德华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测量工程技术研究中心, 北京 100190)

(2022年10月28日收到; 2023年1月6日收到修改稿)

岩石孔隙中常常含有两相或多相流体, 了解弹性波作用下流体压力扩散对弹性波频散和衰减的影响对于地球资源探测至关重要. 本文建立了由一种骨架和两种流体组成的非饱和双重孔隙介质模型, 推导了考虑毛细管压力作用的, 包含宏观全局流和中观局域流两种机制的弹性波传播方程. 利用平面波分析的方法分析了三种纵波(P1, P2和P3波)和一种横波(S波)的频散和衰减特性, 并重点讨论了嵌入体半径、饱和度、渗透率和孔隙度等孔隙介质参数对其中P1波传播特性的影响. 经理论分析验证, 该模型在特定参数条件下可退化为经典Biot饱和流体孔隙模型. 根据数值模拟结果, 低频P1波速度会出现低于Gassmann-Wood低频极限的现象, 这是由于在考虑宏观尺度上流体间毛细管力作用的情况下, 全局流和局域流的耦合作用加速了孔隙压力的平衡过程, 使得岩石不排水的基本假设不再成立; 孔隙介质参数与弹性波频散和衰减之间是复杂的非线性关系; 与仅考虑宏观全局流机制的Santos模型相比, 本模型预测的岩石弹性模量在低频段与实际岩石测量数据较吻合, 证实了该模型在地震勘探速度场建模方面具有更好的可靠性.

关键词: 孔隙介质, 毛细管力, 局域流, 频散与衰减

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

DOI: 10.7498/aps.72.20222063

1 引言

理清流体饱和度、物性参数和分布特征对弹性波速度频散和衰减的影响对资源探测等领域具有重要意义. 不同尺度下的波致流现象是弹性波发生波速频散与能量衰减的主要原因之一, 宏观全局流机制、中观局域流机制和微观喷射流机制是目前被学术界广泛接受的频散和衰减机制^[1]. 在宏观的地震波长尺度上, Biot^[2,3]建立流-固双相孔隙介质的弹性波传播理论, 从理论上量化了全局流动引起的频散和衰减, 为后续孔隙介质模型的发展奠定了

基础.

在实际情况下, 孔隙介质中常常含有两相或多相流体, 如油气储层、碳封存层等, 我们将其称为非饱和孔隙介质. 针对含有两相流体的非饱和孔隙介质, 在低频时, 流体处于松弛状态, 流体之间的压力有足够时间来加以平衡, 对应的弹性模量最低; 而高频时流体压力无法平衡, 对应的弹性模量最高, 这两个界限分别对应Gassmann-Wood和Gassmann-Hill边界^[4]. 为描述任一频率下孔隙介质的弹性性质, 学者们提出了不同尺度下的弹性波传播的理论模型.

在宏观波长尺度上, Santos等^[5,6]利用补偿虚

* 国家自然科学基金(批准号: 12174421, 42074174)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hex@mail.ioa.ac.cn

功原理和拉格朗日方程, 将 Biot 模型扩展至一种骨架和两相流体的情况, 并考虑了流体间毛细管力的影响, 预测两流一固孔隙介质中存在三种纵波 (第一类纵波 P1、第二类纵波 P2、第三类纵波 P3) 和一种横波 (S 波). Lo 等^[7] 通过引入流体线性增量和孔隙度封闭条件, 建立一套偏微分波动方程, 分析了流体界面黏性耦合系数对各种体波的影响. 王婷等^[8] 通过修正 Biot 形式的渗流连续性方程, 研究了含少量气泡流体饱和孔隙介质中的弹性波传播特性. 在微观孔隙尺度上, 地震波诱发流体在垂直波传播方向上的喷射流动也是引起弹性波频散和衰减的重要机制^[9]. 由于宏观全局流和微观喷射流引起的频散和衰减只有在声波-超声波频段才会显著, 远在地震勘探频段之外, 无法指导地震勘探工作.

学者们认为介于宏观尺度和微观尺度之间的中观局域流机制是引起地震波频散和衰减的重要原因. White^[10] 引入中观尺度局部非均匀性的概念, 并提出气液呈同心球体周期分布的孔隙介质模型. 此后 Dutta 和 Odé^[11] 基于 Biot 理论对 White 模型进行了严格推导和修正, 并改正了传统 White 模型的零频极限问题. Wang 等^[12] 引入尺度因子分析了非饱和和孔隙介质的边界条件对地震波频散和衰减的影响. Johnson^[13], Tserkovnyak 和 Johnson^[14] 以及 Qi 等^[15] 利用分支函数法来研究复杂流体斑块形状的非饱和介质的声学响应特征问题. Ciz 和 Shapiro^[16], Müller 和 Gurevich^[17] 分别通过引入随机分布函数来研究流体斑块分布特征 (连续随机介质模型) 对地震波频散和衰减的影响.

岩石孔隙结构和流体分布十分复杂, 由于孔隙结构或流体物性的差异引起的非均匀性使得孔隙介质呈现出多重孔隙结构. 在多重孔隙介质中, 全局流、局域流和喷射流三种机制同时存在, 而上述理论模型将各个机制分开处理难以描述波动作用下流体的复杂流动, 为此学者们提出和发展了多重孔隙介质模型. 对于由流体分布非均匀性而定义的多重孔隙介质, Dvorkin 和 Nur^[18] 提出 BISQ 模型, 该模型将全局流和喷射流统一在一个圆柱单元体的力学模型中进行描述. Pride 等^[19] 基于热力学和分支函数法提出双重孔隙介质模型, 然而该模型无法对慢纵波进行预测. 巴晶等^[20] 则从经典力学理论出发, 采用 Rayleigh 球状气泡胀缩方程表征局域流流动, 推导了 Biot-Rayleigh 模型. Sun 等^[21]

在 Biot-Rayleigh 模型基础上将其扩展至非饱和的三重孔隙结构. Ba 等^[22] 提出双重-双重孔隙介质模型, 该模型能够同时描述孔隙结构和流体分布的非均匀性. Zhang 等^[23] 将微分等效介质理论和 Biot-Rayleigh 模型相结合, 分析了多尺度流体斑块的分形分布对弹性波频散和衰减的影响. 李红星等^[24] 构建了包含宏观、中观和微观三种机制的“十字型”结构孔隙介质模型.

同时, 许多学者开展了相关实验来研究非饱和对声波频散和衰减特征的影响^[25–27], 旨在了解各种条件下饱和度、黏度、流体分布等参数对频率相关弹性的影响. 实验结果发现, 中低频段的声速出现低于 Gassmann-Wood 预测的低频声速极限的情况, 而现有的包含多尺度波致流机制的非饱和和双重孔隙介质模型在低频时与 Gassmann-Wood 相吻合, 无法解释这一物理现象.

目前存在的非饱和双重孔隙介质模型在一定程度上解释了声波在非饱和孔隙介质中的传播特性, 然而这些模型未考虑流体之间毛细管压力的影响, 且难以解释声速低于 Gassmann-Wood 低频极限这一现象. 本文针对由一种骨架和两种流体组成的非饱和双重孔隙介质, 首先根据势能、动能和耗散能函数以及拉格朗日方程, 在 Santos 模型中引入局域流机制, 构建了考虑流体间毛细管力作用的非饱和双重孔隙介质模型. 在此基础上, 研究了三类纵波和一类横波的频散和衰减特征, 重点分析了嵌入体半径、饱和度、渗透率和孔隙度等孔隙介质参数对快纵波频散和衰减的影响. 最后通过将模拟结果与岩心实验数据对比验证了本文理论模型具有更好的可靠性.

2 非饱和双重孔隙介质理论模型

对于由一种骨架和两种流体组成的非饱和孔隙介质 Ω , 有效孔隙度为 ϕ . 孔隙部分 Ω_p 包含的流体互不相溶, 一种流体是润湿相流体, 另一种是非润湿相流体, 分别用下标 w 和 n 表示, 流体饱和度满足 $S_n + S_w = 1$, $S_m < S_n < 1 - S_{rw}$, 其中, S_n , S_w 分别表示非润湿相流体和润湿相流体的饱和度, S_m , S_{rw} 分别表示非润湿相流体和润湿相流体的残余饱和度. 在本文中将含润湿相流体孔隙看作背景相, 含非润湿相流体孔隙看作嵌入相, 如图 1 所示.

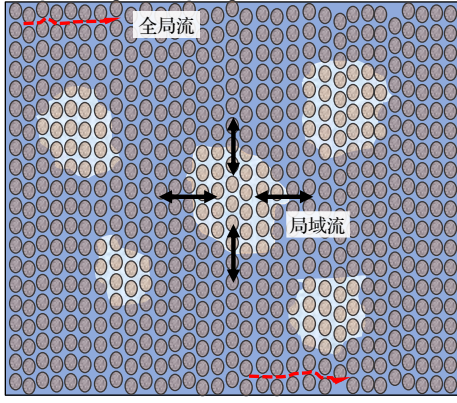


图 1 一种骨架和两种流体组成的非饱和双重孔隙介质示意图. 红色虚线箭头和黑色实线箭头分别表示波传播方向上的全局流矢量和嵌入体径向的局域流矢量

Fig. 1. Schematic diagram of unsaturated double-porosity medium composed of one type skeleton and two types of fluids. The velocity vectors of global flow and local flow are indicated by red dashed and black solid arrows respectively.

本文构建的理论模型应当满足以下物理假设, 只有在这些物理假设不被打破的前提下, 理论的适用性和预测结果的可靠性才能得到保障. 基础假设^[20]包括: 双重孔隙介质包含的两部分介质都应满足传统孔隙介质理论对单孔介质的基础假定, 两相流体相对体积比率限制; 宏观平均近似假设; 最小力学微元假设; 均一球形成嵌入体假设; 忽略嵌入体内部流体的局部振荡动能、相邻嵌入体在振荡过程中可能发生的相互作用、横波诱发的剪切模式局域流.

2.1 势能函数

在考虑宏观尺度上流体间毛细管力的情况下, 非饱和和孔隙介质的势能函数的二阶 Taylor 展开可表示为

$$W = \frac{1}{2}(A + 2N)I_1^2 - 2NI_2 + Q_1I_1\xi^w + \frac{1}{2}R_1\xi^{w,2} + Q_2I_1\xi^n + \frac{1}{2}R_2\xi^{n,2} + R_3\xi^w\xi^n, \quad (1)$$

式中, $I_1 = e = e_{ii}$ 为固相体应变, 下标 ii 表示 Einstein 求和约定;

$$I_2 = \begin{vmatrix} e_{11} & e_{12} \\ e_{21} & e_{22} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} e_{22} & e_{23} \\ e_{32} & e_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} e_{33} & e_{31} \\ e_{13} & e_{11} \end{vmatrix}$$

为固相切应变的相关量; ξ^w , ξ^n 为润湿相流体和非润湿相流体的体应变. A , N , Q_1 , Q_2 , R_1 , R_2 , R_3 是与毛细管压力有关的相互独立的弹性系数, 弹性系数的确定方法见附录 A. 本文沿用 Ravazzoli 等^[28]工作中毛细管压力的关系式:

$$P_{ca}(S_n) = A \left[\frac{1}{(S_n + S_{rw} - 1)^2} - \frac{S_m^2}{S_n^2(1 - S_m - S_{rw})^2} \right], \quad (2)$$

式中, A 为毛细管压力系数.

在纵波的周期性压缩和拉张作用下, 两相流体相应地会发生胀缩. 引入流体应变增量 ς 来表征局域流的影响, 该参数表示局域流振荡过程中两相流体的体应变变化. 引入局域流后势能函数变为如下形式:

$$W = \frac{1}{2}(A + 2N)I_1^2 - 2NI_2 + Q_1I_1(\xi^w + \phi_n\varsigma) + \frac{1}{2}R_1(\xi^w + \phi_n\varsigma)^2 + Q_2I_1(\xi^n - \phi_w\varsigma) + \frac{1}{2}R_2(\xi^n - \phi_w\varsigma)^2 + R_3(\xi^w + \phi_n\varsigma)(\xi^n - \phi_w\varsigma). \quad (3)$$

两相流体在胀缩过程中的每一瞬时状态下, 满足流体质量守恒关系 $\phi_w(\phi_n\varsigma) + \phi_n(-\phi_w\varsigma) = 0$, 其中 $\phi_w = v_w\phi$ 和 $\phi_n = v_n\phi$ 表示两类孔隙的绝对孔隙度, v_w , v_n 表示润湿相流体和非润湿相流体的体积比率. 假设球状嵌入相流体涨缩前后半径为 R_0 和 R , 对应的体积为 V_0 和 V , 则有效体积变形可表示为 $\phi_w\varsigma \approx 1 - V_0/V$, 因此流体应变增量可以表示为

$$\varsigma = \frac{1}{\phi_w} \left(1 - \frac{R_0^3}{R^3} \right), \quad (4)$$

式中 R_0 为表征嵌入体尺度的一个参数, 用来描述中观局域流这一流体流动模式. 中观局域流是介于宏观尺度和微观尺度之间的一种流体流动模式, 可以发生在非常大的尺度范围内. 模型在通过定义物理参数 R_0 来描述中观局域流机制的尺度时, 并未将其限制于描述某一固定尺度, 但其应大于孔隙尺度, 远小于波长尺度^[1].

2.2 动能函数和耗散能函数

动能函数包括波传播方向上的动能和球状嵌入体径向上的动能, 二者近似解耦. 因此动能函数可写为

$$T = \frac{1}{2}\rho_{11}\dot{\mathbf{u}}^2 + \frac{1}{2}\rho_{22}\dot{\mathbf{u}}^{w,2} + \frac{1}{2}\rho_{33}\dot{\mathbf{u}}^{n,2} + \rho_{12}\dot{\mathbf{u}}^w + \rho_{13}\dot{\mathbf{u}}^n + \rho_{23}\dot{\mathbf{u}}^w\dot{\mathbf{u}}^n + T_L, \quad (5)$$

式中, ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{33} , ρ_{12} , ρ_{13} , ρ_{23} 是 6 个密度系数, 表达式见附录 A; T_L 表示局域流振荡动能; \mathbf{u} , \mathbf{u}^w , \mathbf{u}^n 分别表示固相、润湿相流体和非润湿相流体的位移. 巴晶等^[20]将 Rayleigh 提出的气泡振荡

动能函数推广至孔隙介质中, 得到 T_L 的表达式为

$$T_L = \frac{1}{6} \rho_w \zeta^2 R_0^2 \frac{\phi_w^2 \phi_n \phi_{w0}}{\phi_{n0}}, \quad (6)$$

式中, ρ_w 表示背景相流体的密度; ϕ_{w0} , ϕ_{n0} 表示两个区域内部的局部孔隙度, 对于一种骨架和两种流体组成的孔隙介质, $\phi_{w0} = \phi_{n0} = \phi$.

与动能函数类似, 除了宏观尺度上三相之间的相对运动产生的摩擦耗散机制外, 中观尺度上流体胀缩运动也会引起耗散. 总的耗散能函数可表示为

$$D = \frac{1}{2} m_1 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w)^2 + \frac{1}{2} m_2 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n)^2 - m_{12} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) + \frac{1}{6} \frac{\eta_w \phi_w^2 \phi_n \phi_{n0}}{\kappa_w} \zeta^2 R_0^2, \quad (7)$$

式中, m_1, m_2, m_{12} 为耗散系数, 表达式见附录 A; η_w 为润湿相流体黏度; κ_w 为背景相中的渗透率.

2.3 波传播方程

保守系统的运动可以用基于 Hamilton 最小作用原理的 Lagrange 方程来描述, 带耗散势的以位移为广义坐标的 Lagrange 方程可以写成:

$$\partial_t \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} \right) + \partial_j \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_j x_i)} \right) - \frac{\partial L}{\partial x_i} + \frac{\partial D}{\partial \dot{x}_i} = 0, \quad (8)$$

式中, $L = T - W$, 表示 Lagrange 密度.

将势能函数、动能函数和耗散能函数代入 Lagrange 方程, 可以得到考虑毛细管力作用的非饱和双重孔隙介质波传播动力学方程:

$$\begin{aligned} & \rho_{11} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{13} \ddot{\mathbf{u}}^n + (m_1 - m_{12}) (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) \\ & + (m_2 - m_{12}) (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) \\ & = N \Delta \mathbf{u} + (A + N) \nabla e + Q_1 \nabla (\xi^w + \phi_n \zeta) \\ & + Q_2 \nabla (\xi^n - \phi_w \zeta), \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} & \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{22} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{23} \ddot{\mathbf{u}}^n - m_1 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) \\ & + m_{12} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) \\ & = Q_1 \nabla e + R_1 \nabla (\xi^w + \phi_n \zeta) + R_3 \nabla (\xi^n - \phi_w \zeta), \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} & \rho_{13} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{23} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{33} \ddot{\mathbf{u}}^n + m_{12} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) \\ & - m_2 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) \\ & = Q_2 \nabla e + R_3 \nabla (\xi^w + \phi_n \zeta) + R_2 \nabla (\xi^n - \phi_w \zeta), \end{aligned} \quad (9c)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \rho_w \zeta R_0^2 \frac{\phi_w^2 \phi_n \phi_{n0}}{\phi_{w0}} + \frac{1}{3} \eta_w \zeta R_0^2 \frac{\phi_w^2 \phi_n \phi_{n0}}{\kappa} \\ & = \phi_n [Q_1 e + R_1 (\xi^w + \phi_n \zeta)] \\ & - \phi_w [Q_2 e + R_2 (\xi^n - \phi_w \zeta)] \\ & + R_3 (-\xi^w \phi_w + \xi^n \phi_n - 2\phi_w \phi_n \zeta). \end{aligned} \quad (9d)$$

对波动方程取散度算子, 得到纵波控制方程, 将固相位移、流相位移和流体应变增量写成平面波解的形式 $\exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$ 代入到纵波控制方程, 整理可得

$$\begin{vmatrix} a_{11} k^2 + b_{11} & a_{12} k^2 + b_{12} & a_{13} k^2 + b_{13} \\ a_{21} k^2 + b_{21} & a_{22} k^2 + b_{22} & a_{23} k^2 + b_{23} \\ a_{31} k^2 + b_{31} & a_{32} k^2 + b_{32} & a_{33} k^2 + b_{33} \end{vmatrix} = 0, \quad (10)$$

式中

$$\begin{aligned} a_{11} &= A + 2N + (Q_1 \phi_n - Q_2 \phi_w)^2 / S, \\ a_{22} &= R_1 + (R_1 \phi_n - R_3 \phi_w)^2 / S, \\ a_{33} &= R_2 + (R_3 \phi_n - R_2 \phi_w)^2 / S, \\ a_{12} &= a_{21} = Q_1 + (Q_1 \phi_n - Q_2 \phi_w) (R_1 \phi_n - R_3 \phi_w) / S, \\ a_{13} &= a_{31} = Q_2 + (Q_1 \phi_n - Q_2 \phi_w) (R_3 \phi_n - R_2 \phi_w) / S, \\ a_{23} &= a_{32} = R_3 + (R_1 \phi_n - R_3 \phi_w) (R_3 \phi_n - R_2 \phi_w) / S, \\ S &= \frac{1}{3} \omega \phi_w^2 \phi_n \phi_{w0} R_0^2 \left(\frac{i \eta_w}{\kappa_{w0}} - \frac{\rho_w \omega}{\phi_{w0}} \right) \\ & - R_1 \phi_n^2 - R_2 \phi_w^2 + 2R_3 \phi_n \phi_w, \\ b_{11} &= -\omega [\rho_{11} \omega - i(m_1 + m_2 - 2m_{12})], \\ b_{22} &= -\omega (\rho_{22} \omega - i m_1), \\ b_{33} &= -\omega (\rho_{33} \omega - i m_2), \\ b_{12} &= b_{21} = -\omega [\rho_{12} \omega + i(m_1 - m_{12})], \\ b_{13} &= b_{31} = -\omega [\rho_{13} \omega + i(m_2 - m_{12})], \\ b_{23} &= b_{32} = -\omega (\rho_{23} \omega + i m_{12}). \end{aligned}$$

求解 (10) 式, 得到一个快纵波和两个慢纵波所对应的波数 k_{P1} , k_{P2} , k_{P3} . 对波动方程取旋度算子, 得到横波控制方程, 同理进行平面波分析, 求得一个横波波数 k_s .

由此可以得到声波在非饱和双重孔隙介质中传播的相速度和逆品质因子:

$$v = \left[\text{Re} \left(\frac{k_j}{\omega} \right) \right]^{-1}, \quad Q^{-1} = \frac{2 \text{Im}(\omega / k_j)}{\text{Re}(\omega / k_j)}, \quad (11)$$

式中, k_j ($j = P1, P2, P3, S$) 表示各个波的波数.

2.4 模型退化与验证

本文模型是在 Santos 模型和 Rayleigh 气泡振

荡模型的基础上推导而来的, 将其称为 Santos-Rayleigh 模型. Santos 模型、Santos-Rayleigh 模型与 Biot 模型均可通过拉格朗日方程推导而来, 其中 Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型定义了一个固体相和两个流体相, 后者是在前者的基础上考虑了局域流的影响; 而 Biot 模型仅定义了一个固体相和一个流体相. 因此从理论上讲三个模型完全相容, Santos-Rayleigh 模型可以退化为 Biot 模型.

Santos-Rayleigh 模型的退化过程如下: 首先, Biot 模型没有考虑局域流的影响, 因此 Santos-Rayleigh 模型在退化时需忽略 (9) 式中的流体应变增量项 ζ , 此时模型退化为 Santos 模型; 其次, 假定孔隙被润湿相流体完全饱和, 即 $S_n = 0$, $S_w = 1$. 在这种情况下, 赵海波^[29]已经详细推导了 Santos 模型到 Biot 模型的退化过程. 另外, Santos-Rayleigh 模型忽略了剪切模式局域流, 因此该模型和 Santos 模型预测的横波频散和衰减应一致, 这一点在 3.1 节中得到验证.

3 数值分析

3.1 与 Santos 理论模型的对比

为检验针对非饱和和双重孔隙介质推导的 Santos-Rayleigh 模型的合理性, 将其与 Santos 模型进行对比. 选取的非饱和和双重孔隙介质模型物性参数见表 1^[30]. 在计算中, 分别以水和天然气作为润湿相流体和非润湿相流体, 含水饱和度 $S_w = 0.9$, 残余

表 1 非饱和和孔隙介质物性参数表
Table 1. Physical parameters of unsaturated porous media model.

参数	值
固体基质体积模量/GPa	36
固体基质密度/(kg·m ⁻³)	2650
骨架体积模量/GPa	6.21
骨架剪切模量/GPa	4.55
孔隙度	0.33
渗透率/m ²	4.935 × 10 ⁻¹²
润湿相流体体积模量/GPa	2.223
润湿相流体密度/(kg·m ⁻³)	1000
润湿相流体黏度/(Pa·s)	0.001
非润湿相流体体积模量/GPa	0.022
非润湿相流体密度/(kg·m ⁻³)	100
非润湿相流体黏度/(Pa·s)	15 × 10 ⁻⁶

水饱和度 $S_{rw} = 0.05$, 残余气饱和度 $S_m = 0$, $A = 3000$ Pa, 参考压力 $\bar{p}_w = 30$ MPa (大致相当于埋深 3 km 的岩石), 嵌入体半径 $R_0 = 0.25$ m.

P1 波的相速度和衰减与频率的关系如图 2 所示. 从图 2 可以看出, Santos 模型存在一个频散过渡带和衰减峰, 而 Santos-Rayleigh 模型存在两个频散过渡带和衰减峰, 这是因为前者只考虑了全局流机制, 后者同时考虑了全局流和局域流机制. Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型的速度与衰减在高频段完全重合, 而 Santos-Rayleigh 模型在低频段产生了一个频散过渡带, 说明局域流机制主要作用在低频范围内. 同时在低频段 Santos 模型与 Gassmann-Wood 低频极限一致, 而 Santos-Rayleigh 模型却低于 Gassmann-Wood 低频极限, 这是由于全局流动和局域流动耦合引起的流体压力扩散加速了孔隙压力的平衡过程, 不排水的基本假设被打破, 排水/部分排水条件使纵波速度显著降低, 甚至低于低频极限^[12].

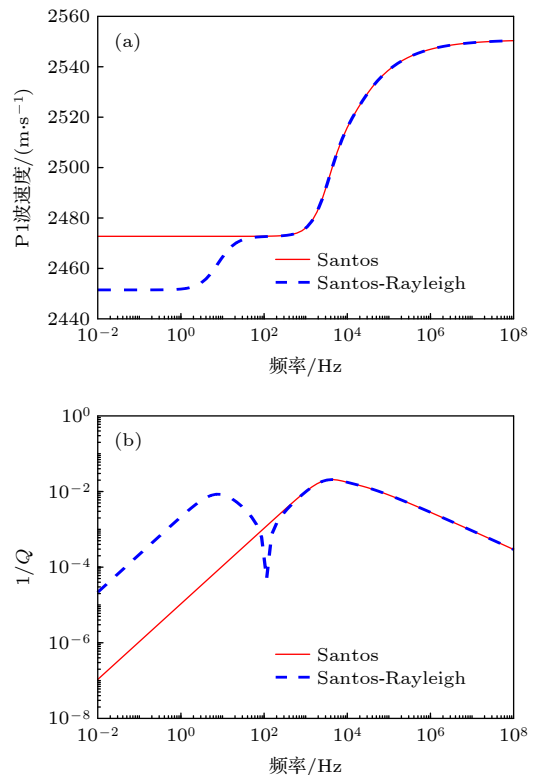


图 2 Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型预测的 P1 波速度与衰减随频率变化曲线对比 (a) P1 波相速度; (b) P1 波逆品质因子

Fig. 2. Comparison of P1 wave velocity and attenuation as the function of frequencies predicted by Santos and Santos-Rayleigh models: (a) Phase velocity of P1 wave; (b) dissipation factor of P1 wave.

图 3 为 P2 波和 P3 波的相速度和衰减与频率的关系. 从图 3 可以看出, P2 波和 P3 波速度在低频段近似为零, 并随频率的增加而增加. P2 波逆品质因子在低频段约为 1, 并随频率的增加而降低. P3 波的逆品质因子在低频段内随频率的增加而增加, 这是由局域流引起的; P3 波的逆品质因子在高频频段内随频率增加而降低. P2 波和 P3 波的差异源于背景相和嵌入相的性质差异.

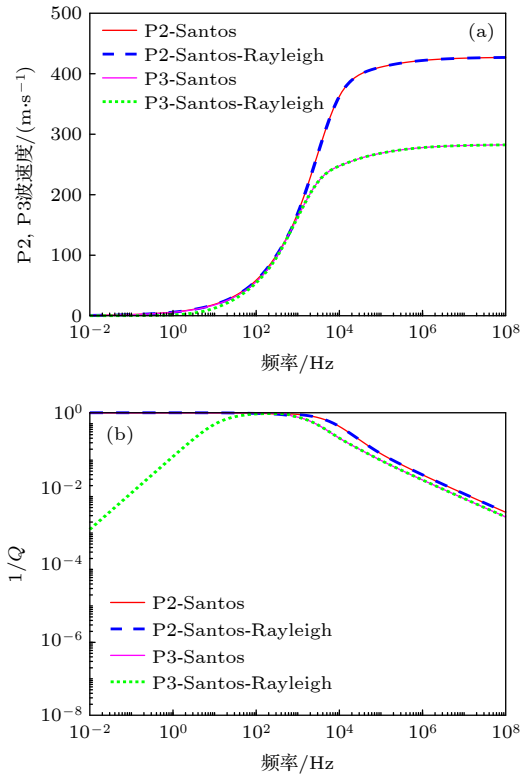


图 3 Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型预测的 P2 和 P3 波速度与衰减随频率变化曲线对比 (a) P2, P3 波相速度; (b) P2, P3 波逆品质因子

Fig. 3. Comparison of P2 and P3 wave velocities and attenuations as the function of frequencies predicted by Santos and Santos-Rayleigh models: (a) Phase velocity of P2 and P3 wave; (b) dissipation factor of P2 and P3 wave.

S 波的相速度和衰减与频率的关系如图 4 所示. 从图 4 可看出, Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型的横波相速度和衰减完全一致, 这是由于本文仅考虑了纵波激励所诱发的局域流, 没有考虑横波诱发的剪切模式局域流. 横波的衰减是由固体骨架和流体间的摩擦流动引起的.

3.2 孔隙介质参数对 P1 波频散和衰减的影响

由于 P2 波和 P3 波为耗散类型的慢纵波, 在

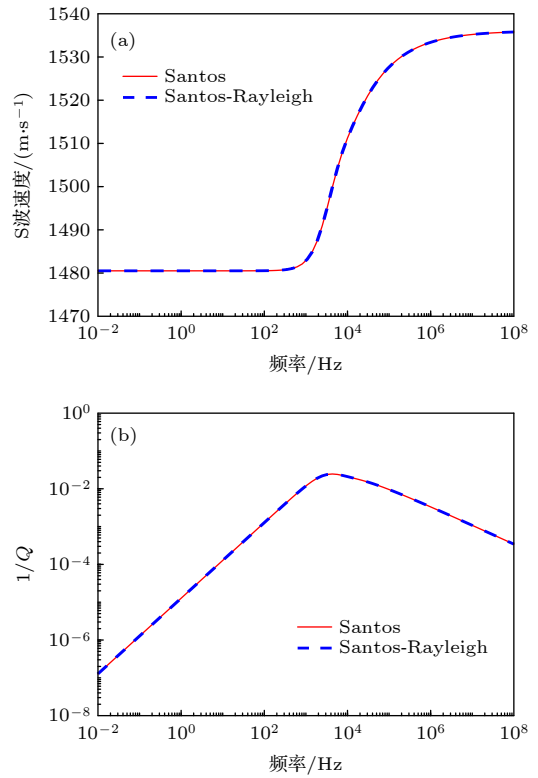


图 4 Santos 模型和 Santos-Rayleigh 模型预测的 S 波速度与衰减随频率变化曲线对比 (a) S 波相速度; (b) S 波逆品质因子

Fig. 4. Comparison of S wave velocity and attenuation as the function of frequencies predicted by Santos and Santos-Rayleigh models: (a) Phase velocity of S wave; (b) dissipation factor of S wave.

地震勘探工作中难以测量, 而 P1 波在地震勘探的速度场建模中更具实际意义. 因此, 本节主要分析孔隙介质参数对 P1 波速度和衰减的影响, 进一步分析非饱和和双重孔隙介质中的弹性波传播特征. 嵌入体半径对 P1 波速度和衰减的影响如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 随着嵌入体半径的增大, 第一个频散过渡带和衰减峰向低频移动, 第二个频散过渡带和衰减峰则没有变化, 这是由于嵌入体半径仅影响局域流机制.

含水饱和度对 P1 波速度和衰减的影响如图 6 所示, 固定嵌入体半径 $R_0 = 0.2$ m. 从图 6 可以看出, 随着含水饱和度的增加, P1 波速度升高, 并且在接近完全饱和水时迅速增加, 这是由于流体等效弹性模量随着含水饱和度的增加而增加, 进而导致 P1 波速度增加. 局域流引起的衰减随含水饱和度的增加而增加, 而全局流引起的衰减随含水饱和度的增加而降低, 但两种机制的频散过渡带和衰减峰的位置无明显变化.

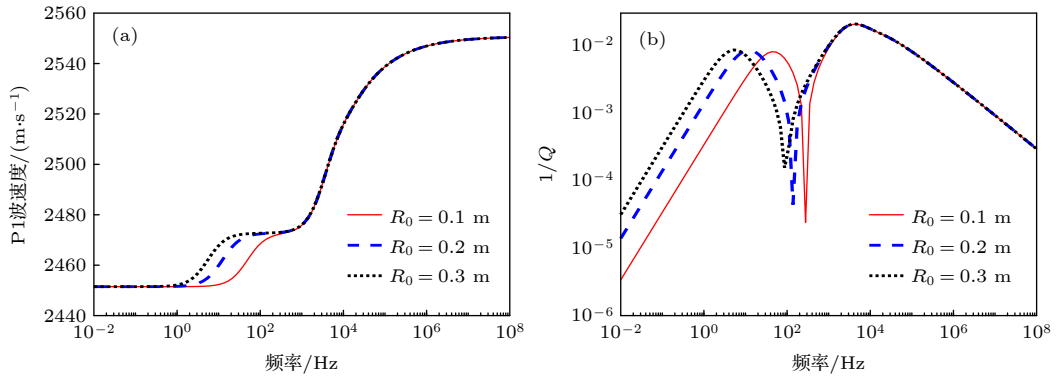


图 5 不同嵌入体半径下 Santos-Rayleigh 模型 P1 波速度与衰减随频率变化曲线 (a) P1 波相速度; (b) P1 波逆品质因子
 Fig. 5. P1 wave velocity and attenuation predicted by Santos-Rayleigh model with different radii of inclusion: (a) Phase velocity of P1 wave; (b) dissipation factor of P1 wave.

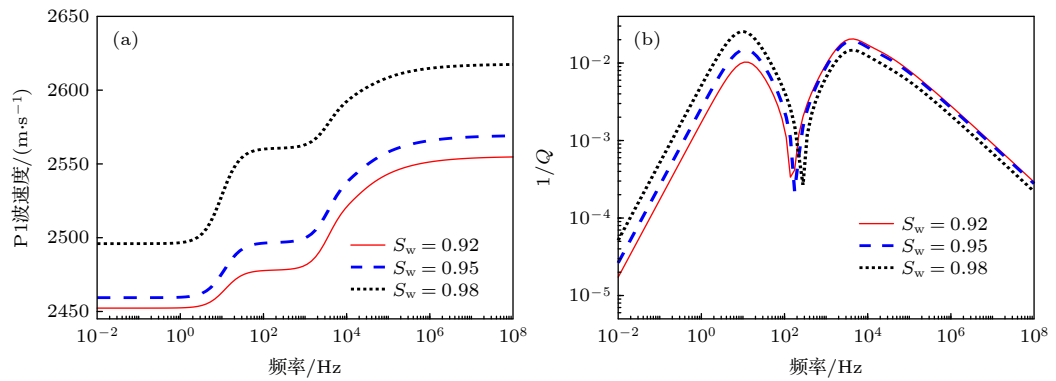


图 6 不同含水饱和度下 Santos-Rayleigh 模型 P1 波速度与衰减随频率变化曲线 (a) P1 波相速度; (b) P1 波逆品质因子
 Fig. 6. P1 wave velocity and attenuation predicted by Santos-Rayleigh model with different water saturations: (a) Phase velocity of P1 wave; (b) dissipation factor of P1 wave.

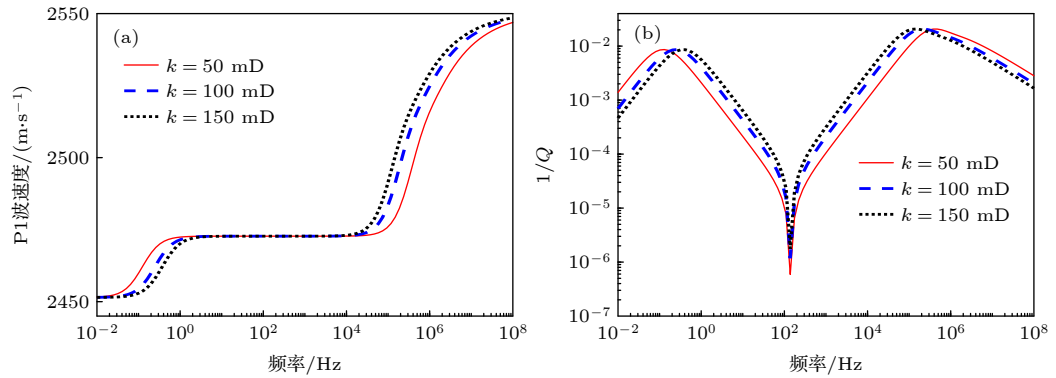


图 7 不同渗透率下 Santos-Rayleigh 模型 P1 波速度与衰减随频率变化曲线 (a) P1 波相速度; (b) P1 波逆品质因子
 Fig. 7. P1 wave velocity and attenuation predicted by Santos-Rayleigh model with different permeabilities: (a) Phase velocity of P1 wave; (b) dissipation factor of P1 wave.

渗透率对 P1 波速度和衰减的影响如图 7 所示。从图 7 可以看出, 渗透率主要影响 P1 波频散过渡带和衰减峰的位置, 随着渗透率的增加, 局域流机制的波速和衰减曲线向高频移动, 全局流机制的波速和衰减曲线向低频移动。

孔隙度对 P1 波速度和衰减的影响如图 8 所

示。从图 8 可以看出, 与以上分析的嵌入体半径、渗透率等参数相比, 孔隙度对 P1 波的影响则更为复杂。这是由于孔隙度的增大会同时导致弹性模量和密度的降低, P1 波速度随孔隙度增大或减小取决于模量和密度的相对变化。在本文模拟情况下, 随着孔隙度的增大, P1 波速度先减小后增大的现

象, 这是由于模量和密度在孔隙度增大过程中先后占据主导作用. 此外, 孔隙度的增大会对全局流机制产生较大的影响, 全局流机制的频散过渡带和衰减峰的位置向高频移动, 且全局流机制引起的 P1 波频散和衰减逐渐增强, 这是由于流固之间的耦合作用和相对运动随孔隙度的增大而增强, 对岩石中传播的弹性波造成了更强的衰减.

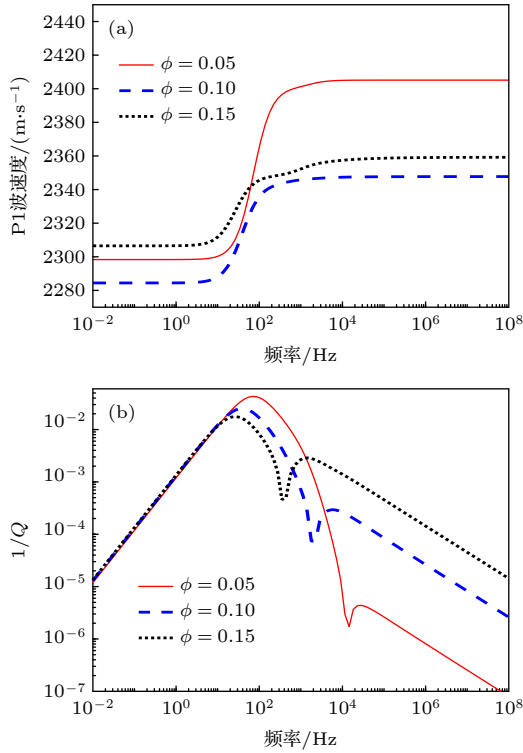


图 8 不同孔隙度下 Santos-Rayleigh 模型 P1 波速度与衰减随频率变化曲线 (a) P1 波相速度; (b) P1 波逆品质因子
Fig. 8. P1 wave velocity and attenuation predicted by Santos-Rayleigh model with different porosities: (a) Phase velocity of P1 wave; (b) dissipation factor of P1 wave.

由上述分析可知, 孔隙介质参数对全局流和局域流引起的 P1 波频散和衰减的影响有所差异, 这是由于孔隙介质参数之间是相互耦合的, 各个参数与 P1 波速度频散和衰减是十分复杂的非线性关系. 因此, 针对实际问题来评价孔隙介质参数对弹性波的影响更具实际意义.

4 理论模型与实验数据对比解释

为了验证 Santos-Rayleigh 模型的可靠性, 将本文的理论模拟结果与 Chapman 等^[27] 利用 Berea 砂岩采集的实验数据进行对比分析, Berea 砂岩相

关物性参数见表 2. 该实验采用应力-应变法测量的岩心参数为杨氏模量, 可以将 Santos-Rayleigh 模型求得的纵横波的速度转换为杨氏模量.

表 2 Berea 砂岩及流体物性参数表
Table 2. Physical parameters of Berea sandstone and fluids.

参数	值
固体基质体积模量/GPa	30
固体基质密度/(kg·m ⁻³)	2600
骨架体积模量/GPa	11.7
骨架剪切模量/GPa	11.1
孔隙度	0.196
渗透率/m ²	0.266 × 10 ⁻¹²
地层水体积模量/GPa	2.23
地层水密度/(kg·m ⁻³)	997.67
地层水黏度/(Pa·s)	0.00091
二氧化碳体积模量/GPa	1.17 × 10 ⁻³
二氧化碳密度/(kg·m ⁻³)	17.21
二氧化碳黏度/(Pa·s)	1.5 × 10 ⁻⁵

杨氏模量的实测数据和两个理论模型模拟结果的对比如图 9 所示, 嵌入体半径 $R_0 = 0.2 m$. 从图 9 可以看出, 频率在 0.1—10 Hz 范围内, Santos-Rayleigh 模型的杨氏模量模拟结果与实测数据吻合较好, 能够解释低频模量低于 Gassmann-Wood 极限这一实验现象; 在高频情况下, 杨氏模量的实验测量值大于模型的预测结果, 理论与实验对比发现本文模型低估了杨氏模量的频散比例, 在 Wang 等^[12]的工作中也出现了类似结果. 造成这种情况的原因之一在于本文模型仅考虑了流体的全局流动和局域流动, 忽略了流体在孔隙之间的喷射流

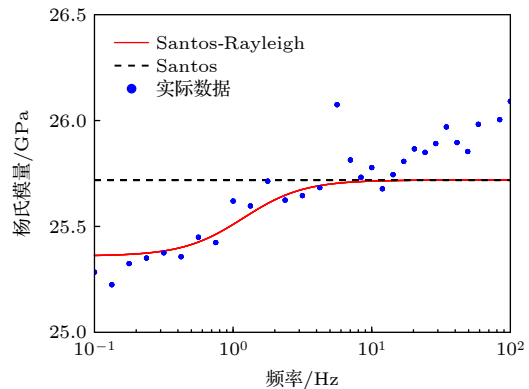


图 9 Santos-Rayleigh 模型与实际数据对比
Fig. 9. Comparison of measured data with Santos-Rayleigh model.

动, 喷射流机制在高频时对模量的影响更大^[12], 而本文模型中未予以考虑; 另一方面的原因在于本文模型假设岩石孔隙结构均匀, 流体嵌入体具有相同的尺寸并且均匀分布在单元体中, 而忽略了孔隙结构的非均匀性^[20] 和嵌入体的尺寸变化、分布形式和相互作用等因素对模量频散产生的影响^[1].

5 结论

本文针对一种骨架和两种流体组成的孔隙介质, 基于动能函数、势能函数和耗散能函数, 结合 Lagrange 方程, 构建了考虑流体毛细管力作用的非饱和双重孔隙介质模型, 并从理论上该模型可以退化至经典 Biot 模型;

利用平面波分析的方法讨论了三种纵波 (P1, P2, P3) 和一种横波 (S 波) 的频散和衰减特性, 并与 Santos 模型进行了对比. 在考虑宏观尺度上流体间毛细管压力作用的情况下, 全局流和局域流的耦合作用加速了孔隙压力的平衡过程, 不排水条件不再适用, 使得 P1 速度在低频时会低于 Gassmann-Wood 极限; P2 和 P3 波是耗散波, 低频时速度近似为零, 随频率增大而增大; P3 波在 seismic 频段由于局域流作用逆品质因子随频率增大; 模型中尚未考虑剪切模式局域流的影响, S 波和 Santos 模型一致.

嵌入体半径仅影响代表局域流机制的频散过渡带和衰减峰的位置, 该位置随嵌入体随半径增大向低频方向移动; 随含水饱和度的减小, P1 波速度整体降低, 局域流机制导致的衰减减小, 全局流机制导致的衰减增加; 随渗透率的减小, 局域流机制的频散过渡带和衰减峰向低频移动, 全局流机制的频散过渡带和衰减峰向高频移动; 随孔隙度的增大, P1 波速度先减小后增大, 且全局流机制引起的衰减增加; 各个参数对 P1 波速频散和衰减的影响是复杂的非线性关系, 将本文理论模型针对具体问题加以分析更具实际意义.

通过将本文理论模型与实测数据进行对比分析, 本文模型能够合理解释 P1 波速度低于 Gassmann-Wood 低频极限这一现象, 其在地震勘探速度场建模具有更高的可靠性和适用性. 由于本文模型未考虑喷射流机制、剪切模式局域流等, 在高频模量和横波预测等方面仍存在差异, 可在今后工作中予以完善. 本文的研究结果可以为油气资源勘探、碳封存层监测等工程问题提供理论指导.

附录 A 弹性系数、密度系数和耗散系数表达式

Santos 等^[5,6] 提出了由一种骨架和两种流体组成的孔隙介质中弹性波传播理论, 其方程的推导过程采用了相对位移格式, 将固相位移和流体体积含量变化作为广义坐标. 而本文模型的推导采用了绝对位移格式, 将固相位移和流相位移作为广义坐标. 将二者进行统一, 首先将 Santos 模型波动方程从相对位移形式转换为绝对位移形式, 确定两种格式下弹性系数、密度系数和耗散系数的对应关系.

Santos 模型的相对位移格式波动方程为

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} + \rho_w S_w \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_n S_n \ddot{\mathbf{u}}^n = N \Delta \mathbf{u} + \nabla [(\lambda_c + N)e + B_1 \varepsilon^w + B_2 \varepsilon^n], \quad (\text{A1})$$

$$\rho_w S_w \ddot{\mathbf{u}} + g_w \ddot{\mathbf{u}}^w + g_{nw} \ddot{\mathbf{u}}^n + b_w \dot{\mathbf{u}}^w - b_{nw} \dot{\mathbf{u}}^n = \nabla (B_1 e + M_1 \varepsilon^w + M_3 \varepsilon^n), \quad (\text{A2})$$

$$\rho_n S_n \ddot{\mathbf{u}} + g_{nw} \ddot{\mathbf{u}}^w + g_n \ddot{\mathbf{u}}^n - b_{nw} \dot{\mathbf{u}}^w + b_n \dot{\mathbf{u}}^n = \nabla (B_2 e + M_3 \varepsilon^w + M_2 \varepsilon^n), \quad (\text{A3})$$

式中, 流体的体应变 $\varepsilon^\theta = \nabla \cdot \mathbf{u}^\theta$ ($\theta = n, w$), 相对位移 \mathbf{u}^θ 可用固体绝对位移 \mathbf{u} 和流体绝对位移 \mathbf{u}^θ 表示, $\mathbf{u}^\theta = \phi(\mathbf{u}^\theta - \mathbf{u})$, 则 $\varepsilon^\theta = \phi \nabla \cdot (\mathbf{u}^\theta - \mathbf{u})$. 将其代入 (A1)–(A3) 式, 消去流体相对位移和流体相对位移散度, 得到

$$(\rho - \rho_w S_w \phi - \rho_n S_n \phi) \ddot{\mathbf{u}} + \rho_w S_w \phi \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_n S_n \phi \ddot{\mathbf{u}}^n = N \Delta \mathbf{u} + (\lambda_c + N - B_1 \phi - B_2 \phi) \nabla e + B_1 \phi \nabla \xi^w + B_2 \phi \nabla \xi^n, \quad (\text{A4})$$

$$(\rho_w S_w - g_w \phi - g_{nw} \phi) \ddot{\mathbf{u}} + g_w \phi \ddot{\mathbf{u}}^w + g_{nw} \phi \ddot{\mathbf{u}}^n + b_w \phi (\dot{\mathbf{u}}^w - \mathbf{u}) - b_{nw} \phi (\dot{\mathbf{u}}^n - \mathbf{u}) = (B_1 - M_1 \phi - M_3 \phi) \nabla e + M_1 \phi \nabla \xi^w + M_3 \nabla \xi^n, \quad (\text{A5})$$

$$(\rho_n S_n - g_n \phi - g_{nw} \phi) \ddot{\mathbf{u}} + g_{nw} \phi \ddot{\mathbf{u}}^w + g_n \phi \ddot{\mathbf{u}}^n - b_{nw} \phi (\dot{\mathbf{u}}^w - \mathbf{u}) + b_n \phi (\dot{\mathbf{u}}^n - \mathbf{u}) = (B_2 - M_2 \phi - M_3 \phi) \nabla e + M_3 \phi \nabla \xi^w + M_2 \nabla \xi^n, \quad (\text{A6})$$

其中 $\xi^\theta = \nabla \cdot \mathbf{u}^\theta$ ($\theta = n, w$). 对上式作 $\phi \times (\text{A5})$ 式、 $\phi \times (\text{A6})$ 式、(A4) 式 - $\phi \times (\text{A5})$ 式 - $\phi \times (\text{A6})$ 式得到绝对位移格式的波动方程:

$$\rho_{11} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{13} \ddot{\mathbf{u}}^n + (m_1 - m_{12})(\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) + (m_2 - m_{12})(\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) = N \Delta \mathbf{u} + (A + N) \nabla e + Q_1 \nabla \xi^w + Q_2 \nabla \xi^n, \quad (\text{A7})$$

$$\rho_{12} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{22} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{23} \ddot{\mathbf{u}}^n - m_1 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) + m_{12} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) = Q_1 \nabla e + R_1 \nabla \xi^w + R_3 \nabla \xi^n, \quad (\text{A8})$$

$$\rho_{13} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{23} \ddot{\mathbf{u}}^w + \rho_{33} \ddot{\mathbf{u}}^n + m_{12} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^w) - m_2 (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}}^n) = Q_2 \nabla e + R_3 \nabla \xi^w + R_2 \nabla \xi^n, \quad (\text{A9})$$

弹性系数、密度系数和耗散系数对应关系如下:

$$\begin{aligned}
 A &= \lambda_c - 2B_1\phi - 2B_2\phi + (M_1 + M_2 + 2M_3)\phi^2, \\
 Q_1 &= \phi(B_1 - M_1\phi - M_3\phi), \\
 Q_2 &= \phi(B_2 - M_2\phi - M_3\phi), \\
 R_1 &= M_1\phi^2, \quad R_2 = M_2\phi^2, \quad R_3 = M_3\phi^2, \\
 \rho_{11} &= \rho - 2(\rho_n S_n + \rho_w S_w)\phi + (g_n + g_w + 2g_{nw})\phi^2, \\
 \rho_{12} &= \phi(\rho_w S_w - g_w\varphi - g_{nw}\phi), \\
 \rho_{13} &= \phi(\rho_n S_n - g_n\phi - g_{nw}\varphi), \\
 \rho_{22} &= g_w\phi^2, \quad \rho_{23} = g_{nw}\phi^2, \quad \rho_{33} = g_n\phi^2, \\
 m_1 &= b_w\phi^2, \quad m_2 = b_n\phi^2, \quad m_{12} = b_{nw}\phi^2, \quad (A10)
 \end{aligned}$$

式中, λ_c , B_1 , B_2 , M_1 , M_2 , M_3 表示弹性系数; g_n , g_w , g_{nw} 表示质量耦合系数; b_n , b_w , b_{nw} 表示黏滞耦合系数; ρ 表示体积密度, 其计算公式详见 Santos 等^[6].

参考文献

- [1] Müller T M, Gurevich B, Lebedev M 2010 *Geophysics* **75** 75A147
- [2] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 168
- [3] Biot M A 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 1482
- [4] Ba J 2013 *Progress and Review of Rock Physics* (Beijing: Tsinghua University Press) p151 (in Chinese) [巴晶 2013 岩石物理学进展与评述 (北京: 清华大学出版社) 第151页]
- [5] Santos J E, Douglas J, Corberó J, Lovera O M 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **87** 1439
- [6] Santos J E, Corberó J M, Douglas J 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **87** 1428
- [7] Lo W C, Sposito G, Majer E 2005 *Water Resour. Res.* **41** W02025
- [8] Wang T, Cui Z W, Liu J X, Wang K X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 114301 (in Chinese) [王婷, 崔志文, 刘金霞, 王克协 2018 物理学报 **67** 114301]
- [9] Mavko G, Nur A 1975 *J. Geophys. Res.* **80** 1444
- [10] White J E 1975 *Geophysics* **40** 224
- [11] Dutta N C, Odé H 1979 *Geophysics* **44** 1777
- [12] Wang Y, Zhao L, Cao C, Yao Q, Yang Z, Cao H, Geng J 2022 *Geophysics* **87** MR247
- [13] Johnson D L 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 682
- [14] Tserkovnyak Y, Johnson D L 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **114** 2596
- [15] Qi Q, Müller T M, Gurevich B, Lopes S, Lebedev M, Caspari E 2014 *Geophysics* **79** WB35
- [16] Ciz R, Shapiro S A 2007 *Geophysics* **72** A75
- [17] Müller T M, Gurevich B 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 2732
- [18] Dvorkin J, Nur A 1993 *Geophysics* **58** 524
- [19] Pride S R, Berryman, Harris J M 2004 *J. Geophys. Res.* **109** B01201
- [20] Ba J, Carcione J M, Cao H, Du Q Z, Yuan Z Y, Lu M H 2012 *Chin. J. Geophys.* **55** 219 (in Chinese) [巴晶, Carcione J M, 曹宏, 杜启振, 袁振宇, 卢明辉 2012 地球物理学报 **55** 219]
- [21] Sun W T, Ba J, Carcione J M 2016 *Geophys. J. Int.* **205** 22
- [22] Ba J, Xu W, Fu L Y, Carcione J M, Zhang L 2017 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **122** 1949
- [23] Zhang L, Ba J, Carcione J M, Wu C F 2022 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **127** e2021JB023809
- [24] 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]
- [25] Murphy W M 1984 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **89** 11549
- [26] Batzle M L, Han D H, Hofmann R 2006 *Geophysics* **71** N1
- [27] Chapman S, Borgomano J V M, Quintal B, Benson S M, Fortin J 2021 *J. Geophys. Res. Solid Earth* **126** e2021JB021643
- [28] Ravazzoli C L, Santos J E, Carcione J M 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **113** 1801
- [29] Zhao H B 2007 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [赵海波 2007 博士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [30] Carcione J M, Cavallini F, Santos J E, Ravazzoli C L, Gauzellino P M 2004 *Wave Motion* **39** 227

Elastic wave propagation characteristics in unsaturated double-porosity medium under capillary pressure*

Shi Zhi-Qi¹⁾²⁾³⁾ He Xiao^{1)2)3)†} Liu Lin¹⁾³⁾

Chen De-Hua¹⁾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 and Technology Research Center for Deep Drilling Exploration and Measurement,*

Institute of Acoustic, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 28 October 2022; revised manuscript received 6 January 2023)

Abstract

Rock pores often contain two-phase or multi-phase fluids, so it is important to understand how the wave-induced fluid pressure diffusion affects dispersion and attenuation of elastic waves for resource exploration. To describe the propagation of elastic wave in a double-porosity medium saturated by two-phase fluids, a wave propagation model, including both global and local flow mechanisms and considering the effect of capillary pressure, is derived. The dispersion and attenuation characteristics of three longitudinal waves (P1, P2, P3) and one transverse wave (S wave) are investigated by analyzing a plane wave, and the effects of physical parameters, such as inclusion radius, water saturation, permeability and porosity, on the propagation characteristics of P1 wave are investigated. Theoretical analysis shows that the model derived in this work can be degenerated into the Biot model under specific conditions. According to the numerical simulation results, due to the coupling of global flow and local flow, the P1 wave velocity may decrease below the Gassmann-Wood limit. The physical explanation of this phenomenon is as follows: when considering the effect of capillary pressure, the coupling effect of global flow and local flow will break the basic assumption that rock is undrained. The relationship between physical parameters of porous medium and the dispersion and attenuation characteristics of elastic wave is complicated and nonlinear. Compared with Santos model, elastic modulus predicted by Santos-Rayleigh model is in good agreement with the experimental data in the low frequency band, which proves that this model has good reliability in modeling the velocity field of seismic exploration.

Keywords: porous media, capillary pressure, local flow, dispersion and attenuation

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

DOI: 10.7498/aps.72.20222063

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12174421, 42074174).

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



毛细管压力作用下的非饱和双重孔隙介质中弹性波传播

石志奇 何晓 刘琳 陈德华 王秀明

Elastic wave propagation characteristics in unsaturated double-porosity medium under capillary pressure

Shi Zhi-Qi He Xiao Liu Lin Chen De-Hua Wang Xiu-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 069101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222063

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222063>

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

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>

多尺度波致流非饱和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>

含少量气泡流体饱和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>

流体/准饱和和多孔介质中伪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>

基于双程放大的毛细管放电69.8 nm激光增益特性

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge based on double-pass amplification

物理学报. 2019, 68(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181617>

不可压缩律流体气-液两相流格子Boltzmann模型及其在多孔介质内驱替问题中的应用

Lattice Boltzmann model of gas-liquid two-phase flow of incompressible power-law fluid and its application in the displacement problem of porous media

物理学报. 2019, 68(21): 214702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190873>