

Biot 耦合模式波的动力学特征

张丽琴, 於文辉, 王家映

(中国地质大学地球物理系, 湖北 武汉 430074)

摘要: 通过数值计算重点论述了低频条件下介质不同区域(弹性区、粘性区、孔隙区(被流体充填或不充填))对波传播的作用, 分析了在均匀的、完全各向同性介质中 Biot 耦合模式波在低频条件下的特点。发现:(1)慢纵波相速度存在临界孔隙度现象, 临界孔隙度是慢纵波相速度的盲点。(2)低频、高孔隙度条件更有利于慢纵波的观测。(3)低频条件下, 快纵波、横波相速度与渗透率无关; 而快纵波、横波损耗因子受渗透率影响较大。

关键词: Biot 耦合; 动力学; 相速度; 损耗因子; 慢纵波; 临界孔隙度

中图分类号: P315.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-0844(2004)02-0097-11

0 引言

Biot 根据潮湿土壤的电位特性和声波的吸收特性, 于 1956 年和 1962 年奠定了双相介质中弹性波传播的理论基础^[1-4]。Dvorkin 等(1993, 1994)发现孔隙中流体的喷射流机制并建立了孔隙流体流动的 Biot 机制和喷射流的统一模型^[5-7]。White 等人(1975)证实了孔隙流体的相对运动是弹性波衰减的主要机理^[8]。Сибиряков(1988)研究了双相介质中固体骨架与流体之间的物理力学性质, 并指出微观介质的形变会引起新的物理效应, 并且对纵波、横波及波散指数、储层滤波特性均会产生影响^[9]。Akbar 等(1993)研究了 P 波衰减与渗透率的变化关系^[10]; Parra 等(1994)基于 Biot 和均质化理论, 研究了波的衰减和频散^[11]。Zatsepin、Crampin(1995)^[12]和 Crampin(1984, 1986)^[13-15]的系列研究认为, 对于流体饱和和微裂隙岩石的形变, 其主要机制是孔隙流体在不同取向的应力场中沿相邻晶界微裂隙和晶界孔隙之间的压力差运移。王尚旭(1990)研究了双相介质中地震波的传播规律, 并实现了双相介质中地震波传播的有限元解法^[16]; 乔文孝等(1992)研究了声波在两种孔隙介质界面上的反射和透射规律^[17]; 牟永光(1996)通过超声波物理模型实验观测, 证实双相介质中既存在慢纵波, 也存在慢横波, 同时给出双相各向异性介质中弹性波方程的有限差分方法^[18]; 刘克安等(1997)利用时卷正则化方法对二维双相介质波动方程中的三个主要参数: 孔隙度、固相密度和流相密度同时进行反演^[19]; 席道瑛等(1999)研究了在实验室条件下流体的粘性系数与波衰减、模量和速度色散之间的关系^[20]; 魏修成(1995)对双相各向异性介质中的波传播特性进行了研究^[21]; 杨顶辉等(2000)研究了 Biot 和喷射流动耦合作用对各向异性弹性波的影响^[22]。以 Biot 理论为基础的饱和和多孔介质理论虽然较弹性理论向实际地球模型接近了一步, 但至今主要应用于几千赫兹至几十千赫兹的声波岩石物性测量数据及声波测井数据的解释^[23-25]。而几十赫兹以内的低频地震波是人类观测地球的主要地震波场和认识地球内部结构的主要实测资料, 因此研究 500 Hz 以内双相介质中地震波传播特征不但具有重要的理论意义, 更具有实际应用价值。本文主要从离散介质的观点探讨这一问题^[26]。

1 平面波解问题

低频条件下离散介质中的波动方程见文献[26], 其平面波解为

收稿日期: 2003-09-04

基金项目: 石油天然气总公司物探重点实验室(项目批准号 GPKL0202)和湖北省自然科学基金(项目批准号 2002AB018)资助。

作者简介: 张丽琴(1975-), 女(汉族), 江西九江人, 博士生, 主要从事多组公复合不均匀介质中地震波传播理论。

$$\begin{bmatrix} W_{11} & W_{12} & W_{13} & W_{14} & W_{15} & W_{16} \\ W_{21} & W_{22} & W_{23} & W_{24} & W_{25} & W_{26} \\ W_{31} & W_{32} & W_{33} & W_{34} & W_{35} & W_{36} \\ W_{41} & W_{42} & W_{43} & W_{44} & W_{45} & W_{46} \\ W_{51} & W_{52} & W_{53} & W_{54} & W_{55} & W_{56} \\ W_{61} & W_{62} & W_{63} & W_{64} & W_{65} & W_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} = 0 \quad (1)$$

式中 A_i, B_i 分别是固相位移与流相位移的振幅分量; 系数矩阵的具体表达式见附录。若使式(1)有解, 必定系数行列式等于零:

$$\begin{vmatrix} W_{11} & W_{12} & W_{13} & W_{14} & W_{15} & W_{16} \\ W_{21} & W_{22} & W_{23} & W_{24} & W_{25} & W_{26} \\ W_{31} & W_{32} & W_{33} & W_{34} & W_{35} & W_{36} \\ W_{41} & W_{42} & W_{43} & W_{44} & W_{45} & W_{46} \\ W_{51} & W_{52} & W_{53} & W_{54} & W_{55} & W_{56} \\ W_{61} & W_{62} & W_{63} & W_{64} & W_{65} & W_{66} \end{vmatrix} = 0 \quad (2)$$

由附录知, 这是关于 \bar{k}^2 的六次方程, \bar{k}^2 的六个根对应六个波。 \bar{k} 是频率的函数, 相应的平面波的相速度与衰减具有频散效应。

1.1 沿坐标轴方向传播的平面波

以 $n_1 = 1, n_2 = n_3 = 0$ 为例, 式(2)退化为

$$\begin{vmatrix} W_{11} & 0 & 0 & W_{14} & 0 & 0 \\ 0 & W_{22} & 0 & 0 & W_{25} & 0 \\ 0 & 0 & W_{33} & 0 & 0 & W_{36} \\ W_{41} & 0 & 0 & W_{44} & 0 & 0 \\ 0 & W_{52} & 0 & 0 & W_{55} & 0 \\ 0 & 0 & W_{63} & 0 & 0 & W_{66} \end{vmatrix} = 0 \quad (3)$$

式(3)的展开式为

$$(W_{22}W_{55} - W_{25}W_{52})(W_{66}W_{33} - W_{36}W_{63})(W_{11}W_{44} - W_{41}W_{14}) = 0$$

将 $n_1 = 1, n_2 = n_3 = 0$ 代入平面波解中, 得到反映 SH 波速度与衰减的波数方程

$$\bar{k}_{SH}^2 = 4 \left((\omega^2 \rho_2^{11} + j\omega\mu\phi^2 r_{22}) - \frac{(\omega^2 \rho_2^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{22})^2}{(\omega^2 \rho_2^{22} + j\omega\mu\phi^2 r_{22})} \right) (L_{xx}^t) \quad (4)$$

同理, SV 波速度与衰减的方程为

$$\bar{k}_{SV}^2 = 4 \left((\omega^2 \rho_3^{11} + j\omega\mu\phi^2 r_{33}) - \frac{(\omega^2 \rho_3^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{33})^2}{(\omega^2 \rho_3^{22} + j\omega\mu\phi^2 r_{33})} \right) (L_{xy}^t) \quad (5)$$

由参考文献[6]知, 只有当固相的弹性模量、粘性模量、孔隙结构形态、渗透系数、介质密度等参数是完全均匀的、各向同性的情况下, SH 波与 SV 波的相速度与衰减相等; 否则 SH 波与 SV 波的相速度与衰减不相等。

式(3)中的第三个因子反映纵波速度与衰减:

$$\begin{aligned} & k^4 [\phi^2 c_{77} (L_{11} + 2\phi c_{17} + \phi^2 c_{77}) - (\phi c_{17} + \phi^2 c_{77})^2] - \\ & k^2 [(2(\phi c_{17} + \phi^2 c_{77})(\omega^2 \rho_1^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{11})) + \\ & \phi^2 c_{77} (\omega^2 \rho_1^{11} + j\omega\mu\phi^2 r_{11}) + (\omega^2 \rho_1^{22} + j\omega\mu\phi^2 r_{11})(L_{11} + 2\phi c_{17} + \phi^2 c_{77})] + \end{aligned}$$

$$(\omega^2 \rho_1^{11} + j\omega\mu\phi^2 r_{11})(\omega^2 \rho_1^{22} + j\omega\mu\phi^2 r_{11}) - (\omega^2 \rho_1^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{11})^2 = 0 \quad (6)$$

该方程有二个根, 分别反映 P_1 波与 P_2 波的速度与衰减:

$$\tilde{k}_{P_{1,2}}^2 = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (7)$$

其中

$$A = \phi^2 (c_{77} L_{11} - (c_{17})^2)$$

$$B = -[\omega^2 (2\phi c_{17} + \phi^2 c_{77})(\rho_1^{11} + \rho_1^{12}) + \phi^2 c_{77} \omega^2 (\rho_1^{22} + \rho_1^{12}) + L_{11} \omega^2 \rho_1^{22} + j\omega\mu\phi^2 r_{11} L_{11}]$$

$$C = \omega^4 (\rho_1^{11} \rho_1^{22} - (\rho_1^{12})^2) + j\omega^3 \mu \phi^2 r_{11} (\rho_1^{11} + \rho_1^{22} + 2\rho_1^{12})$$

1.2 沿 XOY 平面传播的平面波

令 $n_3 = 0$, 式(2)退化为

$$\begin{vmatrix} W_{11} & W_{12} & 0 & W_{14} & W_{15} & 0 \\ W_{21} & W_{22} & 0 & W_{24} & W_{25} & 0 \\ 0 & 0 & W_{33} & 0 & 0 & W_{36} \\ W_{41} & W_{42} & 0 & W_{44} & W_{45} & 0 \\ W_{51} & W_{52} & 0 & W_{54} & W_{55} & 0 \\ 0 & 0 & W_{63} & 0 & 0 & W_{66} \end{vmatrix} = (W_{66} W_{33} - W_{63} W_{36}) \begin{vmatrix} W_{11} & W_{12} & W_{14} & W_{15} \\ W_{21} & W_{22} & W_{44} & W_{25} \\ W_{41} & W_{42} & W_{44} & W_{45} \\ W_{51} & W_{52} & W_{54} & W_{55} \end{vmatrix} = 0 \quad (8)$$

这是关于 k^2 的 5 次方程, 在 XOY 平面内共有 5 种波。

2 数值解分析

下面通过均匀的、完全各向同性介质的数值模型阐述不同条件下波的动力学特征。模型刚度参数参考了 Fernando 的数据^[27]; 固体的粘性参数来自文献[28], 孔隙流体的模量数据来自文献[22]。

图 1 是三种体波在 X 方向的相速度、损耗因子关于频率与孔隙度的关系曲面。该图揭示: 低频条件下, 快纵波、横波的相速度基本上不受频率因素的影响, 慢纵波的相速度随频率升高而增大; 快纵波、横波的相速度随孔隙度的增大而降低, 快纵波相速度的下降幅度大于横波的下落幅度。慢纵波相速度关于孔隙度的变化存在临界现象: 在临界孔隙度之前随孔隙度增大而快速增加, 达到最大值后逐渐下降, 至临界孔隙度时趋于零; 临界孔隙度之后又随着孔隙度的增加而增加。慢纵波相速度关于频率—孔隙度的曲面表现形式如瓦状结构。频率小于 100 Hz, 孔隙度小于 0.15 时, 快纵波的衰减较低; 100 Hz 以上快纵波的衰减随着频率和孔隙度的增大而快速增大。200 Hz 以下横波衰减与孔隙度无关; 频率大于 200 Hz, 孔隙度小于 0.1 时, 横波衰减速率较大; 频率大于 200 Hz, 孔隙度大于 0.1 时, 横波衰减速率随频率与孔隙度的增加而缓慢增加。慢纵波的衰减(慢纵波损耗因子是关于临界点的相对值)随孔隙度的增加而迅速降低, 随频率升高而增大。

图 2 是三种体波相速度、损耗因子与粘性区特征长度及孔隙度的关系曲面。显示快纵波、横波相速度随孔隙度的增加快速下降, 随粘性特征长度的增加缓慢下降。慢纵波相速度曲面存在一趋于零值的相速度曲线, 我们称为临界曲线, 随孔隙度增大向低粘性区特征长度方向延伸。快纵波衰减因子随粘性区特征长度与孔隙度的增大快速上升。在衰减因子与粘性区特征长度、孔隙度的曲面上, 横波衰减基本随孔隙度的增加而快速增加; 粘性区特征长度的变化几乎不影响横波损耗因子的变化。粘性区特征长度基本上对慢纵波损耗因子无影响, 孔隙度小于 0.15 时, 慢纵波衰减因子随孔隙度的增加快速降低; 孔隙度大于 0.15 时, 孔隙度变化对慢纵波损耗因子的影响很小。

图 3 是三种体波的相速度、损耗因子与渗透率、孔隙度的关系曲面(渗透率的范围为 $10^{-7} \sim 10^{-12}$)。显示快纵波、横波的相速度随孔隙度增加而降低, 快纵波的下落速率大于横波的下落速率; 纵波与横波相速度的变化基本与渗透率无关。快纵波损耗因子随着渗透率、孔隙度的增加而上升。高渗透率、低孔隙度

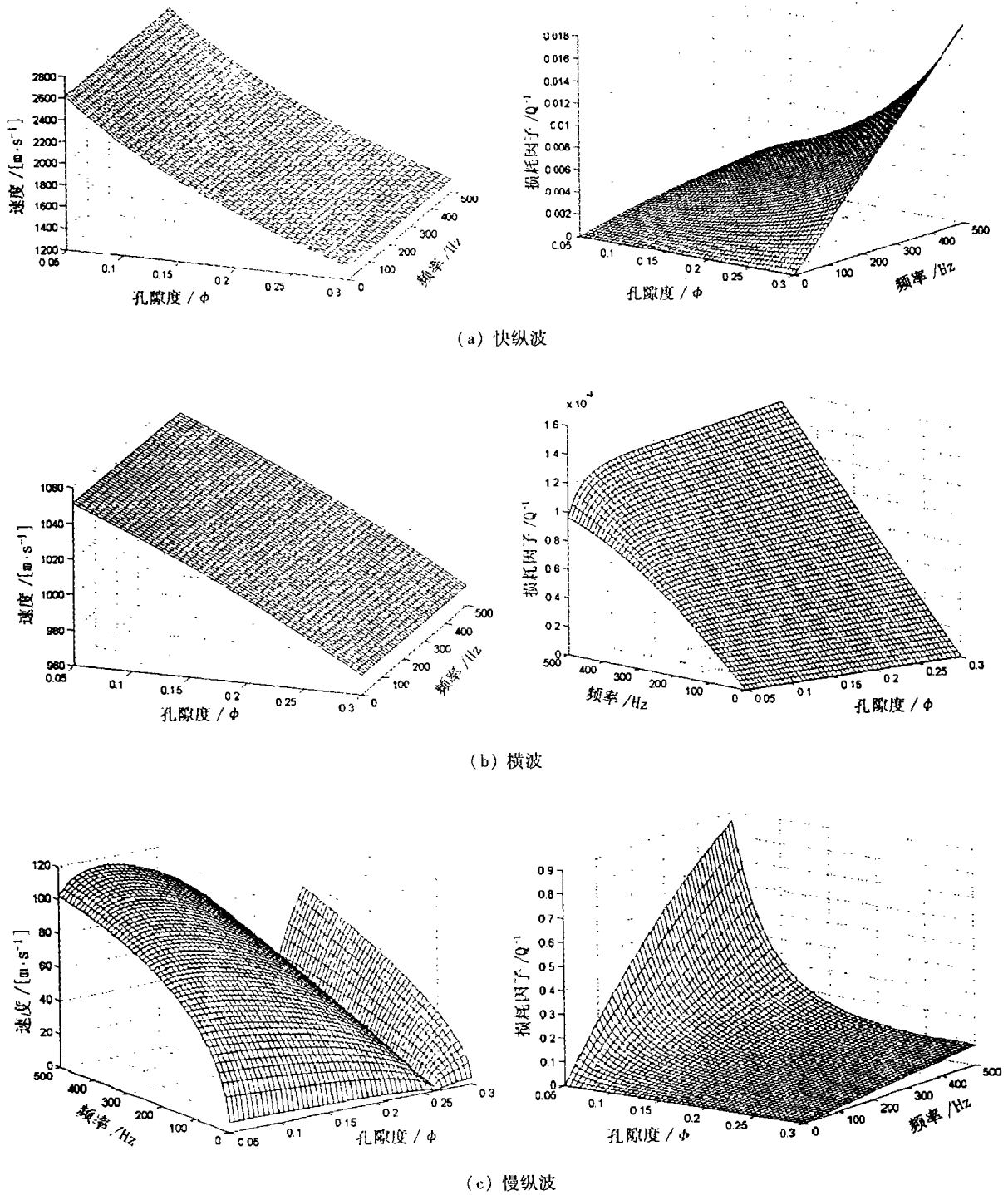


图1 离散介质波的相速度、损耗因子与频率、孔隙度的关系曲面

Fig. 1 Relationship among frequency, porosity and phase velocity or loss factor of the waves in discrete media.

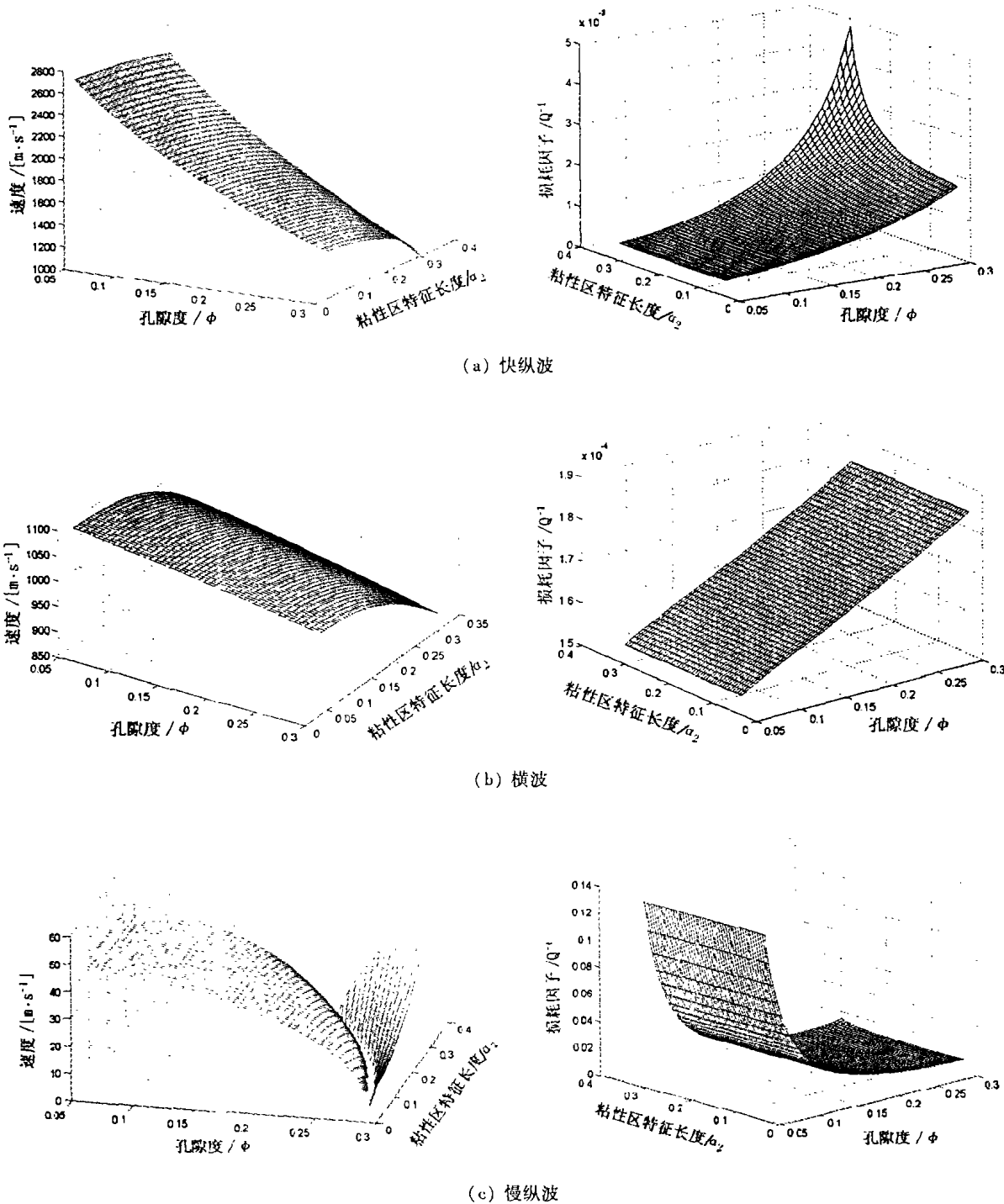


图2 离散介质波的相速度、损耗因子与粘性区特征长度、孔隙度的关系曲面($f=60\text{ Hz}$)

Fig.2 Relationship among characteristic length of the viscous part, porosity and phase velocity or loss factor of the waves in discrete media ($f=60\text{ Hz}$).

情况下,孔隙度增加致使横波衰减上升,这种情况不符合自然界的客观规律,所以低频条件下渗透率对快纵波损耗因子影响很小。该图反映了渗透率是横波衰减的主要因素。Schmitt(1989)、Gelinsky 和 Shapiro(1996)、Shapiro 和 Müller(1999)认为:低频条件下($0\sim 1\ 000\text{ Hz}$)渗透率张量不影响地震波的传播^[29-31]。我们认为:低频条件下,渗透率张量对快纵波与横波的传播速度无影响,但是渗透率张量影响快纵波与横

波的衰减特性。慢纵波相速度关于渗透率、孔隙度的关系曲面类似于慢纵波相速度关于频率、孔隙度的关系曲面。前者渗透率起主要作用;后者频率起主要作用。两种关系曲面中慢纵波相速度的临界曲线与渗透率无关,是一条垂直于孔隙度轴的直线。高渗透率、低孔隙度情况下,慢纵波损耗因子随渗透率的增加而快速增加,这种情况不符合自然界客观规律。该图揭示:1 darcy 之内慢纵波损耗因子受渗透率的影响较小,但是随孔隙度的增加迅速降低。

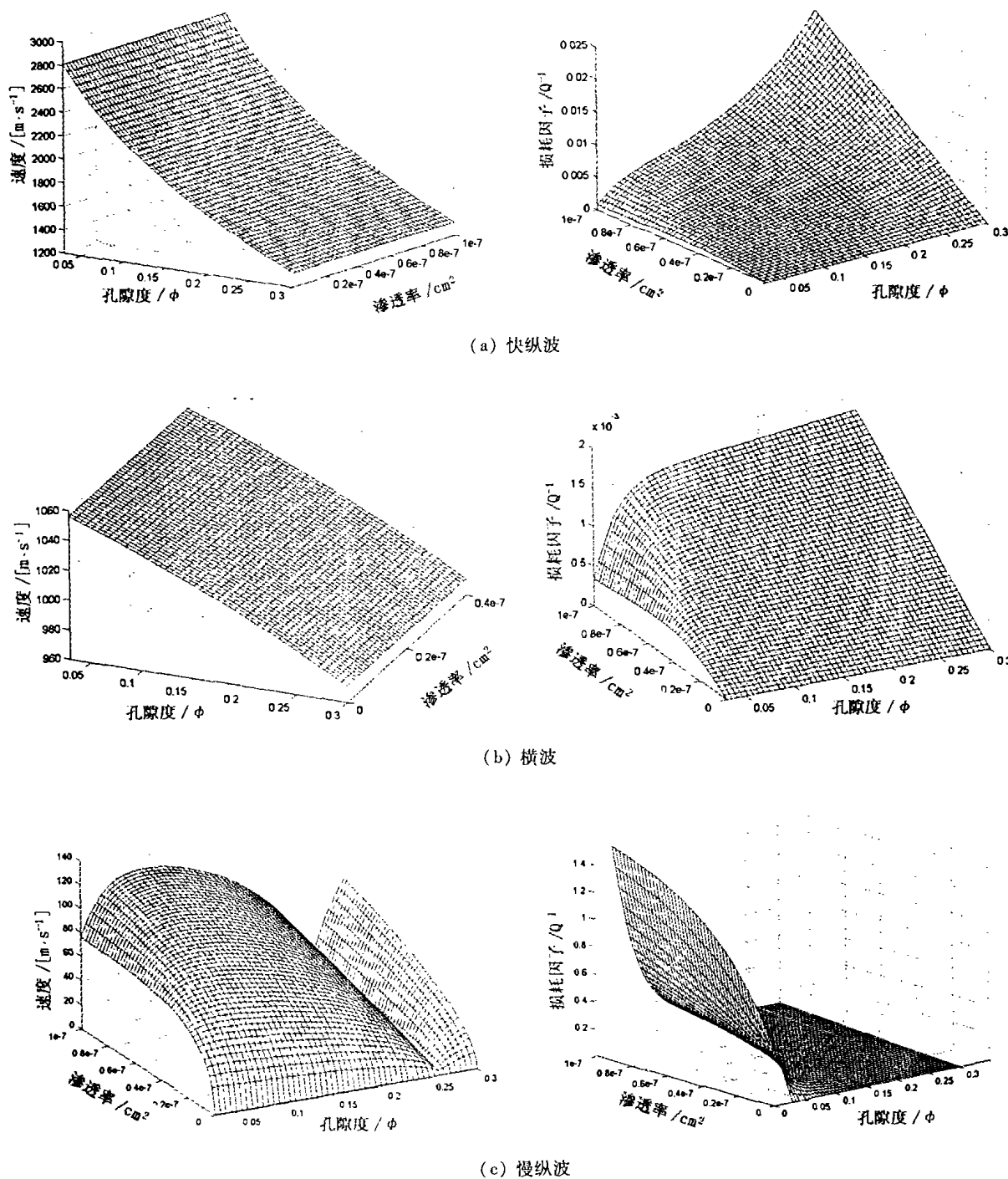


图3 离散介质波的相速度、损耗因子与渗透率、孔隙度的关系曲面($f=60\text{ Hz}$)

Fig. 3 Relationship among permeability, porosity and phase velocity or loss factor of the waves in discrete media ($f=60\text{ Hz}$).

图 4 是相速度、损耗因子与粘性区孔隙特征比值、孔隙度的关系曲面。在该曲面上, 三种体波的相速度与粘性区孔隙特征比值关系不大; 快纵波、横波相速度随孔隙度增加而下降。当孔隙度小于临界点时, 慢纵波相速度随孔隙度增加而降低; 当孔隙度大于临界点时, 慢纵波相速度随孔隙度增加快速上升。三种体波的损耗因子也与粘性区孔隙特征比值关系不大; 快纵波、横波损耗因子随孔隙度增加而增大; 慢纵波损耗因子随孔隙度增加快速下降。

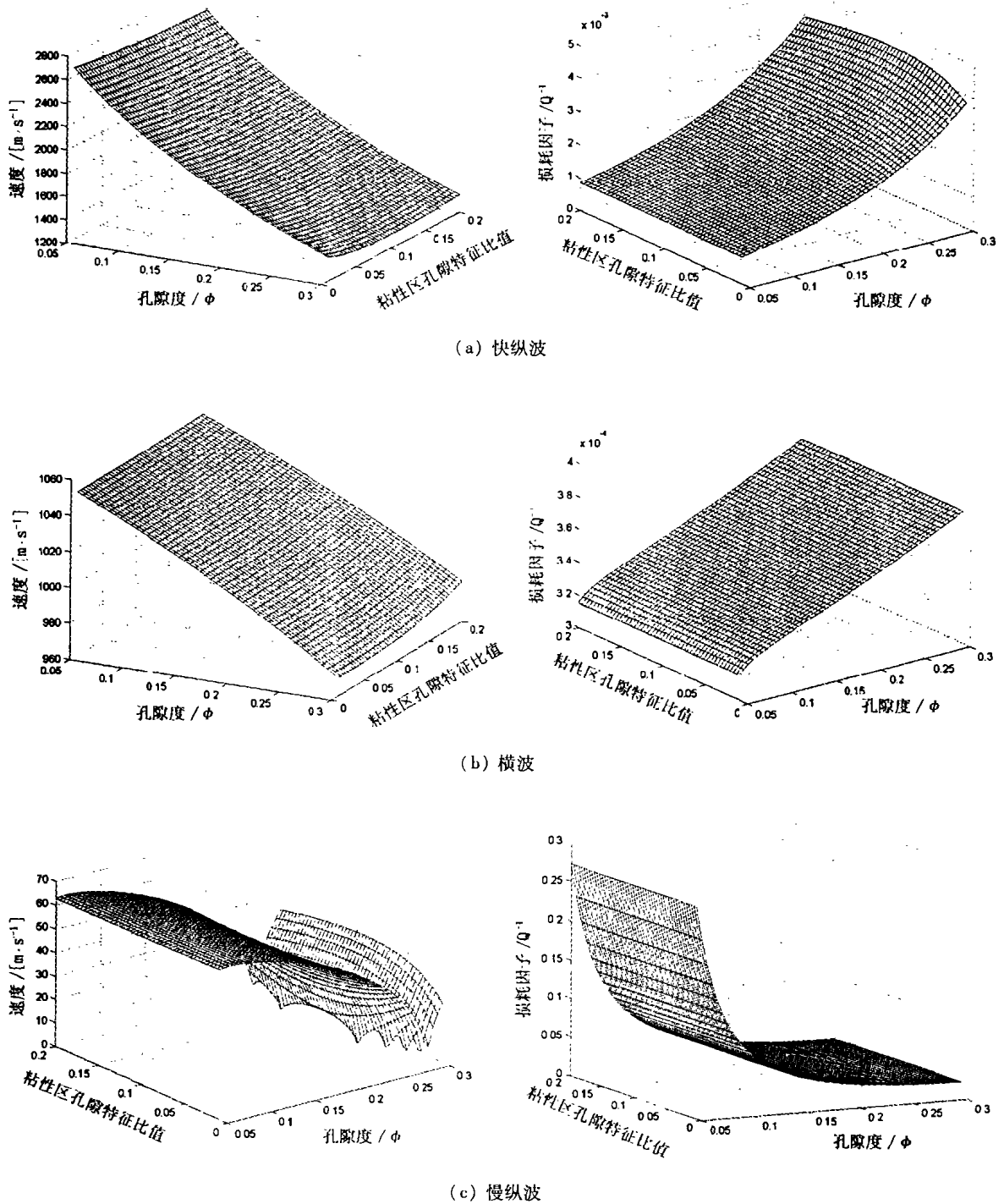


图 4 离散介质波的相速度、损耗因子与粘性区孔隙特征比值、孔隙度的关系曲面 ($f=60\text{ Hz}$)
 Fig. 4 Relationship among characteristic value of pore in the viscous part, porosity and phase velocity or loss factor of waves in discrete media ($f=60\text{ Hz}$).

3 讨论

从上面分析的 Biot 耦合模式波在均匀的、完全各向同性介质中的动力学特征,可以看出: Biot 耦合模式的慢纵波相速度随孔隙度的变化不是单调函数,出现奇值点,导致物理上的矛盾现象;且损耗因子随孔隙度的增大缓慢降低,最后趋于稳定值。Biot 耦合模式的这种衰减特征与能量守恒定律相矛盾:除非有能量补充,机械波的损耗不可能维持一个定值。这些说明了 Biot 理论也存在应用上的局限性。以 Biot 理论为基础的饱和多孔介质理论主要应用于几千赫兹至几十千赫兹的声波岩石物性测量数据及声波测井数据的解释,而地震波属低频波场,孔隙流体的动力学行为主要表现为粘滞性,惯性力作用可以略去。低频条件下流—固系统动态耦合效应应包括:(1)固相弹性变形运动所引起的流相变形运动;(2)流相对固相的附加质量效应;(3)如果流相为含气液体,由于流相变形产生的流体体积变化致使整体介质饱和度的改变而对固相介质产生的动压力;(4)毛细效应产生的阻尼力;(5)固相弹性变形对孔隙喉道流体产生的喷流效应。泥质含量主要是降低孔隙度、增大扭曲度影响上述效应。而 Biot 理论仅考虑了第一、第五种效应;此外, Biot 理论没有将孔隙响应的作用引入介质的本构关系中。这是以 Biot 理论为核心的多相介质理论研究中的两个主要问题。

4 几点认识

(1) 慢纵波相速度关于孔隙度的变化存在临界现象,临界孔隙度是慢纵波相速度的盲点。

(2) 慢纵波损耗因子随孔隙度增大而降低,随频率升高而增大,即高孔隙度情况下在低频范围内有利于慢纵波的观测。粘性区特征长度基本上对慢纵波损耗因子无影响;孔隙度小于 0.15 时,慢纵波衰减因子随孔隙度的增加快速降低;孔隙度大于 0.15 时,孔隙度变化对慢纵波损耗因子的影响很小(图 2);1 Darcy 之内慢纵波损耗因子受渗透率的影响较小(图 3);孔隙度恒定、粘性区特征长度恒定时,慢纵波损耗因子与粘性区孔隙特征比值无关(图 4)。

(3) 低频条件下,快纵波、横波的相速度基本上不受频率因素的影响;快纵波相速度关于孔隙度的下降速率大于横波相速度(图 1)。快纵波相速度随粘性区长度增加而下降的速率小于随孔隙度增加而下降速率;横波相速度随粘性区长度增加而下降的速率大于随孔隙度增加而下降的速率(图 2)。低频条件下,渗透率对快纵波、横波的传播速度无影响(图 3)。与孔隙度对快纵波、横波的传播速度相比,粘性区孔隙特征比值的影响很小(图 4)。

(4) 快纵波、横波损耗因子随频率增加而上升(图 1)。快纵波损耗因子随粘性区特征长度、孔隙度的增加而快速上升,横波损耗因子几乎与粘性区特征长度无关(图 2)。低频、低孔隙度条件下,渗透率对快纵波损耗因子影响很小;相对于孔隙度来说,渗透率是横波衰减的主要因素(图 3)。与孔隙度相比,粘性区孔隙特征比值对快纵波、横波损耗因子影响很小(图 4)。

(5) 慢纵波相速度与损耗因子随各种岩性参数的变化特征意味着适当条件下,通过适当的观测方式,能够在野外实际地球介质中观测到慢纵波(如井下观测,高水位条件下在泥质坝体的内侧,完全被水饱和的第四系覆盖的地表等处)。

1997 年,本文的作者之一在水力压裂后的砂岩产油井中进行高分辨率 VSP 工作时,观测到来自产油层的几种奇异的慢速波至现象,使用现有的地震波动理论都不能解释这种慢速波至的成因^[32]。作者从离散介质理论方面分析了这几种奇异慢速波至的性质及形成机理,并结合油田的其它资料,认为这种波至具有非 Biot 耦合模式慢纵波的导波在井液中形成管波的可能性。详细分析将在其后的文章中给出。

[参考文献]

- [1] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid - saturated porous solid: Low - frequency range[J]. J. Acoust. Soc. Amer. ,1956, 28:168 - 178.
- [2] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid - saturated porous solid: Higher - frequency range[J]. J. Acoust. Soc. Amer. , 1956, 28:179 - 191.
- [3] Biot M A. Generalized theory of acoustic propagation in dissipative media[J]. J. Acoust. Soc. Amer. ,1962, 34: 1254 - 1264.
- [4] Biot M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media[J]. J. Appl. Phys. ,1962,33:1482 - 1498.
- [5] Dvorkin J, et al. . Squirtflow in fully saturated rocks[J]. Geophysics,1993,60:97 - 107.
- [6] Dvorkin J, Nur A. Dynamic poroelasticity: Aunified model with the squirt and the Biot mechanisms[J]. Geophysics, 1993, 58: 524 - 533.
- [7] Dvorkin J, Nolen - Hoeksema R, Nur A. The squirt - flow mechanism: Macroscopic description[J]. Geophysics,1994,59:428 - 438.
- [8] White J E. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation[J]. Geophysics,1975,40:224 - 232.
- [9] Сибиряков В Д. 马在田译. 含流体微观非均匀介质中波的传播[J]. 国外油气勘探,1991,3(3):109 - 112.
- [10] Akbar N, Dvorkin J, Nur A. Relating P - wave attenuation to permeability[J]. Geophysics,1993,58:20 - 29.
- [11] Patta J O, Xu P C. Dispersion and attenuation of acoustic guided waves in layered fluid - filled porous media[J]. J. Acoust. Soc. Am. ,1994, 95:91 - 98.
- [12] Zaitsep S V, Crampin S. The metastable poro - reactive and interactive rockmass:anisotropic poro - elasticity[A]. in:65th Ann. Int. SEG Meeting, Expanded Abstracts[C]. 1995, 918 - 921.
- [13] Crampin S. Anisotropy in exploration seismic[J]. First Break,1984,23:19 - 21.
- [14] Crampin S, et al. . Easthquake prediction: A new physical basics[J]. Geophys. J. R. Astr. Soc. ,1984,76:147 - 156.
- [15] Crampin S, Bush I, Naville C, et al. . Estimating the internal structure of reservoirs with shear - wave VSPs[J]. The Leading Edge, 1986, 5 (11):35 - 39.
- [16] 王尚旭. 双相介质中弹性波问题有限元数值解和 AVO 问题[D]. [博士学位论文]. 北京:中国石油大学,1990.
- [17] 乔文孝,王宁,严焱培. 声波在两种多孔介质界面上的反射和透射[J]. 地球物理学报,1992,35(2):242 - 248.
- [18] 牟永光. 储层地球物理学[M]. 北京:石油工业出版社,1996.
- [19] 刘克安,刘宏伟. 双相介质二维波动方程三参数同时反演的时卷正则迭代法[J]. 石油地球物理勘探,1997,32(5):615 - 622.
- [20] 席道瑛,易良坤. 砂岩石孔隙流体的黏粘性衰减、模量和速度色散[J]. 石油地球物理勘探,1999,34(4):420 - 425.
- [21] 魏修成. 双相各向异性介质中的地震波场研究[D]. [博士学位论文]. 北京:中国石油大学,1995.
- [22] 杨顶辉,张中杰. Biot 和喷射流动耦合作用对各向异性弹性波的影响[J]. 科学通报,2000,45:1333 - 1340.
- [23] Rosenbaum J H. Synthetic microseismograms: logging in porous formations[J]. Geophysics, 1974,39:14 - 32.
- [24] 张碧星,王克协,董庆德. 双相介质井孔多极源声测井理论及分波分析与全波计算[J]. 地球物理学报,1995,38:179 - 192.
- [25] 胡恒山,王克协. 孔隙介质声学理论中的动态渗透率[J]. 地球物理学报,2001,44:135 - 141.
- [26] 於文辉. 离散介质中地震波理论及慢纵波[D]. [博士学位论文]. 武汉:中国地质大学,2002.
- [27] Fernando A Neves and Maarten V de Hoop. Some remarks on nonlinear amplitude versus scattering angle - azimuth inversion in anisotropic media[J]. Geophysics,2000,65:158 - 166.
- [28] 张忠亭,王宏,陶振宇. 岩石蠕变特性研究进展概况[J]. 长江科学院院报,1996,13(增刊):1 - 5.
- [29] Gelinsky S, Shapiro S A. Anisotropic permeability: influence on seismic velocity and attenuation[A]. in: Special volume on seismic anisotropy: Soc. Expl. Geophys[C]. 1996,433 - 461.
- [30] Schmitt D P. Acoustic multipole logging in transversely isotropic poroelastic formations[J]. J. Acoust. Soc. Am. , 1989: 86, 2397 - 2421.
- [31] Sergei A, Shapiro, Tobias M Müller. Seismic signatures of permeability in heterogeous porous media[J]. Geophysics, 1999, 64: 99 - 103.
- [32] 於文辉,张丽琴,王家映,等. 奇异的波至现象[J]. 地球科学,2002,27(5):651 - 657.

DYNAMIC CHARACTERISTICS OF SEISMIC WAVES WITH BIOT COUPLING

ZHANG Li-qin, YU Wen-hui, WANG Jia-ying

(*Department of Geophysics, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China*)

Abstract: With numerical evaluation, the effects of different parts of medium, such as elastic, viscous and porous filled with or without fluid, on the wave propagation especially in the range of low frequency band are discussed. Characteristics of seismic wave with Biot coupling are analyzed in the homogeneous and isotropic medium. The results show: (1) the phenomenon of critical porosity exists about the phase-velocity of slow P-wave in and the critical porosity is the blind spot of the phase-velocity of slow P-wave. (2) It is easy to observe slow P-wave in the condition of large porosity and low frequency band. (3) In the range of low frequency band, the phase-velocity of P- and S-wave is independent of penetrability, while the loss factor of P- and S-wave strongly depends on penetrability.

Key words: Biot coupling; Dynamics; Phase-velocity; Loss factor; Slow P-wave; Critical porosity

附录:

平面简谐波的一般表达式可取为

$$\begin{cases} u_i^1 = \bar{A}_i \exp(i(\bar{k}n_1x_1 + \bar{k}n_2x_2 + \bar{k}n_3x_3 - \omega t)) \\ u_i^2 = \bar{B}_i \exp(j(\bar{k}n_1x_1 + \bar{k}n_2x_2 + \bar{k}n_3x_3 - \omega t)) \end{cases} \quad (A1)$$

式中 n_i 为观测点的方向余弦, $n_i = \cos(\vec{n}, \vec{x}_i)$; \vec{n} 为波面法向矢量; $\bar{k} = \frac{\omega}{v}$ 为圆波数; ω 为圆频率; v 为波速。

将(A1)代入离散介质中的低频波动方程, 得

$$\begin{aligned} & A_1 \left[\left[n_1^2(L_{11} + 2\phi c_{17} + \phi^2 c_{77}) + \frac{1}{4}n_2^2(L'_{xy})^{-1} \right] + \frac{1}{4}n_3^2(L'_{xz})^{-1} \right] k^2 - \omega^2 \rho_1^{11} - j\omega\mu\phi^2 r_{11} \Big] + \\ & A_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \left[L_{12} + \phi(c_{17} + c_{27} + \phi c_{77}) + \frac{1}{4}(L'_{xy})^{-1} \right] + A_3 \bar{k}^2 n_1 n_3 \left[L_{13} + \phi(c_{17} + c_{37} + \phi c_{77}) + \frac{1}{4}(L'_{xz})^{-1} \right] - \\ & B_1 (\bar{k}^2 n_1^2 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) + \omega^2 \rho_1^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{11}) - B_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) - B_3 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) \\ & = W_{11}A_1 + W_{12}A_2 + W_{13}A_3 + W_{14}B_1 + W_{15}B_2 + W_{16}B_3 = 0 \\ & A_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \left[L_{21} + \phi(c_{17} + c_{27} + \phi c_{77}) + \frac{1}{4}(L'_{xy})^{-1} \right] + \\ & A_2 \left[\left[\frac{1}{4}n_1^2(L'_{xy})^{-1} + n_2^2(L_{22} + 2\phi c_{27} + \phi^2 c_{77}) + \frac{1}{4}n_3^2(L'_{yz})^{-1} \right] k^2 - \omega^2 \rho_2^{11} - j\omega\mu\phi^2 r_{22} \right] + \\ & A_3 \bar{k}^2 n_2 n_3 \left[L_{23} + \phi(c_{27} + c_{37} + \phi c_{77}) + \frac{1}{4}(L'_{yz})^{-1} \right] - \\ & B_1 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi(c_{27} + \phi c_{77}) - B_2 (\bar{k}^2 n_2^2 \phi(c_{27} + \phi c_{37}) + \omega^2 \rho_2^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{22}) - B_3 \bar{k}^2 n_2 n_3 \phi(c_{27} + \phi c_{77}) \\ & = W_{21}A_1 + W_{22}A_2 + W_{23}A_3 + W_{24}B_1 + W_{25}B_2 + W_{26}B_3 = 0 \\ & A_1 \bar{k}^2 n_1 n_3 \left[L_{31} + \phi(c_{17} + c_{37} + \phi c_{77}) + \frac{1}{4}(L'_{xz})^{-1} \right] + A_2 \bar{k}^2 n_2 n_3 \left[\frac{1}{4}(L'_{yz})^{-1} + L_{23} + \phi(c_{27} + c_{37} + \phi c_{77}) \right] + \\ & A_3 \left[\left[\frac{1}{4}n_1^2(L'_{xz})^{-1} + n_3^2(L_{33} + 2\phi c_{37} + \phi^2 c_{77}) + \frac{1}{4}n_2^2(L'_{yz})^{-1} \right] k^2 - \omega^2 \rho_3^{11} - j\omega\mu\phi^2 r_{33} \right] - \\ & B_1 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) - B_2 \bar{k}^2 n_2 n_3 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) - B_3 (\bar{k}^2 n_3^2 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) + \omega^2 \rho_3^{12} - j\omega\mu\phi^2 r_{33}) \\ & = W_{31}A_1 + W_{32}A_2 + W_{33}A_3 + W_{34}B_1 + W_{35}B_2 + W_{36}B_3 = 0 \\ & A_1 (\bar{k}^2 n_1^2 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) - \omega^2 \rho_1^{21} - j\omega\mu\phi^2 r_{11}) + A_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi(c_{27} + \phi c_{77}) + A_3 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) - \\ & B_1 (\bar{k}^2 n_1^2 \phi c_{77} - \omega^2 \rho_1^{22} - j\omega\mu\phi^2 r_{11}) - B_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi^2 c_{77} - B_3 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi^2 c_{77} \\ & = W_{11}A_1 + W_{12}A_2 + W_{13}A_3 + W_{14}B_1 + W_{15}B_2 + W_{16}B_3 = 0 \\ & A_2 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) + A_2 (\bar{k}^2 n_2^2 \phi(c_{27} + \phi c_{77}) + \omega^2 \rho_2^{21} - j\omega\mu\phi^2 r_{22}) + A_3 \bar{k}^2 n_2 n_3 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) - \\ & B_1 \bar{k}^2 n_1 n_2 \phi^2 c_{77} - B_2 (\bar{k}^2 n_2^2 \phi^2 c_{77} - \omega^2 \rho_2^{22} - j\omega\mu\phi^2 r_{22}) - B_3 \bar{k}^2 n_2 n_3 \\ & = W_{11}A_1 + W_{12}A_2 + W_{13}A_3 + W_{14}B_1 + W_{15}B_2 + W_{16}B_3 = 0 \\ & A_1 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi(c_{17} + \phi c_{77}) + A_2 \bar{k}^2 n_2 n_3 \phi(c_{27} + \phi c_{77}) + A_3 (\bar{k}^2 n_3^2 \phi(c_{37} + \phi c_{77}) + \omega^2 \rho_3^{21} - j\omega\mu\phi^2 r_{33}) - \\ & B_1 \bar{k}^2 n_1 n_3 \phi^2 c_{77} - B_2 \bar{k}^2 n_2 n_3 \phi^2 c_{77} - B_3 (\bar{k}^2 n_3^2 \phi^2 c_{77} + \omega^2 \rho_3^{22} - j\omega\mu\phi^2 r_{33}) \\ & = W_{11}A_1 + W_{12}A_2 + W_{13}A_3 + W_{14}B_1 + W_{15}B_2 + W_{16}B_3 = 0 \end{aligned} \quad (A2)$$

将(A2)写成矩阵形式, 即得公式(1)。

上式中各符号的物理意义如下: A_i 、 B_i 分别是固相位移与流相位移的振幅分量; $\rho_i^{11} = (1 - \phi)\rho_s$, $\rho_i^{22} = \phi\rho_f$, $\rho_i^{12} = \rho_i^{21} = -\rho_a$, $i = 1, 2, 3$; ρ_s 、 ρ_f 分别是固相与流相的体密度; ρ_a 是耦合效应附加质量密度; ϕ 是孔隙度; μ 是孔隙流体的粘滞系数; $r_{ij} = 1/K_{ij}$; K_{ij} 是离散介质的渗透率; L_{ij} 、 L'_{yz} 、 L'_{xz} 、 L'_{xy} 、 $i, j = 1, 2, 3$ 代表弹性区、粘性区、孔隙响应的综合效应模量; c_{i7} 为流体模量。