doi:10.11887/j.cn.201402001　　http://journal.nudt.edu.cn

饱和多孔热弹体界面 SV 波反射的松弛效应*

郑荣跃[1,2]，刘干斌[2]，唐国金[1]

(1. 国防科技大学 航天科学与工程学院，湖南 长沙 410073；2. 宁波大学 岩土工程研究所，浙江 宁波 315211)

摘　要：在 Biot 波动理论及饱和多孔热弹性波动理论基础上，引入三个松弛因子，建立了广义饱和多孔热弹性波动理论。通过对 SV 波在界面上的反射问题进行分析，得到了 p_1、p_2、T 及 S 波反射系数表达式，并利用算例对比分析了基于广义饱和多孔热弹性波动理论（G－TE）与 L－S、G－L 热弹性波动理论的 SV 波界面上反射系数的差异，讨论了松弛因子对反射系数的影响。结果表明：G－TE 理论、L－S 理论、G－L 理论模型对 p_1、p_2、S 波反射幅值计算结果有较大的影响，且影响规律各不相同。松弛因子对 p_2 波的影响较大，对 p_1 波和 S 波的影响较小。

关键词：饱和多孔介质；热弹性体；SV 波；反射；松弛效应

中图分类号：TU94；U213　　**文献标志码：**A　　**文章编号：**1001－2486(2014)02－0001－06

Relaxation effects of reflection of SV waves at surface of saturated porous thermoelasticity

ZHENG Rongyue[1,2], *LIU Ganbin*[2], *TANG Guojin*[1]

(1. College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;
2. Institute of Geotechnical Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: Based on the Biot's wave theory and thermoelastic theory for saturated porous medium, three relaxation factors were introduced and the generalized thermoelastic theory for saturated porous medium was developed. Reflection of SV waves on the surface of the plane was used to analyze the influence of relaxation effect on the reflection, and the expressions of the reflection coefficient for the p_1 wave, p_2 wave, T-wave and S-wave were derived. Numerical results were obtained and used to discuss the difference of reflection amplitude for four kinds of reflection waves among the generalized thermoelastic theory G－TE, L－S theory, and G－L theory. The effect of the relaxation time factors was also discussed. It is indicated that there is apparent effect of G－TE, L－S theory, and G－L theory on the results and it is different from p_1 wave, p_2 wave and S-wave. In addition, there is greater effect of relaxation time on p_2 wave, and less effect on p_1 wave, and the effect can be omitted on the S wave.

Key words: saturated porous medium; thermo-elasticity; SV wave; reflection; relaxation effect

在经典热弹性理论中，当均匀各向同性弹性固体受热扰动时，热波传播速度是无限大的，这在物理上是不可能的。由此，广义热弹性理论应运而生，Lord 和 Shulman[1] 将热通量率项加入 Fourier 定律，构造了第一广义热弹性理论。Green 和 Lindsay[2] 将温度变化率包括在本构变量中，发展成一个依赖于热弹性的温度变化率的第二广义热弹性理论，该理论也表明热传播速度是有限的。在广义热弹性理论的基础上，许多学者开展了热弹性波的传播的研究，例如 Singh[3] 研究了热弹性固体表面 p 波和 SV 波的广义热扩散方程，并求解了二维广义热弹性固体中扩散的控制方程。

由于多孔介质中热弹性波的传播问题在地震工程、岩土工程、海洋工程和声学等领域具有广泛的应用。目前，饱和土中波的传播理论研究大多基于 Biot 理论[4-5]，对饱和多孔介质中热弹性波方面的研究仍较少。1973 年 Pecker 等[6] 研究了流体饱和多孔介质中的热效应对波的传播的影响。Singh[7] 求解了线性广义多孔热弹性力学问题，获得了剪力波和 4 种类型的纵波，但该文基于考虑惯性耦合的第一类 Biot 理论模型[4]，部分参数难以实测。因此，刘干斌等[8] 在饱和多孔介质热流固耦合动力响应模型基础上，建立了饱和多孔介质热流固耦合热弹性波动理论，研究了热物性参数对波的传播特性的影响。郑荣跃等[9] 基于热流固耦合热弹性波动理论[8]，研究了 SV 波在平面界面上的反射问题，讨论了频率和排水条件对 4 种波反射系数的影响。

* **收稿日期：**2013－10－28
基金项目：国家自然科学基金资助项目（51278256，51178227）
作者简介：郑荣跃（1964—），男，浙江宁波人，教授，硕士，E-mail：rongyue@nbu.edu.cn

本文采用基于第三类 Biot 理论模型的热流固耦合热弹性波动理论[8-9]，考虑饱和多孔弹性介质的松弛效应，引入松弛时间因子，建立了饱和多孔弹性介质广义热弹性波动理论，该理论可以退化为饱和多孔弹性介质的 L－S 和 G－L 热弹性波动理论[10]，进而研究了 SV 波在饱和多孔热弹性介质平面上的反射问题，探讨了各模型对计算结果的影响。

1 热弹性波动方程

在 L－S、G－L 理论基础上[1-2]，利用饱和多孔介质热弹性理论[8]，采用第三类 Biot 理论模型[3]，考虑松弛效应的饱和多孔介质体热弹性本构关系可以表示为

$$\sigma_{ij}=\lambda e\delta_{ij}+2G\varepsilon_{ij}-\alpha p\delta_{ij}-\lambda'(\theta+\tau_1\dot{\theta})\delta_{ij} \quad (1)$$

式中 τ_1 为松弛时间因子，σ_{ij}、ε_{ij}、e、p 分别为应力、应变、总应变和孔压；λ、G 为 Lame 常数；δ_{ij} 为 Kronecker 符号；$\lambda'(=Ka_s)$ 为介质的热模量，a_s 为固体介质的热膨胀系数(℃$^{-1}$)，α 为反映材料压缩性的系数，相关符号的物理力学意义同文献[9]。

在饱和多孔介质中修正的热传导定律如下：

$$k\nabla^2\theta=m(\dot{\theta}+\tau_2\ddot{\theta})+\lambda'T_0(\dot{e}+\upsilon\tau_2\ddot{e})-\alpha_cT_0(\dot{p}+\tau_2\ddot{p}) \quad (2)$$

式中 τ_2 为松弛时间，υ 为常数，$\upsilon=1$ 或 0；k 为多孔介质的热传导系数，m 为土体的重量比热(J/m^3℃)，相关符号物理力学意义说明同文献[9]。

考虑松弛效应的饱和多孔介质热弹性波动问题的运动方程、渗流方程和渗流连续方程也与文献[9]相同。

式(1)、(2)即为饱和多孔弹性介质广义热弹性波动理论(G－TE)的本构方程和热传导定律，式中 $\tau_1\neq0$、$\tau_2\neq0$ 和 $\upsilon\neq0$。如果定义 $\tau_1=0,\tau_2\neq0,\upsilon=1$ 或 $\tau_1\neq0,\ \tau_2\neq0,\upsilon=0$，则饱和多孔弹性介质广义热弹性波动理论可分别退化为饱和多孔弹性介质 ETE(L－S)和 TRDTE(G－L)热弹性波动理论。

2 热弹性波弥散方程

由饱和多孔介质体热弹性本构方程(1)式，修正的热传导定律(2)式，以及饱和多孔介质的运动方程、渗流方程和渗流连续方程可以得到位移矢量形式的波动方程如下：

$$G\nabla^2\boldsymbol{u}+(\lambda+\alpha^2M+G)\mathbf{grad}e-\alpha M\mathbf{grad}\xi-a_{13}\mathbf{grad}\theta-\lambda'\tau_1\mathbf{grad}\,\dot{\theta}=\rho\ddot{\boldsymbol{u}}+\rho_w\ddot{\boldsymbol{w}} \quad (3)$$

$$\alpha M\mathbf{grad}e-M\mathbf{grad}\xi-a_{23}\mathbf{grad}\theta=\frac{\rho_w}{n}\ddot{\boldsymbol{w}}+\rho_w\ddot{\boldsymbol{u}}+b\dot{\boldsymbol{w}} \quad (4)$$

$$k\nabla^2\theta=b_{31}(\dot{e}+\upsilon\tau_2\ddot{e})-b_{32}(\dot{\xi}+\tau_2\ddot{\xi})+b_{33}(\dot{\theta}+\tau_2\ddot{\theta}) \quad (5)$$

式中，∇^2 为 Laplace 算子，$a_{13}=\lambda'+\alpha M\alpha_c$，$a_{23}=\alpha_cM+bD_T$，$b_{31}=(\lambda'+\alpha\alpha_cM)T_0$，$b_{32}=\alpha_cT_0M$，$b_{33}=(m-\alpha_c^2MT_0)$。

对波动方程(3)、(4)两边取散度

$$a_{11}\nabla^2e-\alpha M\nabla^2\xi-a_{13}\nabla^2\theta-\lambda'\tau_1\nabla^2\dot{\theta}=\rho\ddot{e}-\rho_w\ddot{\xi} \quad (6)$$

$$\alpha M\nabla^2e-M\nabla^2\xi-a_{23}\nabla^2\theta=\rho_w\ddot{e}-\frac{\rho_w}{n}\ddot{\xi}-b\dot{\xi} \quad (7)$$

式中 $a_{11}=\lambda+\alpha^2M+2G$。

引入标量势 φ_s,φ_w，矢量势 $\boldsymbol{\psi}_s,\boldsymbol{\psi}_w$，其中下标表示固体土骨架部分和流体部分。对波场作如下分解：

$$\begin{cases}\boldsymbol{u}=\mathbf{grad}\varphi_s+\mathbf{curl}\boldsymbol{\psi}_s\\ \boldsymbol{w}=\mathbf{grad}\varphi_w+\mathbf{curl}\boldsymbol{\psi}_w\end{cases} \quad (8)$$

对波动方程(3)、(4)两边取旋度(梯度的旋度为0)，利用式(8)可以得到一组波动方程：

$$G\nabla^2\psi_s=\rho\ddot{\psi}_s+\rho_w\ddot{\psi}_w \quad (9)$$

$$\rho_w\ddot{\psi}_s+\frac{\rho_w}{n}\ddot{\psi}_w+b\dot{\psi}_w=0 \quad (10)$$

利用平面波的条件，由式(8)得到 $e=\nabla^2\varphi_s$、$\xi=-\nabla^2\varphi_w$，将 e、ξ 代入式(2)、(6)、(7)，可以得到由标量势表示的一组波动方程如下：

$$a_{11}\nabla^2\varphi_s+\alpha M\nabla^2\varphi_w-a_{13}\theta-\lambda'\tau_1\dot{\theta}=\rho\ddot{\varphi}_s+\rho_w\ddot{\varphi}_w \quad (11)$$

$$\alpha M\nabla^2\varphi_s+M\nabla^2\varphi_w-a_{23}\theta=\rho_w\ddot{\varphi}_s+\frac{\rho_w}{n}\ddot{\varphi}_w+b\dot{\varphi}_w \quad (12)$$

$$k\nabla^2\theta=b_{31}\nabla^2(\dot{\varphi}_s+\upsilon\tau_2\ddot{\varphi}_s)+b_{32}\nabla^2(\dot{\varphi}_w+\tau_2\ddot{\varphi}_w)+b_{33}(\dot{\theta}+\tau_2\ddot{\theta}) \quad (13)$$

式(11)～(13)分别描述了饱和多孔介质中 p_1 波、p_2 波和 T(热)波的传播特征。设三类耦合压缩波方程如下：

$$\{\varphi\}=\begin{Bmatrix}\varphi_s\\ \varphi_w\\ \theta\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}A_s\exp[\mathrm{i}(\omega t(-\boldsymbol{l}_p)\cdot\boldsymbol{r})]\\ A_w\exp[\mathrm{i}(\omega t(-\boldsymbol{l}_p)\cdot\boldsymbol{r})]\\ A_T\exp[\mathrm{i}(\omega t(-\boldsymbol{l}_p)\cdot\boldsymbol{r})]\end{Bmatrix} \quad (14)$$

$$\{\psi\}=\begin{Bmatrix}\psi_s\\ \psi_w\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}B_s\exp[\mathrm{i}(\omega t(-\boldsymbol{l}_s)\cdot\boldsymbol{r})]\\ B_w\exp[\mathrm{i}(\omega t(-\boldsymbol{l}_s)\cdot\boldsymbol{r})]\end{Bmatrix} \quad (15)$$

式中，$\boldsymbol{l}_p$ 表示 p 波、T 波和 S 波的波矢量，A_s，A_w，

A_T, B_s, B_w 分别表示势函数的幅值。

将式(14)、(15)代入式(11)~(13)可以得到饱和多孔介质中耦合热弹性波动方程组如下:

$$[E_p]\{A\}=\{0\} \tag{16}$$

$$[E_s]\{B\}=\{0\} \tag{17}$$

式中, $\{A\}=[A_s\quad A_w\quad A_T]^{\mathrm{T}}$, $\{B\}=[B_s\quad B_w]^{\mathrm{T}}$,

$$[E_p]=\begin{bmatrix} a_{11}l_p^2-\rho\omega^2 & \alpha Ml_p^2-\rho_w\omega^2 & a_{13}^* \\ \alpha Ml_p^2-\rho_w\omega^2 & Ml_p^2-a_{22}\omega^2 & a_{23} \\ b_{31}(\upsilon\tau_2\omega^2-\mathrm{i}\omega)l_p^2 & b_{32}(\tau_2\omega^2-\mathrm{i}\omega)l_p^2 & kl_p^2-b_{33}(\tau_2\omega^2-\mathrm{i}\omega) \end{bmatrix}$$

$[E_s]=\begin{bmatrix} -Gl_s^2+\rho\omega^2 & \rho_w\omega^2 \\ \rho_w\omega^2 & \rho_w/n\omega^2-\mathrm{i}\omega b \end{bmatrix}$, $a_{13}^*=a_{13}+\lambda'\tau_1\mathrm{i}\omega$, $a_{22}=\rho_w/n-\mathrm{i}b/\omega$, l_p, l_s 分别为 p,S 波的波数。

由式(16)、(17)的非零解条件可得 $\det[E_p]=0$, $\det[E_s]=0$,则 p 波、T 波和 S 波的弥散方程为

$$\Gamma^3+\xi_1\Gamma^2+\xi_2\Gamma+\xi_3=0 \tag{18}$$

$$\Lambda-\frac{Ga_{22}}{\rho a_{22}-\rho_w^2}=0 \tag{19}$$

式中 $\Gamma=v_p^2$, $\Lambda=v_s^2$, $v_p=\omega/l_p$ 为频率与压缩波波矢量之比, $v_s=\omega/l_s$ 为频率与剪切波波矢量之比。

$\xi_0=\rho_w\rho_w a_{33}-\rho a_{22}a_{33}$, $\quad \tau_2^*=\tau_2-\mathrm{i}/\omega$,

$$\xi_1=\begin{bmatrix}\rho a_{22}k+(a_{11}a_{22}+\rho M)a_{33}+a_{22}a_{13}^*a_{31}+\rho a_{23}a_{32} \\ -\rho_w(a_{13}^*a_{32}+a_{23}a_{31}+\rho_w k_p+2\alpha Ma_{33})\end{bmatrix}/\xi_0,$$

$$\xi_2=\begin{bmatrix}\alpha M(a_{13}^*a_{32}+a_{23}a_{31}+2\rho_w k+\alpha Ma_{33})- \\ (a_{11}a_{22}+\rho M)k-M(a_{11}a_{33}+a_{13}^*a_{31})-a_{11}a_{23}a_{32}\end{bmatrix}/\xi_0,$$

$\xi_3=(a_{11}-\alpha^2M)Mk/\xi_0$, $\quad a_{31}=b_{31}(\upsilon\tau_2-\mathrm{i}/\omega)$,

$a_{32}=b_{32}\tau_2^*$,

$a_{33}=b_{33}\tau_2^*$。

式(18)的 3 个正根分别对应饱和土体中 p_1, p_2 和 T 的所对应的复波速 v_{p_1}、v_{p_2} 和 v_T;式(19)对应剪切波 S 波的复波速 v_s。利用 Matlab 求解式(18)可得饱和多孔热介质体中弹性波的相速度为

$$v_j=\mathrm{Re}(v_j) \tag{20}$$

式中, v_j 分别为 $\mathrm{p}_1, \mathrm{p}_2$, T 和 S 波的相速度。

3　SV 波反射系数求解

考虑 SV 波以 θ_0 角入射 $z=0$ 平面,则在界面上可以产生反射 SV、p_1, p_2,和 T 波,其反射角分别定义为 $\theta_0, \theta_1, \theta_2$ 和 θ_3,如图 1 所示。

考虑位移势函数 $\varphi_s, \varphi_w, \psi_s, \psi_w$ 的波函数展开形式同文献[9],其系数项变为:

$$\zeta_i=\frac{a_{13}^*(\alpha M-\rho_w v_i^2)-a_{23}(a_{11}-\rho v_i^2)}{a_{23}(\alpha M-\rho_w v_i^2)-a_{13}^*(M-a_{22}v_i^2)}$$

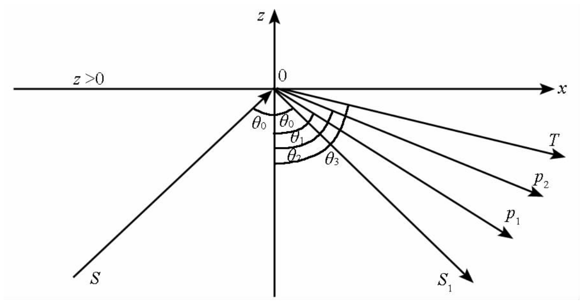

图 1　SV 波反射示意图

Fig. 1　Schematic diagram of reflection of SV waves

$$\eta_i=l_i^2\frac{(M-a_{22}v_i^2)(a_{11}-\rho v_i^2)-(\alpha M-\rho_w v_i^2)(\alpha M-\rho_w v_i^2)}{a_{23}(\alpha M-\rho_w v_i^2)-a_{13}^*(M-a_{22}v_i^2)}$$

$$\delta=\frac{B_w}{B_s}=\frac{(G-\rho v_s^2)}{\rho_w v_s^2}\quad (i=\mathrm{p}_1, \mathrm{p}_2, \mathrm{T})。$$

入射 SV 波和各反射波波数和反射角之间的关系如下:

$$l_{\mathrm{p}1}\sin\theta_1=l_{\mathrm{p}2}\sin\theta_2=l_{\mathrm{T}}\sin\theta_3=l_s\sin\theta_0 \tag{21}$$

在表面 $z=0$,波数和反射角关系式(18)利用相速度表示形式为

$$\frac{\sin\theta_0}{v_s}=\frac{\sin\theta_1}{v_{p1}}=\frac{\sin\theta_2}{v_{p2}}=\frac{\sin\theta_3}{v_T} \tag{22}$$

对于平面界面反射问题,饱和多孔热弹性介质固相和液相的应力、位移、孔压、温度增量和势函数之间的关系为

$$\begin{cases} u_z=\dfrac{\partial\varphi_s}{\partial z}+\dfrac{\partial\psi_s}{\partial x} \\ u_x=\dfrac{\partial\varphi_s}{\partial x}-\dfrac{\partial\psi_s}{\partial z}\end{cases} \tag{23}$$

$$\begin{cases} w_z=\dfrac{\partial\varphi_w}{\partial z}+\dfrac{\partial\psi_w}{\partial x} \\ w_x=\dfrac{\partial\varphi_w}{\partial x}-\dfrac{\partial\psi_w}{\partial z}\end{cases} \tag{24}$$

$$\sigma_z=(\lambda+\alpha^2M)\nabla^2\varphi_s+2G\left(\frac{\partial^2\varphi_s}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\psi_s}{\partial x\partial z}\right)+$$
$$\alpha M\nabla^2\varphi_w-(a_c\alpha M+\lambda')\theta-\lambda'\tau_1\dot{\theta} \tag{25}$$

$$\tau_{xz}=2G\frac{\partial^2\varphi_s}{\partial x\partial z}+G\left(\frac{\partial^2\psi_s}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\psi_s}{\partial z^2}\right) \tag{26}$$

$$p=-M(\nabla^2\varphi_s+\alpha\nabla^2\varphi_w)+Ma_c\theta \tag{27}$$

式中, $\nabla^2=\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$。

考虑表面 $z=0$ 上,应力、温度梯度为零,表面排水,则 SV 波在平面界面上的反射条件可表示为

$$\begin{cases}\sigma_z|_{z=0}=0 \\ \tau_{xz}|_{z=0}=0 \\ p|_{z=0}=0 \\ \dfrac{\partial\theta}{\partial z}|_{z=0}=0\end{cases} \tag{28}$$

将式(23)~(27)代入边界条件式(28),则可以得到 p_1,p_2,T 和 SV 波的反射系数$\frac{A_{s1}}{B_{s0}},\frac{A_{s2}}{B_{s0}},\frac{A_{sT}}{B_{s0}},\frac{B_s}{B_{s0}}$的计算式如下:

$$\sum d_{ij}Z_j = b_i \tag{29}$$

式中 $Z_1=\frac{A_{s1}}{B_{s0}},Z_2=\frac{A_{s2}}{B_{s0}},Z_3=\frac{A_{sT}}{B_{s0}},Z_4=\frac{B_{s1}}{B_{s0}}$,

$d_{1j}=(\lambda+\alpha^2M+\alpha M\zeta_j+2G\cos^2\theta_j)l_{pj}^2+(a_c\alpha M+\lambda'+\lambda'\tau_1 i\omega)\eta_j$;其他参数同文献[9]。

求解式(29),可以得到 p_1,p_2,T 和 SV 波的反射系数 Z_1,Z_2,Z_3 和 Z_4。

4 算例分析

本文建立了考虑松弛效应的饱和多孔热弹性介质的广义波动理论,其中松弛时间因子 $\tau_1\neq0$、$\tau_2\neq0$ 和 $\upsilon\neq0$。L-S 饱和多孔热弹性介质的广义波动理论 $\tau_1=0,\tau_2\neq0,\upsilon=1$,G-L 饱和多孔热弹性介质的广义波动理论 $\tau_1\neq0,\tau_2\neq0,\upsilon=0$。为了探讨广义波动理论(G-TE)与 L-S 和 G-L 理论结果的差异,利用相关参数对 SV 波在自由表面的反射系数进行分析,计算参数如表1所示。

表1 计算参数

Tab.1 parameters of computation

变量	数值
Lame 常数 G	2.6×10^7 Pa
Lame 常数 λ	1.2×10^8 Pa
土骨架密度 ρ_s	2650kg/m^3
流体密度 ρ_w	1000kg/m^3
流体体积模量 K_w	2GPa
土颗粒体积模量 K_s	36GPa
土颗粒热传导系数	3.29J/sm℃
流体的热传导系数	0.582J/sm℃
初始温度 T_0	300K
松弛时间 τ_2	0.001s
流体的比热 C_w	4000m^2/s^2℃
土颗粒的比热 C_s	940m^2/s^2℃
土颗粒热膨胀系数 a_s	3.6×10^{-5}/℃
流体热膨胀系数 a_w	2.0×10^{-4}/℃
孔隙率 n	0.4
渗透系数 k_l	1.0×10^{-3}m/s
重力加速度 g	10
热渗作用系数 D_T	2.7×10^{-11}
松弛时间 τ_1	0.1s
松弛因子 υ	1 或 0

计算结果如图2~4,由于 SV 波在界面反射T波的反射系数很小,可以忽略不计,当入射角为0或90°时(即垂直或水平入射)时,饱和多孔热弹性介质中只产生反射 S 波,且相位与入射波相位相反,幅值与入射波相同[9],因此本文重点以 p_1 波、p_2 波和 S 波为分析对象。

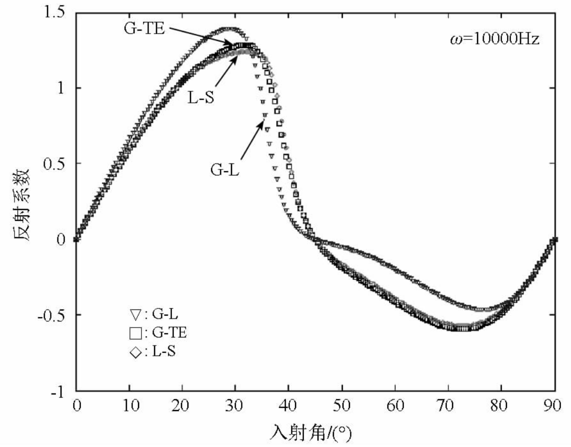

图2 不同模型 p_1 波反射系数对比结果

Fig.2 Comparison of reflection coefficient of p_1 wave for different model

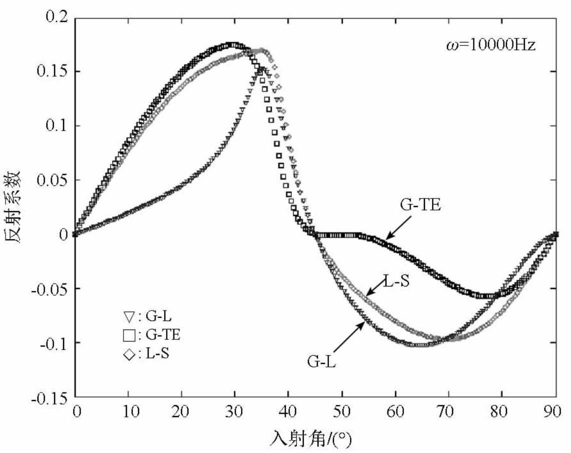

图3 不同模型 p_2 波反射系数对比结果

Fig.3 Comparison of reflection coefficient of p_2 wave for different model

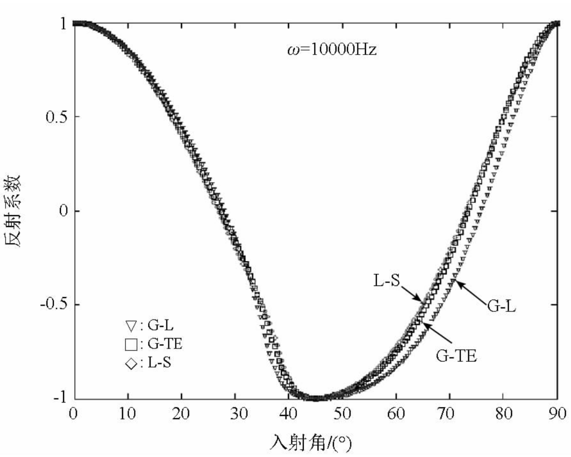

图4 不同模型 S 波反射系数对比结果

Fig.4 Comparison of reflection coefficient of S wave for different model

图 2 ~4 为 G－TE、L－S 和 G－L 三种不同理论模型计算得到的 SV 波在界面上的反射系数随入射角变化的对比结果,从图 2 ~4 可以看出:在波的反射方面,不同计算模型获得的反射系数的分布规律基本一致,但三个模型对 p_1 波、p_2 波和 S 波的反射系数的影响各不相同。

图 2 为 G－TE、L－S 和 G－L 理论模型条件下 p_1 波的反射系数。由于随着频率从 100 增大到 10 000Hz,反射 p_1 波的幅值显著下降[9],本文仅取计算频率为 10 000Hz 进行讨论。从图 2 可以看出,入射角在 0 ~45°变化时,p_1 波的反射幅值先增大后减小,其中 G－L 模型反射幅值最大,G－TE 模型次之,L－S 模型最小,且由于松弛时间因子的作用,反射幅值与入射角之间存在一定的滞后效应。在入射角为 45° ~90°变化时,G－TE 模型 p_1 波的反射幅值最大,L－S 模型次之,G－L 模型最小。G－TE 模型和 L－S 模型的反射系数计算结果比较接近。

各模型 p_2 波的反射幅值变化如图 3 所示,可以看出,入射角在 0 ~45°变化过时,p_2 波的反射幅值 G－TE 模型最大,L－S 模型次之,G－L 模型最小。在入射角为 45° ~90°变化时,三种模型的结果刚好相反。各模型 S 波的计算结果如图 4 所示,入射角在 0 ~45°变化时,S 波的反射幅值相差不大,入射角在 45° ~90°变化时,G－L 反射幅值最大,G－TE 模型次之,L－S 模型最小。

图 5 ~7 为松弛时间因子对 G－TE 模型条件下 p_1、p_2 和 S 波的影响结果,可以看出:松弛时间对 p_1 波的影响较小,对 p_2 波的影响较大,对 S 波的影响很小,可忽略。

5　结论

通过引入三个松弛时间因子,建立了广义饱和多孔热弹性波动理论,通过对 SV 波在界面上的反射系数的计算表明:

(1) 在入射角为 0 ~45°和 45° ~90°的变化过程中,p_1、p_2 波的反射幅值均是先增大后减小。S 波的反射幅值在入射角 0 ~90°变化范围内先增大后减小,在 45°时有最大值。

(2) 入射角在 0 ~45°变化时,G－L 模型 p_1 波的反射幅值最大,G－TE 模型次之,L－S 模型

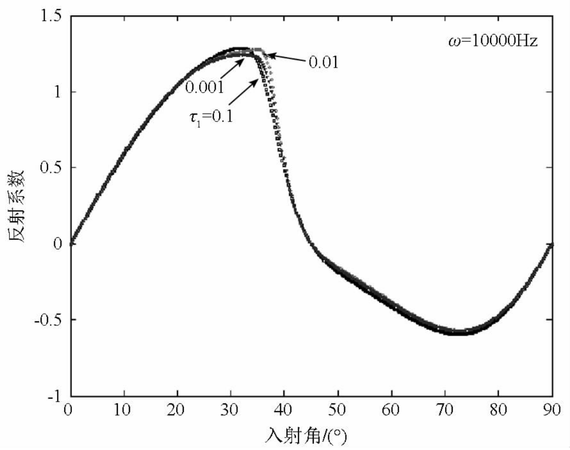

图 5　松弛时间对 p_1 波反射系数影响

Fig. 5　Effect of relaxation time on reflection coefficient of p_1 wave

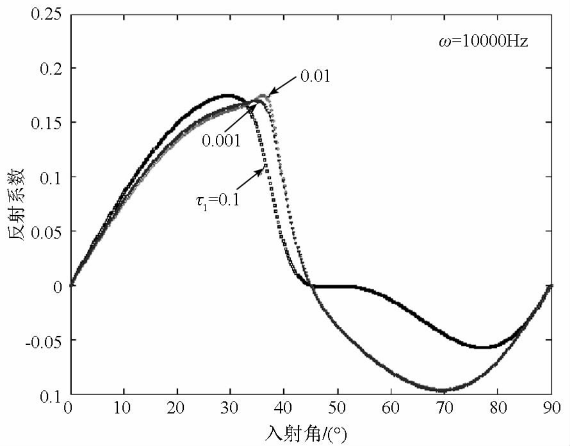

图 6　松弛时间对 p_2 波反射系数影响

Fig. 6　Effect of relaxation time on reflection coefficient of p_2 wave

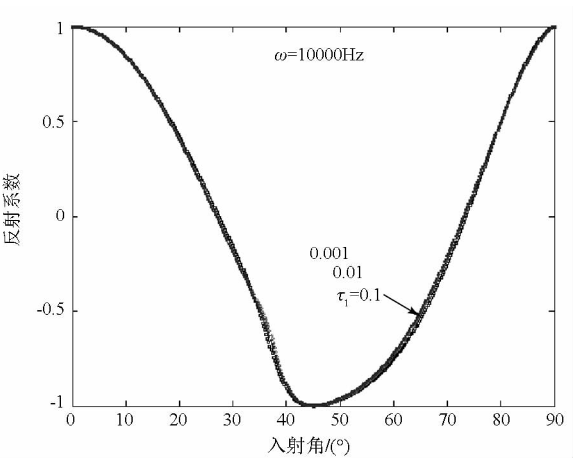

图 7　松弛时间对 S 波反射系数影响

Fig. 7　Effect of relaxation time on reflection coefficient of S wave

最小,且具有一定的滞后效应。45°~90°范围,G-TE模型最大,L-S模型次之,G-L模型最小。G-TE模型和L-S模型的反射系数计算结果比较接近。

(3)入射角在0~45°变化时,p_2波的反射幅值G-TE模型最大,L-S模型次之,G-L模型最小。45°~90°变化时,三种模型结果相反。

(4)入射角为0~45°时,各模型*S*波的反射幅值相差不大,45°~90°时有一定的差异。松弛时间对p_1的影响较小,对p_2波的影响较大,对S波的影响可忽略。

参考文献(References)

[1] Lord H W, Shulman Y. A generalized dynamical theory of thermoelasticity[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1967, 15(5): 299 -309.

[2] Green A E, Lindsay K A. Thermoelasticity[J]. Journal of Elasticity, 1972, 2(1): 1-7.

[3] Singh B. Reflection of SV waves from the free surface of an elastic solid in generalized thermoelastic diffusion[J]. Journal of Sound and Vibration, 2006, 291(3-5):764-778.

[4] Blot M A. The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1956, 28: 168-178.

[5] 杨峻,吴世明,蔡袁强.饱和土中弹性波的传播特性[J].振动工程学报,1996,9(2):128-137.
YANG Jun, WU Shiming, CAI Yuanqiang. Characteristics of propagation of elastic waves in saturated soils[J]. Journal of Vibration Engineering, 1996, 9(2): 128-137. (in Chinese)

[6] Pecker C, Deresiewicz H. Thermal effects on wave propagation in liquid-filled porous media[J]. Acta Mechanica, 1973, 16(1-2): 45-64.

[7] Singh B. On propagation of plane waves in generalized porothermoelasticity[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 2011, 101(2): 756-762.

[8] 刘干斌,郑荣跃,陶海冰.饱和多孔介质中热弹性波传播特性研究[J].地下空间与工程学报,2014(待刊).
LIU Ganbin, ZHENG Rongyue, TAO Haibin. Propagation of wave in saturated porous thermoelasticity[J]. Chinese Journal of Underground Space and Engineering, 2014(in press), (in Chinese)

[9] 郑荣跃,刘干斌,邓岳保,等.SV波在饱和多孔热弹性介质平面界面上的反射[J].岩土工程学报,2013,35(zk2): 839-843.
ZHENG Rongyue, LIU Ganbin, DENG Yuebao, et al. Reflection of SV waves at interface of saturated porous thermo-elastic media [J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2013,35(Suppl 2):839-843. (in Chinese)

[10] Liu G B, Liu X H, Ye R H. The relaxation effects of a saturated porous media using the generalized thermo-viscoelasticity theory[J]. International Journal of Engineering Science, 2010,48(9):795-808.