

文章编号:1671-6833(2019)01-0050-05

正交各向异性路基路面在移动荷载作用下的空间动力响应

王 博¹, 张春丽^{1,2}, 祝彦知³

(1. 郑州大学 水利与环境学院, 河南 郑州 450001; 2. 中原工学院 信息商务学院, 河南 郑州 450007; 3. 中原工学院 建筑工程学院, 河南 郑州 450007)

摘 要: 基于薄板理论建立了直角坐标系正交各向异性弹性地基上覆无限大弹性板的路基路面三维空间力学模型, 推导了板和地基在移动荷载作用下稳态响应的微分方程. 采用坐标变换、Fourier 变换求解偏微分方程, 得到了移动荷载作用下无限大板的动力响应的解析解. 采用 MATLAB 软件编制了相应的计算程序, 对路面板表面作用移动矩形谐振荷载进行算例分析, 研究了地基参数对板位移的影响规律. 结果表明, 考虑土体的正交各向异性更能准确描述路基路面相互作用的动力响应.

关键词: 正交各向异性地基; 移动荷载; 弹性板; 动力响应

中图分类号: TU443 **文献标志码:** A **doi:**10.13705/j.issn.1671-6833.2018.04.013

0 引言

在实际工程中, 移动荷载并非直接作用在地基表面, 而是通过路面将荷载分布到地基表面. 路基路面动力学问题一直受到国内外学者的关注, 文献[1-3]用解析法、文献[4-5]利用半解析方法、文献[6]利用模型试验与数值仿真方法、文献[7]利用有限元软件研究了路基路面动力响应问题. 文献[8]通过现场测试揭示了行车荷载下沥青路面和地基的动力影响规律. 文献[9]研究了横观各向同性地基上无限板的稳态振动, 并用数值结果表明, 采用各向同性介质的动力学模型, 不能准确描述具有明显各向异性特性地基的动力性能, 需要建立更符合实际情况的各向异性地基模型来研究移动荷载作用下路基路面的动力响应. 文献[10-12]研究了正交各向异性地基及覆无限大板的平面应变问题的动力响应. 对移动荷载作用下地基板的动力响应问题, 目前研究工作主要集中在对各向同性或横观各向同性地基的动力研究, 以及正交各向异性地基平面应变问题研究, 但动荷载作用下正交各向异性无限大板的空间动力响应鲜见报道.

笔者建立正交各向异性弹性地基上覆无限大弹性板的路基路面三维空间力学模型, 研究在车辆荷载作用下板和地基的动力响应. 对移动矩形谐振荷载作用下公路路面板动力稳态问题进行了算例分析, 研究了土体参数对板位移的影响规律.

1 直角坐标系下的振动方程

1.1 力学模型

车辆移动荷载函数一般能通过傅里叶级数展开为若干个简谐荷载之和. 笔者把车辆荷载简化为匀速移动均布矩形简谐荷载, 用 Kirchhoff 小变形无限大弹性薄板来模拟路面, 用弹性半空间来模拟路面以下的土体.

假设薄板受横向荷载 $q(x_1, y_1, t) = \begin{cases} q_0 e^{i\omega t}, & |x_1 - ct| \leq b, |x_2| \leq l; \\ 0, & \text{其他,} \end{cases}$

以速度 c 沿 x_1 轴正向移动, 则在板底必有地基反力 $p(x_1, y_1, t)$, 根据作用力与反作用力定律, 在地基表面同样有作用力 $p(x_1, y_1, t)$, 且方向相反, 如图 1 所示.

1.2 坐标变换

如图 1 所示, $O'x_1y_1z_1$ 为固定坐标系, 根据文献[12], 引入以速度 c 沿 x_1 轴正向运动的移动坐

收稿日期:2018-02-17; 修订日期:2018-04-10
基金项目:国家自然科学基金青年基金资助项目(51509274); 河南省高等学校青年骨干教师资助计划项目(2015GGJS-277); 河南省高等学校重点科研项目计划资助(17B560016); 河南省自然科学基金资助项目(162300410341); 中原工学院信息商务学院校级科研项目(ky1803)
通信作者:张春丽(1979—), 女, 河南商丘人, 中原工学院副教授, 博士, 主要从事岩土和地下结构研究, E-mail:chun-li168@163.com.

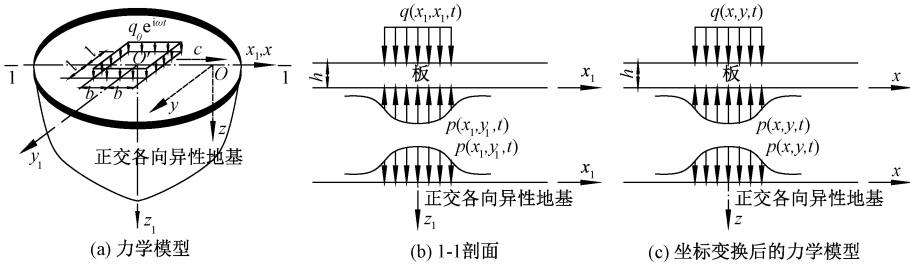


图1 半空间上覆无限大弹性板的力学模型

Fig. 1 Mechanics model of elastic plate on half space

标系 $Oxyz$, 可以使问题得到简化, 则坐标变换为:

$$\begin{cases} x = x_1 - ct; \\ y = y_1; \\ z = z_1. \end{cases} \quad (1)$$

各变量在移动坐标系下可以表述为:

$$\Psi(x_1 - ct, y_1, z_1, t) = \Psi(x, y, z) e^{i\omega t}; \quad (2a)$$

$$\dot{\Psi}(x_1 - ct, y_1, z_1, t) = (i\omega \Psi - c\Psi_x) e^{i\omega t}; \quad (2b)$$

$$\ddot{\Psi}(x_1 - ct, y_1, z_1, t) = (c^2 \Psi_{xx} - 2i\omega c \Psi_x - \omega^2 \Psi) e^{i\omega t}, \quad (2c)$$

式中: Ψ 为任意变量; $\dot{\Psi}$ 为对时间 t 的一阶导数; $\ddot{\Psi}$ 为对时间 t 的二阶导数.

1.3 基本方程

笔者仅分析稳态动力响应问题, 弹性地基上弹性地基板在动力荷载作用下的运动微分方程:

$$D \nabla^4 w + m \left(c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - 2i\omega c \frac{\partial w}{\partial x} - \omega^2 w \right) = q - p, \quad (3)$$

式中: $D = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)}$ 为弹性板的抗弯刚度, E 、

μ 、 h 分别为板的弹性模量、泊松比和厚度; m 为无限大平板单位面积内的质量; w 为地基上薄板的挠度.

对于正交各向异性弹性地基上作用动荷载的空间问题, 有方程:

$$\begin{cases} \left(c_{11} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + c_{66} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + c_{55} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_x + (c_{12} + c_{66}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} + \\ (c_{13} + c_{55}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial x \partial z} = \rho \left(c^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} - 2i\omega c \frac{\partial u_x}{\partial x} - \omega^2 u_x \right); \\ \left(c_{66} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + c_{22} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + c_{44} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_y + (c_{12} + c_{66}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + \\ (c_{23} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial z} = \rho \left(c^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} - 2i\omega c \frac{\partial u_y}{\partial x} - \omega^2 u_y \right); \\ \left(c_{55} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + c_{44} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + c_{33} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_z + (c_{13} + c_{55}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} + \\ (c_{23} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} = \rho \left(c^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} - 2i\omega c \frac{\partial u_z}{\partial x} - \omega^2 u_z \right); \end{cases} \quad (4)$$

$$\sigma_x = c_{11} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{13} \frac{\partial u_z}{\partial z}; \quad (5a)$$

$$\sigma_y = c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{22} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{23} \frac{\partial u_z}{\partial z}; \quad (5b)$$

$$\sigma_z = c_{13} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{23} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{33} \frac{\partial u_z}{\partial z}; \quad (5c)$$

$$\tau_{yz} = c_{44} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right); \quad (5d)$$

$$\tau_{zx} = c_{55} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right); \quad (5e)$$

$$\tau_{xy} = c_{66} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right); \quad (5f)$$

式中: u_x 、 u_y 、 u_z 分别表示沿移动坐标系 x 、 y 、 z 方向的位移; σ_x 、 σ_y 、 σ_z 、 τ_{yz} 、 τ_{zx} 、 τ_{xy} 为土体应力分量; c_{11} 、 c_{12} 、 c_{13} 、 c_{22} 、 c_{23} 、 c_{33} 、 c_{44} 、 c_{55} 、 c_{66} 为正交各向异性地基的 9 个相互独立的弹性常数.

2 振动方程的求解

2.1 边界条件

弹性地基半空间表面边界条件为:

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} u_x^{(k)}(x, y, z) = 0, \quad k = 0, 1, \dots, (n-1); \quad (6a)$$

$$\lim_{|y| \rightarrow \infty} u_y^{(k)}(x, y, z) = 0, \quad k = 0, 1, \dots, (n-1). \quad (6b)$$

对于简谐荷载, 所有分量均有因子 $e^{i\omega t}$, 因此为了书写方便, 在求解时先略去因子 $e^{i\omega t}$. 当板置于地基上并与其共同工作时, 板底面与地基表面的垂直位移相同, 同时板与地基光滑接触^[13], 则有应力和变形协调边界条件:

$$\sigma_z(x, y, 0, t) = -p(x, y); \quad (6c)$$

$$\tau_{zx}(x, y, 0, t) = 0; \quad (6d)$$

$$\tau_{yz}(x, y, 0, t) = 0; \quad (6e)$$

$$u_z(x, y, 0, t) = w(x, y, t). \quad (6f)$$

2.2 求解方程

对坐标 x 、 y 的 Fourier 变换定义如下:

$$\bar{f}(\xi, \eta, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) e^{-i(\xi x + \eta y)} dx dy; \quad (7a)$$

相应的逆变换为:

$$f(x,y,z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}(\xi,\eta,z) e^{i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta, \tag{7b}$$

式中: ξ, η 为 Fourier 变换参数.

对板的动力方程式(3)做关于 x, y 的 Fourier 变换,得到

$$\bar{w} = \frac{\bar{q} - \bar{p}}{L}, \tag{8}$$

式中: $L = D(\xi^2 + \eta^2)^2 + m(-c^2\xi^2 + 2\omega c\xi - \omega^2)$.

对弹性半空间体的动力方程式(4)同样做 Fourier 变换,并改写成矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & 0 & 0 \\ 0 & A_{22} & 0 \\ 0 & 0 & A_{33} \end{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{bmatrix} \bar{u}_x \\ \bar{u}_y \\ \bar{u}_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & B_{13} \\ 0 & 0 & B_{23} \\ B_{13} & B_{23} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{u}_x \\ \bar{u}_y \\ \bar{u}_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & 0 \\ D_{12} & D_{22} & 0 \\ 0 & 0 & D_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{u}_x \\ \bar{u}_y \\ \bar{u}_z \end{bmatrix} = 0, \tag{9}$$

式中: $A_{11} = -c_{55}; A_{22} = -c_{44}; A_{33} = -c_{33}; B_{13} = -i\xi(c_{13} + c_{55}); B_{23} = -i\eta(c_{23} + c_{44}); D_{11} = c_{11}\xi^2 + c_{66}\eta^2 + \rho(-c^2\xi^2 + 2\omega c\xi - \omega^2); D_{12} = \xi\eta(c_{12} + c_{66}); D_{22} = c_{66}\xi^2 + c_{22}\eta^2 + \rho(-c^2\xi^2 + 2\omega c\xi - \omega^2); D_{33} = c_{55}\xi^2 + c_{44}\eta^2 + \rho(-c^2\xi^2 + 2\omega c\xi - \omega^2)$.

设方程(9)的解为:

$$[\bar{u}_x \quad \bar{u}_y \quad \bar{u}_z]^T = [G_1 \quad G_2 \quad G_3]^T e^{\lambda z}. \tag{10}$$

把式(10)代入方程(9)得特征方程:

$$a_1\lambda^6 + a_2\lambda^4 + a_3\lambda^2 + a_4 = 0, \tag{11}$$

式中: $a_1 = A_{11}A_{22}A_{33}; a_2 = D_{11}D_{22}D_{33} - D_{33}D_{12}^2; a_3 = D_{11}A_{22}A_{33} + A_{11}A_{22}D_{33} - A_{11}B_{23}^2 + A_{11}D_{22}A_{33} - B_{13}^2A_{22}; a_4 = D_{11}D_{22}A_{33} + D_{11}A_{22}D_{33} + A_{11}D_{22}D_{33} + 2B_{13}D_{12}B_{23} - D_{11}B_{23}^2 - A_{33}D_{12}^2 - B_{13}^2D_{22}$.

特征方程(11)为复系数一元六次方程,其根为 $\pm\lambda_1, \pm\lambda_2, \pm\lambda_3, (\text{Re}[\lambda_j] \geq 0, j = 1, 2, 3)$, 可表示为:

$$\lambda_1^2 = -\frac{a_2}{3a_1} + \Theta - \frac{xx}{3\Theta}; \tag{12a}$$

$$\lambda_2^2 = -\frac{a_2}{3a_1} + \psi\Theta - \frac{xx}{3\psi\Theta}; \tag{12b}$$

$$\lambda_3^2 = -\frac{a_2}{3a_1} + \psi^2\Theta - \frac{xx}{3\psi^2\Theta}, \tag{12c}$$

式中: $\Theta = \left(-\frac{yy}{2} + \sqrt{\frac{yy^2}{4} + \frac{xx^3}{27}}\right)^{\frac{1}{3}}$;

$$\psi = \frac{-1 + \sqrt{3}i}{2}; xx = \frac{a_3}{a_1} - \frac{1}{3}\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2, yy = \frac{2}{27}\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 - \frac{1}{3}\frac{a_2a_3}{a_1^2} + \frac{a_4}{a_1}.$$

对于 $z \geq 0$ 的正交各向异性半空间的动力分析问题,当 $z \rightarrow \infty$ 时, u_x, u_y, u_z 均应趋于零,则矩阵方程(9)的解为:

$$\bar{u}_x = -\sum_{j=1}^3 \alpha_j F_j e^{-\lambda_j z}; \tag{13a}$$

$$\bar{u}_y = -\sum_{j=1}^3 \beta_j F_j e^{-\lambda_j z}; \tag{13b}$$

$$\bar{u}_z = \sum_{j=1}^3 F_j e^{-\lambda_j z}, \tag{13c}$$

式中: $\alpha_j = [A_{22}B_{13}\lambda_j^3 + (B_{13}D_{22} - B_{23}D_{12})\lambda_j]/\Delta_j; \beta_j = [A_{11}B_{23}\lambda_j^3 + (B_{23}D_{11} - B_{13}D_{12})\lambda_j]/\Delta_j; \Delta_j = -(A_{11}D_{22} + A_{22}D_{11})\lambda_j^2 - A_{11}A_{22}\lambda_j^4 + D_{12}D_{12} - D_{11}D_{22}; F_j (j = 1, 2, 3)$ 为待定系数.

利用应力、应变和位移之间的关系,可以得到应力变量的表达式:

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_x = -c_{11}i\xi \sum_{j=1}^3 \alpha_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{12}i\eta \sum_{j=1}^3 \beta_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{13} \sum_{j=1}^3 \lambda_j F_j e^{-\lambda_j z}; \\ \bar{\sigma}_y = -c_{12}i\xi \sum_{j=1}^3 \alpha_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{22}i\eta \sum_{j=1}^3 \beta_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{23} \sum_{j=1}^3 \lambda_j F_j e^{-\lambda_j z}; \\ \bar{\sigma}_z = -c_{13}i\xi \sum_{j=1}^3 \alpha_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{23}i\eta \sum_{j=1}^3 \beta_j F_j e^{-\lambda_j z} - c_{33} \sum_{j=1}^3 \lambda_j F_j e^{-\lambda_j z}; \end{cases} \tag{13d}$$

$$\begin{cases} \bar{\tau}_{yz} = c_{44} \left[i\eta \sum_{j=1}^3 F_j e^{-\lambda_j z} + \sum_{j=1}^3 \beta_j \lambda_j F_j e^{-\lambda_j z} \right]; \\ \bar{\tau}_{zx} = c_{55} \left[\sum_{j=1}^3 \alpha_j \lambda_j F_j e^{-\lambda_j z} + i\xi \sum_{j=1}^3 F_j e^{-\lambda_j z} \right]; \\ \bar{\tau}_{xy} = c_{66} \left[-i\xi \sum_{j=1}^3 \beta_j F_j e^{-\lambda_j z} - i\eta \sum_{j=1}^3 \alpha_j F_j e^{-\lambda_j z} \right]. \end{cases} \tag{13e}$$

对边界条件式(6c) ~ (6f) 做关于 x, y 的 Fourier 变换,可以求得:

$$\bar{\sigma}_z(\xi, \eta, 0, t) = -\bar{p}; \tag{14a}$$

$$\bar{\tau}_{zx}(\xi, \eta, 0, t) = 0; \tag{14b}$$

$$\bar{\tau}_{yz}(\xi, \eta, 0, t) = 0; \tag{14c}$$

$$\bar{u}_z(\xi, \eta, 0, t) = \bar{w}(\xi, \eta, t). \tag{14d}$$

将式(14a) ~ (14c) 代入式(13d) ~ (13e), 并令线性方程组系数为:

$$\begin{cases} p_j = c_{13}i\xi\alpha_j + c_{23}i\eta\beta_j + c_{33}\lambda_j; \\ q_j = \alpha_j\lambda_j + i\xi; \\ r_j = \beta_j\lambda_j + i\eta, \end{cases} \quad (15)$$

则待定系数 $F_j (j = 1, 2, 3)$ 为:

$$\begin{cases} F_1 = \bar{p} \cdot (q_3r_2 - q_2r_3)/\Delta; \\ F_2 = \bar{p} \cdot (q_1r_3 - q_3r_1)/\Delta; \\ F_3 = \bar{p} \cdot (q_2r_1 - q_1r_2)/\Delta, \end{cases} \quad (16)$$

式中: $\Delta = p_3q_2r_1 + p_1q_3r_2 + p_2q_1r_3 - p_2q_3r_1 - p_3q_1r_2 - p_1q_2r_3$.

将式(16)代入式(13c),得到地基的竖向位移为:

$$\bar{u}_z = \frac{\bar{p}}{\Delta} [(q_3r_2 - q_2r_3)e^{-\lambda_1z} + (q_1r_3 - q_3r_1)e^{-\lambda_2z} + (q_2r_1 - q_1r_2)e^{-\lambda_3z}]. \quad (17)$$

将式(8)和式(17)代入位移边界条件(14d),推出地基反力即接触应力的大小为:

$$\bar{p} = \frac{\bar{q} \cdot \Delta}{\Delta + L \cdot (q_3r_2 + q_1r_3 + q_2r_1 - q_2r_3 - q_3r_1 - q_1r_2)}. \quad (18)$$

板挠度为:

$$\bar{w} = \frac{\bar{q}}{L + \Delta/(q_3r_2 + q_1r_3 + q_2r_1 - q_2r_3 - q_3r_1 - q_1r_2)}. \quad (19)$$

对薄板作用的横向荷载做关于 x, y 的 Fourier 变换,可以求得:

$$\bar{q} = \frac{4q_0 \sin(\xi b) \sin(\eta l)}{\xi \eta}. \quad (20)$$

对式(13)、(18)、(19)、(20)施加关于 x 和 y 的 Fourier 逆变换,就可以得到移动谐振荷载作用下正交各向异性介质在直角坐标系下响应的积分形式解.由于文章篇幅有限,仅给出板位移的积分表达式:

$$w = \frac{e^{i\omega t}}{\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{L + \Delta/(q_3r_2 + q_1r_3 + q_2r_1 - q_2r_3 - q_3r_1 - q_1r_2)} \cdot \frac{q_0 \sin(\xi b) \sin(\eta l)}{\xi \eta} e^{i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \quad (21)$$

3 算例分析

算例模型如图 1 所示,给出移动谐振荷载作用下某公路路面板位移影响数值结果.作用在板上的荷载半长度 $b = 0.075$ m, $l = 0.075$ m,峰值 $q_0 = 100$ kPa,荷载频率 $f = 16$ Hz,移动速度 $c = 35$ m/s.板弹性模量 3.0×10^{10} Pa,泊松比 0.15,

板厚 0.25 m,密度 2400 kg/m³.土体弹性参数 $E_x = 50$ MPa, $\mu_{xy} = 0.25$, $G_{yz} = 20$ MPa, $G_{zx} = 24$ MPa, $G_{xy} = 15$ MPa, $\rho = 1815$ kg/m³.引入描述土体正交各向异性参数之间的比例系数 $k_m (m = 1, 2, 3, 4)$,令 $E_y = k_1 E_x$, $E_z = k_2 E_x$, $\mu_{xz} = k_3 \mu_{xy}$, $\mu_{yz} = k_4 \mu_{xy}$.当 $k_m = 1$ 时,土体为各向同性.

μ_{ij} 本身变化不大,它对动力响应的影响可以忽略不计^[13],取 $k_3 = 1.2$, $k_4 = 1.6$.弹性系数 $c_{11} \sim c_{55}$ 和 E_i, μ_{ij}, G_{ij} 之间的关系见文献[14].

图 2 和图 3 分别为 $k_2 = 0.8$,仅改变 k_1 时的板位移沿 x 方向的波形图($y = 0$)和 y 方向的波形图($x = 0$),图 4 和图 5 分别给出 $k_1 = 1.2$,仅改变 k_2 时的板位移在 x 方向的波形图($y = 0$)和在 y 方向的波形图($x = 0$),其中 $k_m = 1$ 对应的图形表示各向同性土体时的板变形.

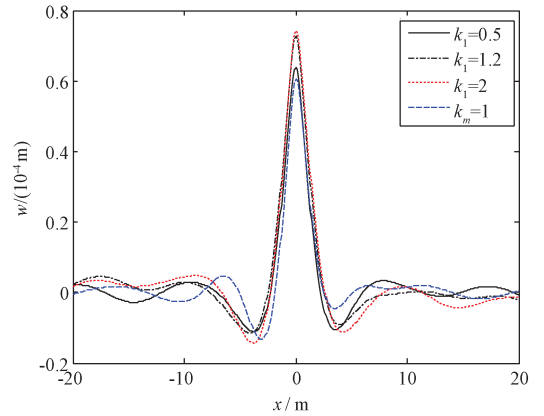


图 2 不同土体 E_y 时板位移在 x 方向的波形($y = 0$)

Fig.2 Plate deformation curves in the direction of x due to different $E_y (y = 0)$

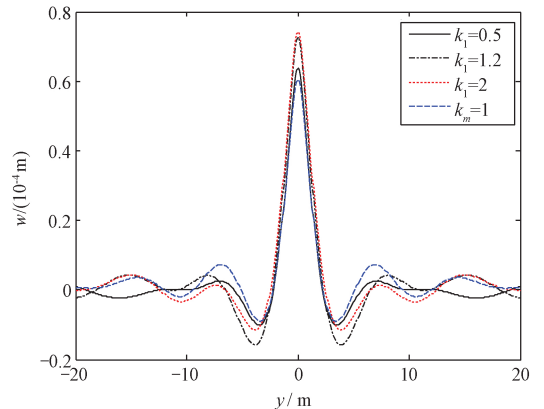


图 3 不同土体 E_y 时板位移在 y 方向的波形($x = 0$)

Fig.3 Plate deformation curves in the direction of y due to different $E_y (x = 0)$

从图 2~5 可以看出,土体的各向异性对板沿 x 和 y 方向的位移都有较大影响.在 x 方向的波形中,负的最大位移均出现在荷载作用范围外的

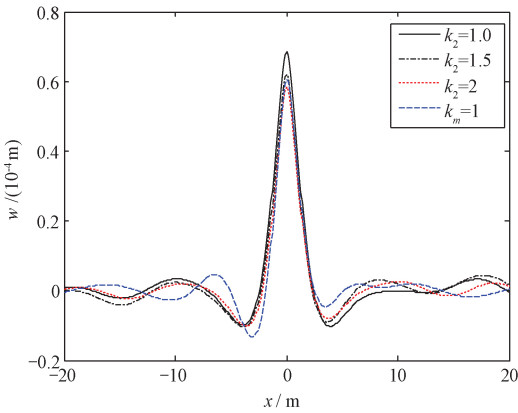


图 4 不同土体 E_z 时板位移在 x 方向的波形 ($y=0$)

Fig. 4 Plate deformation curves in the direction of x due to different E_z ($y=0$)

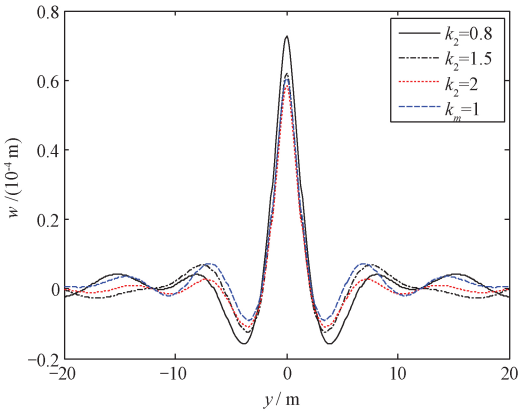


图 5 不同土体 E_z 时板位移在 y 方向的波形 ($x=0$)

Fig. 5 Plate deformation curves in the direction of y due to different E_z ($x=0$)

左侧,曲线不对称;在 y 方向的波形中,板位移曲线关于 $y=0$ 对称.随着 k_1 即 E_y 的增加,板位移最大值略有增加,各向同性时的最小, $k_1=1.2$ 和 $k_1=2$ 时的曲线在离荷载作用中心点约 2 m 范围内非常接近.随着 k_2 即 E_z 的增加,板位移的最大值却明显减小,各向同性时的值仅大于 $k_2=2$ 的值.离荷载中心点较远处的板位移曲线有明显的振动,但是振幅较小并趋于平缓,且在某些范围内有负值出现.如果板的变形过大,可以适当增加土体 z 向的弹性模量 E_z ,或者减小 y 向的弹性模量 E_y .

4 结论

笔者研究了移动谐振荷载作用下正交各向异性地基上覆无限大板的空间动力响应问题,得到了动力响应的积分形式解.对移动谐振荷载作用下公路路面板动力稳态问题进行了算例分析并进行了参数分析,研究了土体参数对板

位移影响规律.数值分析结果表明:(1)考虑土体的正交各向异性更能准确描述路基路面相互作用的动力响应;(2) E_y 对板变形影响很小,而 E_z 对板变形的影响却很大,要综合考虑各种因素设计合适的地基弹性模量.

参考文献:

[1] ACHENBACH J D, KESHAVA S P, HERRMANN G. Moving load on a plate resting on an elastic half space[J]. Journal of applied mechanics, 1967, 34(4):910-914.

[2] SNEDDON I N, GLADWELL G M L, COEN S. Bonded contact of an infinite plate and an elastic foundation[J]. Letters in applied engineering sciences, 1975, 3: 1-13.

[3] 郭晶晶. 不同弹性地板的力学响应分析[J]. 交通科技, 2015(2): 87-89.

[4] 曹志刚,蔡袁强,徐长节. 移动车辆荷载作用下路面的动力响应[J]. 浙江大学学报(工学版), 2009, 43(4): 777-781.

[5] 曹彩芹,李诚诚,李华. 移动荷载作用下路面板与饱和弹性地基的动力响应[J]. 西安建筑科技大学学报(自然科学版), 2014, 46(2): 204-209.

[6] 陈恩利,刘永强,赵进宝. 移动荷载作用下路面动力响应试验研究[J]. 振动与冲击, 2014, 33(16): 62-67.

[7] 蒋建国,何金龙,梁洪涛. 移动荷载作用下沥青路面结构时程响应分析[J]. 铁道科学与工程学报, 2014, 11(2): 84-89.

[8] 张浩,杨玲,郭院成. 交通荷载作用下低填道路软土地基的动力响应分析[J]. 郑州大学学报(工学版), 2017, 38(1): 11-15.

[9] 王小岗. 横观各向同性饱和地基上无限板的稳态振动[J]. 力学与实践, 2007, 29(1): 42-46.

[10] ITOU S. Stresses produced in an orthotropic half-plane under a moving line load [J]. International journal of solids and structures, 2016, 100/101:411-416.

[11] ZHANG C L, WANG B, ZHU Y Z, et al. Research of dynamic response of orthotropic elastic media under harmonic loads[J]. Advances in engineering research, 2016, 65: 379-384.

[12] 张春丽,王博,祝彦知. 移动荷载下正交各向异性地基无限大板的动力响应[J]. 岩土工程学报, 2017, 39(2): 352-358.

[13] 朱照宏,王秉纲,郭大智. 路面力学计算[M]. 北京:人民交通出版社, 1985.

[14] 张晓霞,周柏卓. 正交各向异性材料弹性本构关系分析[J]. 航空发动机, 1997, 23(1): 20-25.

Efficiency Analysis of Structural Extreme Response Estimation Methods

HUANG Xiaodi, GU Ying, HE Jun

(College of Naval Architecture and Civil Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: The accelerated simulation method based on generalized extreme value distribution and shift generalized lognormal distribution was proposed to effectively estimate the extreme value distribution of structural response under random loading. In order to investigate the efficiency of the two accelerated simulation methods in the estimation of the tail of the distribution of structural extreme response, the parameter estimation process of generalized extreme value distribution and shift generalized lognormal distribution based on simulated samples was discussed in detail in this paper. A comparative analysis of these two kinds of accelerated simulation method about computational cost and accuracy in the estimate of the tail of the extreme value distribution of the random variable, the tail of the extreme value distribution of the random response of the linear structure, and the tail of the extreme distribution of the stochastic response of the nonlinear structure was made. The characteristics and applicable scope of the two accelerated simulation methods were given. In the end, the suggestion on how to choose two accelerated simulation methods was given.

Key words: structural random vibration; extreme responses; estimation methods; efficiency analysis

(上接第 54 页)

3D Dynamic Response of Infinite Plate on Orthotropic Foundation under Moving Loads

WANG Bo¹, ZHANG Chunli^{1, 2}, ZHU Yanzhi³

(1. College of Water Conservancy and Environmental Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China; 2. College of Information & Business, Zhongyuan University of Technology, Zhengzhou 450007, China; 3. School of Civil Engineering and Architecture, Zhongyuan University of Technology, Zhengzhou 450007, China)

Abstract: The mechanics model of the infinite elastic plate on orthotropic foundation were established under the rectangular coordinate system. And the dynamic equations of plate and foundation were derived under moving loads based on the thin plate theory. By means of the coordinate transformation and Fourier integral transform, the integral forms of dynamic responses of plate and foundation were obtained. Numerical example was given on condition that harmonic vibrating rectangular load was applied on the pavement plate surface. The calculation procedure was performed by MATLAB software. Studies were conducted to investigate the effect of the soil orthotropic parameters on the plate displacements. The results showed that the dynamic response of the subgrade and pavement interaction could be accurately described by considering the orthogonality of the soil.

Key words: orthotropic foundation; moving loads; elastic plate; dynamic responses