

稳定温度场下层状路面体系的解析层元解

艾智勇^{1,2}, 王路君^{1,2}, 曾 凯^{1,2}

(1. 同济大学 地下建筑与工程系, 上海 200092; 2. 同济大学 岩土及地下工程教育部重点实验室, 上海 200092)

摘要: 从热弹性力学平面应变问题的控制方程出发, 利用 Fourier 变换及 Laplace 变换推导其解析解, 进而得出稳定温度场下平面应变问题的精确刚度矩阵, 即解析层元; 根据边界条件和层间连续条件对各层元进行组装, 得到总刚度矩阵; 求解总刚度矩阵方程, 得到积分变换域内的解; 应用 Laplace-Fourier 逆变换技术, 得到物理域内的解。编制相应的计算程序进行验证及分析, 结果表明, 该解答与有限元软件模拟结果吻合, 分层特性对层状路面体系温度应力和竖向位移量影响显著。

关键词: 解析层元; 温度应力; 平面应变; 稳定温度场; 层状路面体系

中图分类号: TU431, TU433

文献标志码: A

Analytical Layer-element Solution for Layered Pavement in Stable Temperature Field

AI Zhiyong^{1,2}, WANG Lujun^{1,2}, ZENG Kai^{1,2}

(1. Department of Geotechnical Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China; 2. Key Laboratory of Geotechnical and Underground Engineering of the Ministry of Education, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: Starting from the governing equations of thermoelasticity for the plane strain problem, the analytical solution of the problem is obtained by using the Fourier transform and Laplace transform. And then, the exact stiffness matrix for the multi-layered plane strain problem in stable temperature field is established, which is called analytical layer element. The global stiffness matrix is assembled by considering the boundary conditions and the continuity between adjacent layers, and the solution in the transform domain are obtained by solving the equations of the global stiffness matrix. The actual solutions in the physical domain are acquired by inverting the Laplace-Fourier transform. Numerical calculation and analysis are carried out by corresponding computer program whose results agree well with those by finite element analysis software, and numerical

calculation shows the layered characteristics has a significant effect on the thermal stress and vertical displacement in layered pavement system.

Key words: analytical layer-element; thermal stress; plane strain; stable temperature field; layered pavement system

在工作状态下, 路面结构不仅要承受车辆荷载, 还受到所处自然环境因素的影响, 而温度便是其中范围最广、影响程度最大的环境因素之一, 路面结构的许多病害如车辙、开裂等都与之相关。为此, 国内外学者对此进行了研究, 并取得了一定的研究成果^[1-4]。在对道路结构的计算分析中, 据其几何形状和受力情况, 可将其简化为平面应变问题; 另一方面, 道路结构常表现为分层的特性, 因此, 研究温度场下层状路面体系的平面应变问题, 具有重要的理论及实际意义。

目前层状结构的求解方法主要包括: 有限元法^[5]、有限层法^[6]、精确刚度矩阵法^[7]、解析层元法^[8-9]、传递矩阵法^[10]等。本文从平面应变问题热弹性力学的基本控制方程出发, 通过 Fourier 变换及 Laplace 变换, 推导出稳定温度场下平面应变问题的精确刚度矩阵, 即解析层元; 然后根据有限元法原理组装得到总刚度矩阵; 结合边界条件, 求解总刚度矩阵形成的代数方程, 得到相应问题在变换域内的精确解; 通过 Laplace-Fourier 逆变换技术得到该问题在物理域内的真实解, 最后通过算例探讨稳定温度场下层状路面体系温度应力及竖向位移的变化情况。

1 解析层元的推导

热弹性力学基本控制方程如下:

$$\nabla^2 u + \eta \frac{\partial e}{\partial x} - 2\alpha\eta(1+\mu) \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (1a)$$

$$\nabla^2 w + \eta \frac{\partial e}{\partial z} - 2\alpha\eta(1+\mu) \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (1b)$$

稳定温度场下的热传导方程为

$$c_t \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1c)$$

式中: u, w 分别为水平向位移和竖向位移; $e = \frac{\partial u}{\partial x} +$

$\frac{\partial w}{\partial z}$, 为体积应变; $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, 为 Laplace 算子; μ

与 α 分别为材料的泊松比和热膨胀系数; $\eta = \frac{1}{1-2\mu}$;

T 与 c_t 分别为温增和材料的热扩散系数。

考虑温度因素时, 用位移表示的物理方程为

$$\sigma_x + \alpha\eta ET = 2\mu\eta Ge + 2G\epsilon_x \quad (2a)$$

$$\sigma_z + \alpha\eta ET = 2\mu\eta Ge + 2G\epsilon_z \quad (2b)$$

$$\tau_{xz} = G\gamma_{xz} \quad (2c)$$

式中: E 与 G 分别为材料的弹性模量和剪切模量;

σ_x, σ_z 分别为 x, z 面上的正应力; τ_{xz} 为 xz 面上的剪应力; ϵ_x, ϵ_z 为正应变; γ_{xz} 为剪应变。

热力学中, 稳态传导的热量 Q 表达式为

$$Q = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3)$$

式中: λ_T 为热传导系数, 负号表示热能是向温度降低的方向传输。

为求解控制方程, 引入积分变换方法^[11], 关于时间 t 和坐标 x 的 Laplace-Fourier 变换及其逆变换定义为

$$\bar{f}(\xi, z, s) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty f(x, z, t) e^{-s} e^{-i\xi x} dt dx \quad (4a)$$

$$f(x, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \int_{-\infty}^\infty \bar{f}(\xi, z, s) e^{s} e^{i\xi x} ds d\xi \quad (4b)$$

式中: $\bar{f}(\xi, z, s)$ 表示 $f(x, z, t)$ 经过 Laplace-Fourier 变换后的量; s 和 ξ 分别是 t 和 x 的 Laplace-Fourier 变换参数, $i = \sqrt{-1}$ 。

对式(1)进行关于时间 t 和坐标 x 的 Laplace-Fourier 变换可得:

$$(i\bar{u})'' - \eta\bar{w}' - \xi^2(1+\eta)i\bar{u} + 2\alpha\eta\xi(1+\mu)\bar{T} = 0 \quad (5a)$$

$$(\eta+1)\bar{w}'' + \eta\bar{u}' - 2\alpha\eta(1+\mu)\bar{T}' - \xi^2\bar{w} = 0 \quad (5b)$$

$$c_t(\bar{T}'' - \xi^2\bar{T}) = s\bar{T} \quad (5c)$$

式中: $(i\bar{u})'', \bar{w}'', \bar{T}''$ 分别表示 $i\bar{u}, \bar{w}$ 和 \bar{T} 对 z 的二阶

导数; $(i\bar{u})', \bar{w}'$ 和 \bar{T}' 分别表示 $i\bar{u}, \bar{w}$ 和 \bar{T} 对 z 的一阶导数。

关于坐标 z 的 Laplace 变换^[12] 及其逆变换定义为

$$\tilde{f}(\xi, p) = \int_0^\infty \bar{f}(\xi, z) e^{-pz} dz \quad (6a)$$

$$\bar{f}(\xi, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \tilde{f}(\xi, p) e^{pz} dp \quad (6b)$$

式中: $\tilde{f}(\xi, p)$ 表示 $\bar{f}(\xi, z)$ 经过 Laplace 变换后的量, p 是 Laplace 变换关于 z 的参数。

对式(5)进行关于坐标 z 的 Laplace 变换, 可得:

$$[p^2 - \xi^2(1+\eta)]i\tilde{u} - \eta\tilde{w} + 2\alpha\eta\xi(1+\mu)\tilde{T} = p i \bar{u}(0) + (i\bar{u})'(0) - \eta\tilde{w}(0) \quad (7a)$$

$$[p^2(1+\eta) - \xi^2]\tilde{w} + \eta p i \tilde{u} - 2\alpha\eta p(1+\mu)\tilde{T} = p(1+\eta)\bar{w}(0) + (1+\eta)\bar{w}'(0) + \eta i \bar{u}(0) - 2\alpha\eta(1+\mu)\bar{T}(0) \quad (7b)$$

$$(c_t p^2 - c_t \xi^2 - s)\tilde{T} = c_t p \bar{T}(0) + c_t \bar{T}'(0) \quad (7c)$$

对式(2b)、(2c)和(3)进行关于坐标 x 的 Fourier 变换, 可得:

$$i\bar{\tau}_{xz} = G[(i\bar{u})' - \xi\bar{w}] \quad (8a)$$

$$\bar{\sigma}_z =$$

$$G[(\eta+1)\bar{w}' + (\eta-1)\xi i \bar{u}] - \alpha\eta E \bar{T} \quad (8b)$$

$$\bar{Q} = -\lambda_T \bar{T}' \quad (8c)$$

令式(8)中的 $z=0$, 并代入式(7)得:

$$[p^2 - \xi^2(1+\eta)]i\tilde{u} - \eta\tilde{w} + 2\alpha\eta\xi(1+\mu)\tilde{T} = p i \bar{u}(0) + \frac{1}{G} i \bar{\tau}_{xz}(0) + (1-\eta)\xi\bar{w}(0) \quad (9a)$$

$$[p^2(1+\eta) - \xi^2]\tilde{w} + \eta\tilde{u} - 2\alpha\eta p(1+\mu)\tilde{T} = p(1+\eta)\bar{w}(0) + \xi i \bar{u}(0) + \frac{1}{G}\bar{\sigma}_z(0) \quad (9b)$$

$$(c_t p^2 - c_t \xi^2 - s)\tilde{T} = c_t p \bar{T}(0) - \frac{c_t s}{\lambda_T} \bar{Q}(0) \quad (9c)$$

定义 $\tilde{\mathbf{A}}(\xi, p, s) = [i\tilde{u}(\xi, p, s), \tilde{w}(\xi, p, s), \tilde{T}(\xi, p, s)]^T$, 它表示变换域内的广义位移, 则式(9)可写为以下矩阵形式:

$$\mathbf{A}\tilde{\mathbf{A}}(\xi, p, s) = \mathbf{BC} \quad (10)$$

式中:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} p^2 - \xi^2(1+\eta) & -\eta\tilde{w} & 2\alpha\eta\xi(1+\mu) \\ \eta\tilde{u} & p^2(1+\eta) - \xi^2 & -2\alpha\eta p(1+\mu) \\ 0 & 0 & c_t p^2 - c_t \xi^2 - s \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} p & \xi(1-\eta) & 0 & \frac{1}{G} & 0 & 0 \\ \xi & p(1+\eta) & 0 & 0 & \frac{1}{G} & 0 \\ 0 & 0 & c_i p & 0 & 0 & \frac{-c_i s}{\lambda_T} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C} = [\bar{i} \bar{u}(0) \quad \bar{w}(0) \quad \bar{T}(0) \\ i \bar{\tau}_{xz}(0) \quad \bar{\sigma}_z(0) \quad \bar{Q}(0)]^T$$

式(10)经矩阵运算可以得到:

$$\tilde{\mathbf{A}}(\xi, p, s) = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B} \mathbf{C} \quad (11)$$

对式(11)进行关于 p 的 Laplace 逆变换,可得:

$$\bar{\mathbf{A}}(\xi, z, s) = \mathbf{D} \mathbf{C} = [\mathbf{D}_1 \quad \mathbf{D}_2] \mathbf{C} \quad (12)$$

式中, $\bar{\mathbf{A}}(\xi, z, s) = [\bar{i} \bar{u}(\xi, z, s), \bar{w}(\xi, z, s), \bar{T}(\xi, z, s)]^T$, \mathbf{D} 是一个 3×6 的矩阵, \mathbf{D}_1 、 \mathbf{D}_2 都为 3×3 的矩阵,表示 \mathbf{D} 的分块矩阵。

令式(12)中的 $z=0$,可得以下形式矩阵:

$$\begin{bmatrix} \bar{\mathbf{A}}(\xi, 0) \\ \bar{\mathbf{A}}(\xi, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix} \mathbf{C} = \mathbf{N} \mathbf{C} \quad (13)$$

式中: \mathbf{I} 是 3 阶的单位矩阵; \mathbf{N} 是 6×6 的矩阵。

用向量

$\bar{\mathbf{F}}(\xi, z, s) = [i \bar{\tau}_{xz}(\xi, z, s), \bar{\sigma}_z(\xi, z, s), \bar{Q}(\xi, z, s)]^T$ 表示 Laplace-Fourier 变换域内的广义应力,由式(8)可得:

$$\bar{\mathbf{F}}(\xi, z, s) = \mathbf{H} \left[\bar{\mathbf{A}}(\xi, z, s) \quad \frac{d\bar{\mathbf{A}}(\xi, z, s)}{dz} \right]^T \quad (14)$$

式中:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 & -G\xi & 0 & G & 0 & 0 \\ (\eta-1)\xi G & 0 & \alpha G(1-3\eta) & 0 & G(1+\eta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\lambda_T}{s} \end{bmatrix}$$

将式(12)代入式(14)可得:

$$\bar{\mathbf{F}}(\xi, z, s) = \mathbf{E} \mathbf{C} = [\mathbf{E}_1 \quad \mathbf{E}_2] \mathbf{C} \quad (15)$$

式中: \mathbf{E} 是一个 3×6 的矩阵, \mathbf{E}_1 、 \mathbf{E}_2 都为 3×3 的矩阵,表示 \mathbf{E} 的分块矩阵。

由式(15)可以得到以下形式的矩阵:

$$\begin{bmatrix} -\bar{\mathbf{F}}(\xi, 0, s) \\ \bar{\mathbf{F}}(\xi, z, s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & -\mathbf{I} \\ \mathbf{E}_1 & \mathbf{E}_2 \end{bmatrix} \mathbf{C} = \mathbf{M} \mathbf{C} \quad (16)$$

式(13)和(16)经矩阵运算可得:

$$\begin{bmatrix} -\bar{\mathbf{F}}(\xi, 0, s) \\ \bar{\mathbf{F}}(\xi, z, s) \end{bmatrix} = \Phi \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{A}}(\xi, 0, s) \\ \bar{\mathbf{A}}(\xi, z, s) \end{bmatrix} \quad (17)$$

式中, Φ 是一个 6×6 的非对称矩阵,它建立了单层

热弹性体表面与深度 z 处广义位移与广义应力间的关系,为稳定温度场下单层热弹性体平面应变问题的精确刚度矩阵,即解析层元, Φ 的元素如下:

$$\Phi_{11} = \Phi_{44} = 2G\xi b_2(4z\xi a_1^2 b_1 - b_3 d_1 d_3)/\Omega,$$

$$\Phi_{12} = \Phi_{21} = 2G\xi(4z^2 \xi^2 a_1^2 b_1^2 - Gb_3 d_1^2)/\Omega = -\Phi_{45} = -\Phi_{54},$$

$$\Phi_{13} = \Phi_{46} = -2G\beta c_i \xi(4z\xi a_1 b_1 \chi_1 + b_3 d_1 \chi_2)/\Omega d_2,$$

$$\Phi_{14} = \Phi_{41} = 4G\xi a_1 b_2(b_3 d_1 - z\xi b_1 d_3)/\Omega,$$

$$\Phi_{15} = \Phi_{51} = -4GZ\xi^2 a_1 b_1 b_2 d_1/\Omega = -\Phi_{24} = -\Phi_{42},$$

$$\Phi_{16} = \Phi_{43} = -4G\beta c_i \xi(b_3 d_1 \chi_1 + z\xi a_1 b_1 \chi_2)/\Omega d_2,$$

$$\Phi_{22} = \Phi_{55} = -2G\xi b_2(4z\xi a_1^2 b_1 + b_3 d_1 d_3)/\Omega,$$

$$\Phi_{23} = 2G\beta c_i \xi(4\theta a_1 a_2 b_3 d_1 + 4z\theta \xi a_1 b_1 d_5 + b_3 d_1 \chi_3)/\Omega d_2 = -\Phi_{56},$$

$$\Phi_{25} = \Phi_{52} = 4G\xi a_1 b_2(b_3 d_1 + z\xi b_1 d_3)/\Omega,$$

$$\Phi_{26} = 4G\beta c_i \xi(4z\theta \xi a_1^2 a_2 b_1 + \theta b_3 d_1 d_5 + z\xi a_1 b_1 \chi_3)/\Omega d_2 = -\Phi_{53},$$

$$\Phi_{31} = \Phi_{32} = \Phi_{34} = \Phi_{35} = 0, \Phi_{33} =$$

$$\Phi_{66} = -\lambda_T \theta d_4 / \Omega d_2,$$

$$\Phi_{36} = \Phi_{63} = 2\lambda_T \theta a_2 / \Omega d_2, \Phi_{61} = \Phi_{62} =$$

$$\Phi_{64} = \Phi_{65} = 0,$$

其中:

$$\theta^2 = \xi^2 + s/c_i, \lambda = 2G\mu/(1-2\mu), b_1 = \lambda + G,$$

$$b_2 = \lambda + 2G, b_3 = \lambda + 3G, \beta =$$

$$2G\alpha(1+\mu)/(1-2\mu),$$

$$a_1 = e^{-\kappa}, a_2 = e^{-\vartheta}, d_1 = 1 - a_1^2,$$

$$d_2 = 1 - a_2^2, d_3 = 1 + a_1^2,$$

$$d_4 = 1 + a_2^2, d_5 = a_2 d_3 - a_1 d_4, \chi_1 = \theta a_2 d_1 - \xi a_1 d_2,$$

$$\chi_2 = \xi d_2 d_3 - \theta d_1 d_4, \chi_3 = \xi d_1 d_2 - \theta d_3 d_4,$$

$$\Omega = 4z^2 \xi^2 a_1^2 b_1^2 - b_3^2 d_1^2.$$

2 层状热弹性体的解析层元解

如图 1 所示 n 层热弹性体,令第 i 层热弹性体的厚度为 $h_i = H_i - H_{i-1}$,其中 H_i 和 H_{i-1} 分别为热弹性体表面到第 i 层热弹性体底面和表面的距离.由于层状体系中的应力、应变以及温度增量随着深度的增加迅速减小至一稳定值,因此本文把土基厚度选定为 1 000 m 来模拟半无限体,具有足够的工程精度.假设热弹性体表面作用有宽度为 b 的稳定温度场,这时边界条件可写为:

$$T(x, H_0, t) = \begin{cases} T_0, & |x| \leq b/2 \\ 0, & |x| > b/2 \end{cases} \quad (18a)$$

$$\bar{\sigma}_z(\xi, H_0, s) = \bar{\tau}_{xz}(\xi, H_0, s) = 0 \quad (18b)$$

$$\bar{u}(\xi, H_n, s) = \bar{w}(\xi, H_n, s) = \bar{Q}(\xi, H_n, s) = 0 \quad (18c)$$

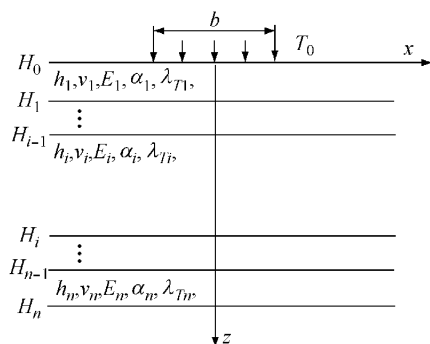


图 1 层状热弹性体平面应变问题

Fig. 1 Plane strain problem of multi-layered thermoelasticity system

假设相邻层间完全接触,层间连续条件为

$$\bar{\Gamma}(\xi, H_i^+, s) = \bar{\Gamma}(\xi, H_i^-, s) \quad (19a)$$

$$\bar{\Lambda}(\xi, H_i^+, s) = \bar{\Lambda}(\xi, H_i^-, s) \quad (19b)$$

式中, H_i^+ 和 H_i^- 分别表示第 i 层和第 $i-1$ 层中的深度 H_i .

据有限元法原理,将第 1 节推导出的解析层元(式(17))应用于各层中,结合层间连续条件,组装得到成层体系的总刚度矩阵如下:

$$\begin{bmatrix} -\bar{\Gamma}(\xi, H_0, s) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ \bar{\Gamma}(\xi, H_n, s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi^{(1)} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \Phi^{(2)} & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \Phi^{(n-1)} & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \Phi^{(n)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \bar{\Lambda}(\xi, H_0, s) \\ \bar{\Lambda}(\xi, H_1, s) \\ \vdots \\ \bar{\Lambda}(\xi, H_i, s) \\ \vdots \\ \bar{\Lambda}(\xi, H_n, s) \end{bmatrix} \quad (20)$$

式中, $\Phi^{(i)}$ 为第 i 层的解析层元.

结合已知边界条件求解方程(20),可以得到层状热弹性体平面应变问题在 Laplace-Fourier 变换域内的解答,对其进行 Laplace-Fourier 逆变换,即可得到真实物理域内的解.

3 数值计算与分析

因目前缺乏稳定温度场作用下分层热弹性体系平面应变问题的解析解,为验证本文理论及数值计算结果的正确性,采用 ABAQUS 软件来模拟平面应变状态下层状刚性路面体系表面作用稳定温度场的情况,并与本文计算结果进行比较.计算中根据实际工程中的道路结构情况进行简化,采用 4 层结构体系进行计算,具体参数设置见表 1.

表 1 计算参数表

Tab. 1 List of different calculation parameters

参数	E/MPa	ν	h/m	$\lambda_T/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ\text{C})$	$\alpha/(^{\circ}\text{C}^{-1})$
面层	15 000	0.20	0.10	1.4	1.01×10^{-5}
基层	1 000	0.25	0.20	1.2	1.50×10^{-5}
垫层	700	0.28	0.25	1.1	2.05×10^{-5}
土基	40	0.33	1 000	1.0	5.20×10^{-4}

与 ABAQUS 软件计算结果的对比如图 2 所示.由图 2 知,本文计算结果与 ABAQUS 模拟所得温度场沿深度分布吻合较好,这不仅证明本文理论的正确性,同时也说明本文计算方法能满足精度要求.

下面讨论不同温度场下层状路面结构的温度应力 σ_x 及竖向位移变化量沿深度的分布特性.分析时仍采用表 1 所示材料进行分析,均布温度场宽度 $b=1 \text{ m}$,计算点位于中心线上,即 $x=0$ 处.热弹性力学理论中,正负温度场下温度应力绝对值相同,所以这里只列入正温度场下的算例.不同温度场作用下温度应力沿深度的分布曲线如图 3 所示,在正温度场作用下,路面结构出现压应力;路面的表面层温度应力出现最大值,随着深度的增加,温度应力逐渐减小;面层内温度应力沿深度降低幅度较大,进入基层后,应力变化幅度较小.

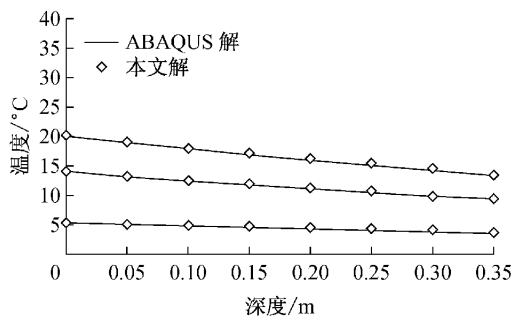


图 2 温度沿深度的变化对比

Fig. 2 Comparison of temperatures along depths

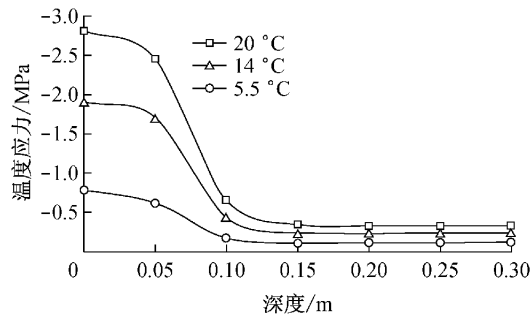


图 3 不同温度场作用下温度应力沿深度变化曲线

Fig.3 Curves of thermal stress along depths in different temperature fields

图 4 为不同温度场作用下竖向位移变化量沿深度的变化曲线,位移向上为正,位移变化量如图 4 中定义.结果表明,不同的温度场作用下,表面具有不同的膨胀位移量;在面层和基层处,位移量较恒定且其位移量变化率较小;在土基层,随着深度的增加,位移量迅速减小,这是由于土基的热膨胀系数远大于面层和基层的热膨胀系数的缘故.

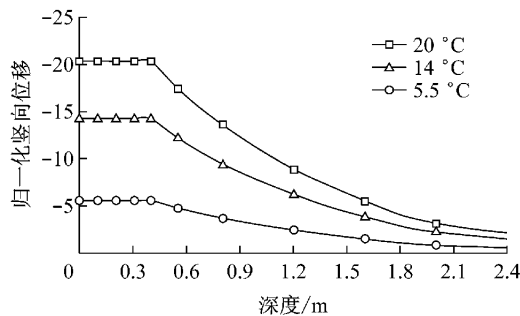


图 4 不同温度场作用时竖向位移量沿深度变化曲线

Fig.4 Curves of vertical displacement along depth in different temperature field

4 结论

将层状路面体系视为热弹性层状体,从考虑温度因素的热弹性力学控制方程出发,通过 Fourier 及 Laplace 变换推导出单层热弹性体的解析层元,然后根据层间连续条件和边界条件,求得了层状路面体系在稳定温度场作用下的解析层元解.编制了相应的程序,并将程序计算结果与 ABAQUS 软件模拟结果进行了比较,验证了本文理论及数值结果的正确性,算例分析结果表明:

(1)在正温度场作用下,路面结构出现压应力;温度应力随着深度的增加逐渐减小,而且面层中的温度应力降幅要远大于基层.

(2)不同的温度场作用下,表面具有不同的膨胀位移量;热膨胀系数越大,位移量变化率越大.

参考文献:

- [1] Bouldin M G, Dongre R, Rowe G M, *et al.* Predicting thermal cracking of pavements from binder properties: theoretical basis and field validation[J]. *Journal of Association of Asphalt Paving Technologists*, 2000, 69: 455.
- [2] 吴赣昌. 层状路面结构温度应力分析[J]. *中国公路学报*, 1993, 6(4):1.
WU Ganchang. Thermal stress analysis of layered structure pavement[J]. *China Journal of Highway and Transport*, 1993, 6(4):1.
- [3] 钱国平, 郭忠印, 郑健龙, 等. 环境条件下沥青路面热粘弹性温度应力计算[J]. *同济大学学报:自然科学版*, 2003, 31(2): 150.
QIAN Guoping, GUO Zhongyin, ZHENG Jianlong, *et al.* Calculation for thermal streses of asphalt pavement under environmental conditions based on thermalviscoelasticity theory [J]. *Journal of Tongji University: Natural Science*, 2003, 31 (2):150.
- [4] Yavuzturk C, Ksaibati K, Chiasson A D. Assessment of temperature fluctuations in asphalt pavements due to thermal environmental conditions using a two-dimensional, transient finite-difference approach [J]. *Journal of Materials Civil Engineering*, 2005, 17(4): 465.
- [5] Zienkiewicz O C, Taylor K L. *The finite element method* [M]. 4th ed. New York: McGraw-Hill, 1987.
- [6] 张问清, 赵锡宏, 宰金珉. 任意力系作用下的层状弹性半空间的有限层分析方法[J]. *岩土工程学报*, 1982, 3(2): 27.
ZHANG Wenqing, ZHAO Xihong, ZAI Jinmin. Finite layer analysis for layered and elastic half-space under arbitrary force system [J]. *Chinese Journal of Geotechnical Engineering*, 1982, 3(2): 27.
- [7] 钟阳, 耿立涛. 多层弹性平面问题解的精确刚度矩阵法[J]. *岩土力学*, 2008, 29(10): 2829.
ZHONG Yang, GENG Litao. Explicit solution of multiplayer elastic plane by exact stiffness matrix method[J]. *Rock and Soil Mechanics*, 2008, 29(10): 2829.
- [8] 艾智勇, 苏辉, 成怡冲. 求解层状地基平面应变问题的解析层元法[J]. *岩土工程学报*, 2011, 33(11): 1797.
AI Zhiyong, SU Hui, CHENG Yichong. Analytical layer-element method for solving plane strain problem of multi-layered soils[J]. *Chinese Journal of Geotechnical Engineering*, 2011, 33(11): 1797.
- [9] 艾智勇, 仓乃瑞, 成怡冲. 解析层元法求解层状横观各向同性地基轴对称问题[J]. *岩土工程学报*, 2012, 34(5): 863.
AI Zhiyong, CANG Nairui, CHENG Yichong. Analytical layer-element method for axisymmetric problem of transversely isotropic multi-layered soils [J]. *Chinese Journal of Geotechnical Engineering*, 2012, 34(5): 863.
- [10] Ai Z Y, Yue Z Q, Tham L G, *et al.* Extended Sneddon and Muki solutions for multilayered elastic materials [J]. *International Journal of Engineering Science*, 2002, 40(13): 1453.
- [11] Sneddon I N. *The use of integral transform*[M]. New York: McGraw-Hill, 1972.