

УДК 539.3

© 1995 г. А.Г. Колпаков

ДОПОЛНЕНИЕ К СТАТЬЕ "К ЗАДАЧЕ ТЕРМОУПРУГОСТИ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАСТИНОК"

Строятся асимптотические выражения прогибов порядка ϵ^{-1} ($\epsilon \rightarrow 0$) термоупругой задачи для неоднородной пластинки (ϵ – характерный размер ячейки периодичности). На основании их получены определяющие уравнения для соответствующих усилий и моментов, что позволило согласовать полученные результаты с классическими.

Автором [1] получена предельная задача (задача теории пластинок) для трехмерного тела периодической структуры (P_ϵ – ячейка периодичности) малой толщины. Условие малости формализуется в виде $\epsilon \rightarrow 0$. Задача описывает перемещения и прогибы пластинки порядка ϵ и выше (по возрастающим степеням ϵ). Ранее [2] были получены классические определяющие уравнения для перемещений порядка ϵ^0 при условии, что коэффициенты теплового расширения материала пластинки имеют порядок ϵ по сравнению с упругими постоянными. Это нефизичное предположение (не позволяющее описывать нормальное тепловое расширение в плоскости пластинки) было снято в [1], при этом возникли неклассические определяющие соотношения. Однако в [1] не были рассмотрены прогибы порядка ϵ^{-1} , что не позволило полностью согласовать полученные в [1, 2] результаты с классическими [3]. Это рассмотрение проводится в данной заметке.

Если $\beta_{ij} \sim \epsilon^0$ (т.е. коэффициенты теплового расширения не зависят от ϵ), то перемещения в плоскости пластинки имеют тот же порядок ϵ^0 . Для уравнивания возникающих термоупругих моментов (если пластинка несимметрична) нормальные прогибы должны иметь порядок ϵ^{-1} (и расти при утоньшении пластины). Можно привести соответствующие примеры роста прогибов, хотя в реальных конструкциях такие прогибы, как правило, исключаются путем соответствующего закрепления пластины. Полный анализ задачи требует ввести эти члены в рассмотрение (как оказывается, именно им соответствует классическая часть определяющих уравнений).

Возьмем разложение для перемещений рассматриваемого тонкого трехмерного тела в виде (везде далее используются обозначения [1])

$$\mathbf{u} = \epsilon^{-1} w^{(-1)}(\mathbf{X}) \mathbf{e}_3 - y_3 w_{3,\alpha x}^{(-1)}(\mathbf{X}) \mathbf{e}_\alpha + u_1(\mathbf{X}) \tag{1}$$

Перемещения u_1 определены рядом (2.1) [1], $\alpha x = \partial/\partial x_\alpha$ ($\alpha = 1, 2$); $\mathbf{X} = (x_1, x_2)$ – координаты в плоскости пластинки, $y_3 = x_3/\epsilon$ – безразмерная координата поперек пластинки.

При выборе разложения в виде (1) член порядка ϵ^{-3} в разложении напряжений по степеням $(-3, -2, \dots)$ ϵ принимает вид

$$\sigma_{ij}^{(-3)} = [a_{ijk\alpha}(y) u_{k,\alpha x}^{(0)}(\mathbf{X}) + a_{ijkl}(y) u_{k,ly}^{(1)} - \beta_{ij}^{(0)}(y) \theta(\mathbf{X})] + a_{ij\alpha\beta}(y) y_3 w_{3,\alpha\beta x}^{(-1)}(\mathbf{X}) \tag{2}$$

Член в квадратных скобках в (2) совпадает с выражением для (4.2) [1]; ${}_j y = \partial/\partial y_j$ ($j = 1, 2, 3$); $\mathbf{y} = \mathbf{x}/\epsilon$, $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$.

Функции (2) удовлетворяют задаче (4.1) [1]: $\sigma_{ij,jy}^{(-3)} = 0$ в Q_1 , $\sigma_{ij}^{(-3)} n_j = 0$ на γ (Q_1 – область, занятая пластинкой, γ – ее боковая поверхность, см. [1]). Используя решения $N^{\alpha\beta\nu}$ ячеечных задач (4.4) [1], получаем

$$\mathbf{u}^{(1)} = \mathbf{u}_1^{(1)} + N^{\alpha\beta 1}(y) w_{3,\alpha\beta x}^{(-1)}(\mathbf{X}) \tag{3}$$

$\mathbf{u}_1^{(1)}$ дается формулой (4.7) [1].

Подставив (3) в (2), получаем

$$\sigma_{ij}^{(-3)} = (a_{ij\alpha\beta}(y)u_3 + a_{ijkl}(y)N_{k,ly}^{\alpha\beta 1}(y))w_{3,\alpha\beta x}^{(-1)}(\mathbf{X}) + (a_{ij\alpha\beta}(y) + a_{ijkl}(y)N_{k,ly}^{\alpha\beta 0}(y))u_{\alpha,\beta x}^{(0)}(\mathbf{X}) - (\beta_{ij}^{(0)}(y) - a_{ijkl}(y)F_{k,ly}^{(0)}(y))\theta(\mathbf{X}) \quad (4)$$

Интегрирование по P_1 ($P_1 = \varepsilon^{-1}P_\varepsilon$ – ячейка периодичности в безразмерных переменных y) равенства (4) и его же, умноженного на u_3 , дает определяющие соотношения

$$\begin{aligned} N_{\gamma\sigma}^{(-3)} &= A_{\gamma\delta\alpha\beta}^0 u_{\alpha,\beta x}^{(0)} + A_{\gamma\delta\alpha\beta}^1 w_{3,\alpha\beta x}^{(-1)} - B^{(0)0}\theta \\ M_{\gamma\sigma}^{(-3)} &= A_{\gamma\delta\alpha\beta}^1 u_{\alpha,\beta x}^{(0)} + A_{\gamma\delta\alpha\beta}^2 w_{3,\alpha\beta x}^{(-1)} - B^{(0)1}\theta \\ (\gamma, \delta, \alpha, \beta &= 1, 2) \end{aligned} \quad (5)$$

$A_{ij\alpha\beta}^{\nu+\mu}, B_{ij}^{(\nu)\mu}$ определены формулами (4.21), (4.22) [1]. Уравнения равновесия для усилий $N_{\gamma\delta}^{(-3)}$ и моментов $M_{\gamma\delta}^{(-3)}$ даются равенствами (3.1), (3.2) [1].

В формуле (5) $B^{(0)0}$ – усредненные, коэффициенты теплового расширения в плоскости пластинки (аналог коэффициентов теплового расширения в плоской задаче теории упругости [4–6]), $B^{(0)1}$ описывают термоупругие изгибающие моменты. Как видно, нормальные прогибы $w_3^{(-1)}$ порядка ε^{-1} описываются определяющими уравнениями классического типа, для нормальных прогибов $w_3^{(0)}$ порядка ε^0 следует использовать полученные в [1] неклассические уравнения (даже для случая $w_3^{(-1)} = 0$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Колпаков А.Г. К задаче термоупругости неоднородных пластинок // ПММ, 1992. Т. 56. Вып. 3. С. 487–494.
2. Каламкаров А.Л., Кудрявцев Б.А., Партон В.З. Термоупругость регулярно неоднородного искривленного слоя с волнистыми поверхностями // ПММ. 1987. Т. 51. Вып. 6. С. 1000–1008.
3. Тимошенко С.П., Войновский–Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз. 1963. 635 с.
4. Колпаков А.Г. Эффективные термоупругие характеристики неоднородного материала // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР. 1981. Вып. 49. С. 45–55.
5. Колпаков А.К. К определению некоторых эффективных характеристик композиционных материалов // Аннот. докл. 5-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. Аннотации докл. Алма-Ата: Наука, 1981. С. 202.
6. Ene H.I. On linear thermoelasticity of composite materials // Intern. J. Eng. Sci. 1983. V. 21. N 5. P. 443–448.

Новосибирск

Поступила в редакцию
20.IV.1994