УДК 539.3

Я.П. Бузько, канд. физ.-мат. наук,
А.И. Соловьев, канд. физ.-мат. наук

РАВНОВЕСИЕ ОРТОТРОПНОЙ ПЛАСТИНЫ, ОСЛАБЛЕННОЙ ДВУМЯ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫМИ ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ РАЗРЕЗАМИ

Предложен аналитический метод решения краевых задач теории упругости для тонкой ортотропной пластины, ослабленной двумя полубесконечными прямолинейными разрезами (трещинами) на оси анизотропии. Он основан на возможности представления общих решений уравнений равновесия через две функции напряжений, каждая из которых является гармонической в своей эллиптической системе координат.

Объектами особого внимания являются вершины трещин (разрезов) – места возникновения наибольшей концентрации напряжений и исходные точки дальнейшего развития трещин. При этом наиболее важными параметрами являются коэффициенты интенсивности напряжений, знание которых позволяет изучить поведение тела с трещинами, в частности сформулировать критерий локального разрушения материала [1].

Исследование соответствующих краевых задач непосредственно связано с математической проблемой расчета ответственных элементов конструкций, широко применяемых в авиа- и ракетостроении, кораблестроении и т.д.

Начала реализуемого здесь подхода заложены в работах [2, 3], в которых получены новые общие решения уравнений равновесия двумерных (плоских) задач теории упругости для ортотропных тел, ограниченных координатными линиями декартовой, параболической и эллиптической систем координат.

Пусть δ_1, δ_2 ($\delta_j>0$) – безразмерные величины, определяемые формулами

$$\delta_1^2+\delta_2^2=\omega=\frac{E_1}{G_{12}}-2\nu_{12},\ \delta_1^2\delta_2^2=\gamma=\frac{E_1}{E_2}\quad \left(\omega>0,\ \omega^2-4\gamma\ge 0\right),$$

где $E_1=E_x$, $E_2=E_y$ – модули упругости материала на растяжение (сжатие) в направлении осей x и y; $G_{12}=G_{xy}$ – модуль сдвига в плоскости Oxy; $\nu_{12}=\nu_{xy}$, $\nu_{21}=\nu_{yx}$ ($E_1\nu_{21}=E_2\nu_{12}$) – коэффициенты Пуассона.

Частные решения двумерных уравнений равновесия ортотропных в осях x и y пластин можно представить в виде [2, 3]

$$\tau_{xy}^{(j)}=-\frac{a}{\delta_j}\frac{\partial I_j}{\partial y}=-a\frac{\partial I_j}{\partial y_j},\ \sigma_x^{(j)}=-a\delta_j\frac{\partial I_j}{\partial x},\ \sigma_y^{(j)}=\frac{a}{\delta_j}\frac{\partial I_j}{\partial x};\qquad (1)$$

$$u_x^{(j)} = -\frac{a(\delta_j^2+\nu_{12})}{\delta_j E_1} I_j,\ u_y^{(j)} = \frac{a\delta_j(\delta_{3-j}^2+\nu_{12})}{E_1}\int\frac{\partial I_j}{\partial x}dy \quad (j=1,\ 2), \tag{2}$$

где $I_j = I_j(x, y_j)$ – гармонические функции переменных $x, y_j=\delta_j y$; a – параметр, определяемый выбором исходной криволинейной системы координат. При этом в формулах (2) I_j и $\delta_j\int\frac{\partial I_j}{\partial x}dy$ – сопряженные гармонические функции.

Положим

$$\tau_{xy} = \tau_{xy}^{(1)} + \tau_{xy}^{(2)},\ \sigma_x = \sigma_x^{(1)} + \sigma_x^{(2)},\ \sigma_y = \sigma_y^{(1)} + \sigma_y^{(2)};$$
$$u_x = u_x^{(1)} + u_x^{(2)},\ u_y = u_y^{(1)} + u_y^{(2)}. \tag{3}$$

При $\delta_1 \neq \delta_2$ $(\omega^2 \neq 4\gamma)$ представления (3) являются общими (функции I_j – линейно независимы). В случае $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ $(\omega^2 = 4\gamma)$ функции I_1, I_2 образуют линейно зависимую систему и тогда надо либо построить решение уравнений равновесия, не выражающееся линейно через уже имеющееся решение (построенное с помощью гармонической функции I_1), либо в исходной краевой задаче совершить предельный переход $\delta_2 \to \delta_1 = \delta$.

Общие решения (3) в сочетании с методом Фурье позволяют получить простые выражения для проекций вектора перемещений и вектора напряжений на гиперболах и берегах полубесконечных разрезов и тем самым точно удовлетворить граничным условиям основных краевых задач для ортотропных пластин с гиперболическими вырезами и полубесконечными разрезами на оси анизотропии.

Пусть $\langle x, y\rangle$, $\langle \xi, \theta\rangle$ – исходные декартова и эллиптическая системы координат, связанные соотношениями

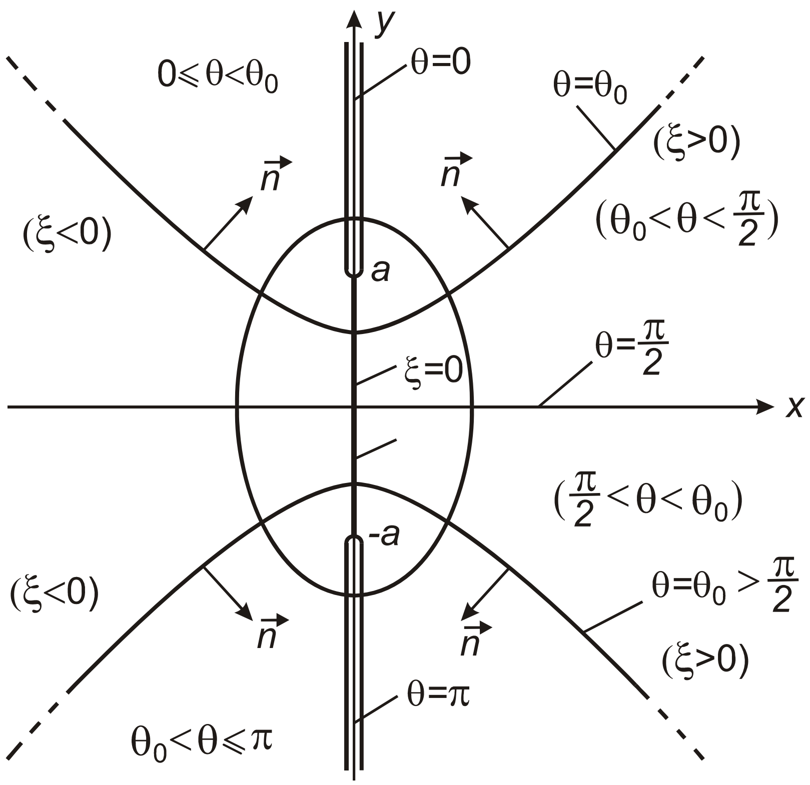
$$x = a\,\mathrm{sh}\xi\sin\theta,\ y = a\,\mathrm{ch}\xi\cos\theta \quad (-\infty < \xi < \infty,\ 0 \le \theta \le \pi). \tag{4}$$

Уравнение $\theta=\theta_0$=const определяет гиперболу (рис. 1)

$$\frac{y^2}{(a\cos\theta_0)^2} - \frac{x^2}{(a\sin\theta_0)^2} = 1. \tag{5}$$

При $\delta_1 \neq \delta_2$ каждую из гармонических функций I_j (j=1, 2) будем рассматривать как функцию эллиптических координат ξ_i, θ_i, определяемых формулами

$$x_j = x = a_j\mathrm{sh}\xi_j\sin\theta_j,\ y_j = \delta_j y = a_j\mathrm{ch}\xi_j\cos\theta_j \quad (-\infty < \xi_j < \infty,\ 0 \le \theta_j \le \pi). \tag{6}$$



Геометрия эллиптической системы координат

Уравнение $\theta_j=\theta_{j0}$=const (j=1, 2) определяет гиперболу

$$\frac{y_j^2}{(a_j\cos\theta_{j0})^2}-\frac{x_j^2}{(a_j\sin\theta_{j0})^2}=\frac{\delta_j^2 y^2}{(a_j\cos\theta_{j0})^2}-\frac{x^2}{(a_j\sin\theta_{j0})^2}=1, \qquad (7)$$

совпадающую с исходной гиперболой (5) при условии, что

$$a_j\cos\theta_{j0}=\delta_j a\cos\theta_0,\ a_j\sin\theta_{j0}=a\sin\theta_0 \text{ (j=1, 2).} \qquad (8)$$

Тогда из соотношений (4), (6), (8) следует, что на границах $\theta=\theta_0$, $\theta_j=\theta_{j0}$ гиперболических областей $0\le\theta<\theta_0$, $0\le\theta_j<\theta_{j0}$; $\theta_0<\theta\le\pi$, $\theta_{j0}<\theta_j\le\pi$ выполняются равенства

$$\xi_1=\xi_2=\xi. \qquad (9)$$

Коэффициенты Ляме эллиптических систем координат $\langle\xi,\theta\rangle$, $\langle\xi_j,\theta_j\rangle$ имеют вид

$$H_\xi=H_\theta=ah,\ h=\sqrt{\mathrm{ch}^2\xi-\cos^2\theta};\ H_{\xi j}=H_{\theta j}=a_j h_j,\ h_j=\sqrt{\mathrm{ch}^2\xi_j-\cos^2\theta_j},$$

а направляющие косинусы единичных внешних нормалей $\vec{n}=n_x\vec{e}_x+n_y\vec{e}_y$, $\vec{n}_j=n_x^{(j)}\vec{e}_x+n_y^{(j)}\vec{e}_y$ к границам (5), (7) областей $\theta_0<\theta\le\pi$, $\theta_{j0}<\theta_j\le\pi$, ($0<\theta_0$, $\theta_{j0}<\frac{\pi}{2}$); $0\le\theta<\theta_0$, $0\le\theta_j<\theta_{j0}$ ($\frac{\pi}{2}<\theta_0$, $\theta_{j0}<\pi$) определяются формулами

$$n_x=-\frac{\mathrm{sh}\xi\cos\theta_0}{\mathrm{h}_0},\ n_y=\frac{\mathrm{ch}\xi\sin\theta_0}{\mathrm{h}_0}\qquad\left(0<\theta_0<\frac{\pi}{2}\right);$$

$$n_x=\frac{\mathrm{sh}\xi\cos\theta_0}{\mathrm{h}_0},\ n_y=-\frac{\mathrm{ch}\xi\sin\theta_0}{\mathrm{h}_0}\qquad\left(\frac{\pi}{2}<\theta_0<\pi\right);$$

$$n_x^{(j)}=-\frac{\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_{j0}}{\delta_j\mathrm{h}_{j0}},\ n_y^{(j)}=\frac{\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_{j0}}{\mathrm{h}_{j0}}\qquad\left(0<\theta_{j0}<\frac{\pi}{2}\right);\tag{10}$$

$$n_x^{(j)}=\frac{\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_{j0}}{\delta_j\mathrm{h}_{j0}},\ n_y^{(j)}=-\frac{\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_{j0}}{\mathrm{h}_{j0}}\qquad\left(\frac{\pi}{2}<\theta_{j0}<\pi\right);$$

$$h_0=\sqrt{\mathrm{ch}^2\xi-\cos^2\theta_0},\ h_{j0}=\sqrt{\mathrm{ch}^2\xi_j\sin^2\theta_{j0}+\mathrm{sh}^2\xi_j\left(\frac{\cos\theta_{j0}}{\delta_j}\right)^2}.$$

Из равенств (8), (9) следует, что на граничных линиях $\theta=\theta_0$, $\theta_j=\theta_{j0}$

$$a_1h_{10}=a_2h_{20}=ah_0,\ n_x^{(j)}=n_x,\ n_y^{(j)}=n_y.\tag{11}$$

Если на границе пластины задан вектор напряжений $\vec{F}=F_x\vec{e}_x+F_y\vec{e}_y$, то его проекции на оси декартовой системы координат выражаются формулами $F_x=\sigma_x n_x+\tau_{xy}n_y$, $F_y=\tau_{xy}n_x+\sigma_y n_y$. Найдем проекции $F_x^{(j)}=\sigma_x^{(j)}n_x^{(j)}+\tau_{xy}^{(j)}n_y^{(j)}$, $F_y^{(j)}=\tau_{xy}^{(j)}n_x^{(j)}+\sigma_y^{(j)}n_y^{(j)}$ векторов напряжений $\vec{F}_j=F_x^{(j)}\vec{e}_x+F_y^{(j)}\vec{e}_y$ на границах $\theta_j=\theta_{j0}$, соответствующие частным решениям (1). Используя равенства

$$\mathrm{ch}^2\xi_j\sin^2\theta_j+\mathrm{sh}^2\xi_j\cos^2\theta_j=h_j^2;$$

$$\frac{\partial\xi_j}{\partial x}=\frac{\partial\xi_j}{\partial x_j}=\frac{\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_j}{a_jh_j^2},\ \frac{\partial\xi_j}{\partial y}=\delta_j\frac{\partial\xi_j}{\partial y_j}=\frac{\delta_j\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_j}{a_jh_j^2};$$

$$\frac{\partial\theta_j}{\partial x}=\frac{\partial\theta_j}{\partial x_j}=\frac{\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_j}{a_jh_j^2},\ \frac{\partial\theta_j}{\partial y}=\delta_j\frac{\partial\theta_j}{\partial y_j}=-\frac{\delta_j\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_j}{a_jh_j^2};\tag{12}$$

$$\frac{\partial I_j}{\partial x}=\frac{1}{a_jh_j^2}\left(\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_j\frac{\partial I_j}{\partial\xi_j}+\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_j\frac{\partial I_j}{\partial\theta_j}\right);$$

$$\frac{\partial I_j}{\partial y}=\frac{\delta_j}{a_jh_j^2}\left(\mathrm{sh}\xi_j\cos\theta_j\frac{\partial I_j}{\partial\xi_j}-\mathrm{ch}\xi_j\sin\theta_j\frac{\partial I_j}{\partial\theta_j}\right);$$

на основании (1), (8) - (11) получаем простые формулы

$$F_x^{(j)}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}=\frac{1}{h_0}\frac{\partial I_j}{\partial\theta_j}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}},F_y^{(j)}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}=\frac{1}{\delta_j h_0}\frac{\partial I_j}{\partial\xi_j}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}\quad\left(0<\theta_0,\theta_{j0}<\frac{\pi}{2}\right);$$

$$F_x^{(j)}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}=-\frac{1}{h_0}\frac{\partial I_j}{\partial\theta_j}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}},F_y^{(j)}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}=-\frac{1}{\delta_j h_0}\frac{\partial I_j}{\partial\xi_j}\Big|_{\theta_j=\theta_{j0}}\quad\left(\frac{\pi}{2}<\theta_0,\theta_{j0}<\pi\right);\quad(13)$$

$$F_x\big|_{\theta=\theta_0}=F_x^{(1)}\Big|_{\theta_1=\theta_{10}}+F_x^{(2)}\Big|_{\theta_2=\theta_{20}},\ F_y\big|_{\theta=\theta_0}=F_y^{(1)}\Big|_{\theta_1=\theta_{10}}+F_y^{(2)}\Big|_{\theta_2=\theta_{20}}.$$

В предельном случае, когда $\theta_0=0$ ($\theta_{j0}=0$), гиперболы $\theta=\theta_0$, $\theta_j=\theta_{j0}$ вырождаются в полубесконечный разрез $x=\pm 0$, $a\le y<\infty$, а в случае $\theta_0=\pi$ ($\theta_{j0}=\pi$) – в полубесконечный разрез $x=\pm 0$, $-\infty<y\le -a$, причем $a_j=\delta_j a$, $h_0=\left|\mathrm{sh}\xi\right|$ на основании (8), (10).

В качестве приложения приведенных общих результатов рассмотрим первую основную краевую задачу для ортотропной пластины, ослабленной полубесконечными разрезами $x=\pm 0$, $a<y<\infty$ и $x=\pm 0$, $-\infty<y<-a$. Ограничимся двумя конкретными случаями нагружения: а) к берегам разрезов в точках $x=\pm 0$, $y=\pm y_0$ ($y=a\mathrm{ch}\xi, y_0=a\mathrm{ch}\xi_0$) приложены противоположно нормальные растягивающие силы P; б) к берегам разрезов на участках $x=\pm 0$, $a<y<y_0$ $(0<|\xi|<|\xi_0|)$; $x=\pm 0$, $-y_0<y<-a$ $(0<|\xi|<|\xi_0|)$ приложены нормальные равномерно распределенные усилия интенсивности σ_0. Тогда в силу симметрии задачи по координатам x, y достаточно удовлетворить граничным условиям

а) $F_x\big|_{\theta=0}=P\delta(y-y_0)$, $F_y\big|_{\theta=0}=0$ ($a<y<\infty, y=a\mathrm{ch}\xi, y_0=a\mathrm{ch}\xi_0$);

$$\text{б) } F_x\big|_{\theta=0}=\begin{cases}\sigma_0\ (0<\xi<\xi_0);\\ 0\ \ (\xi_0<\xi<\infty);\end{cases}\ F_y\big|_{\theta=0}=0\ (\sigma_0>0).\qquad(14)$$

Гармонические функции I_j (j=1, 2), учитывающие симметрию задачи, имеют вид

$$I_j=\int_0^\infty A_j(\lambda)\,\mathrm{ch}\lambda\left(\frac{\pi}{2}-\theta_j\right)\sin\lambda\xi_j d\lambda.\qquad(15)$$

Удовлетворяя теперь граничным условиям (14), с помощью гармонических функций (15), равенств (9) и представлений (13) при $\theta_0=0$, $\theta_{j0}=0$ получаем следующие соотношения:

$$\frac{1}{\delta_1}A_1(\lambda)+\frac{1}{\delta_2}A_2(\lambda)=0; \tag{16}$$

а) $\lambda[A_1(\lambda)+A_2(\lambda)]=-\dfrac{2P}{\pi a}\dfrac{\sin\lambda\xi_0}{\operatorname{sh}\dfrac{\pi\lambda}{2}}$;

(17)

б) $\lambda[A_1(\lambda)+A_2(\lambda)]=-\dfrac{2a\sigma_0}{\pi\operatorname{sh}\dfrac{\pi\lambda}{2}}\displaystyle\int_0^{\xi_0}\operatorname{sh}\xi\sin\lambda\xi d\xi$.

Таким образом, плотности $A_j(\lambda)$ интегралов (15) являются элементарными функциями.

Вычислим напряжения σ_x, σ_y при $\xi=0$ ($x=0, -a<y<a$). Используя для этого (1), (3), (12), (15) – (17) и равенства $a_j=\delta_j a$; $h_j^2=\sin^2\theta_j$ и $\theta_j=\theta$ при $\xi_j=0$, $\xi=0$, последовательно имеем

$$\sigma_x^{(j)}\Big|_{\xi_j=0}=-a\delta_j\frac{\partial I_j}{\partial x}\Big|_{\xi_j=0}=-\frac{1}{\sin\theta_j}\frac{\partial I_j}{\partial \xi_j}\Big|_{\xi_j=0}=$$

$$=-\frac{1}{\sin\theta}\int_0^\infty\lambda A_j(\lambda)\operatorname{ch}\lambda\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)d\lambda;\ \sigma_y^{(j)}\Big|_{\xi_j=0}=-\frac{1}{\delta_j^2}\sigma_x^{(j)}\Big|_{\xi_j=0};$$

$$\sigma_x\big|_{\xi=0}=\sigma_x^{(1)}\Big|_{\xi_1=0}+\sigma_x^{(2)}\Big|_{\xi_2=0};\ \sigma_y\big|_{\xi=0}=\sigma_y^{(1)}\Big|_{\xi_1=0}+\sigma_y^{(2)}\Big|_{\xi_2=0};$$

$$\begin{cases}\sigma_x\big|_{\xi=0}=-\dfrac{1}{\sin\theta}\displaystyle\int_0^\infty\lambda[A_1(\lambda)+A_2(\lambda)]\operatorname{ch}\lambda\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)d\lambda,\\ \sigma_y\big|_{\xi=0}=\dfrac{1}{\sin\theta}\displaystyle\int_0^\infty\lambda\left[\frac{A_1(\lambda)}{\delta_1^2}+\frac{A_2(\lambda)}{\delta_2^2}\right]\operatorname{ch}\lambda\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)d\lambda;\end{cases}$$

$$\sigma_x\big|_{\xi=0}=\frac{2P}{\pi a\sin\theta}\int_0^\infty\frac{\operatorname{ch}\lambda(\pi/2-\theta)}{\operatorname{sh}(\pi\lambda/2)}\sin\lambda\xi_0 d\lambda \text{ (вариант а));}$$

$$\sigma_x\big|_{\xi=0}=\frac{2\sigma_0}{\pi\sin\theta}\int_0^{\xi_0}\operatorname{sh}\xi d\xi\int_0^\infty\frac{\sin\lambda\xi}{\operatorname{sh}\dfrac{\pi\lambda}{2}}\operatorname{ch}\lambda\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)d\lambda \text{ (вариант б)).}$$

Значение интеграла [4]

$$\int_0^\infty \frac{\mathrm{ch}ax}{\mathrm{sh}cx}\sin bx\,dx = \frac{\pi\,\mathrm{sh}\frac{b\pi}{c}}{2c\left(\mathrm{ch}\frac{b\pi}{c}+\cos\frac{a\pi}{c}\right)}$$

при $a=\frac{\pi}{2}-\theta$, $b=\xi_0$, $b=\xi$, $c=\frac{\pi}{2}$ позволяет напряжения $\sigma_x\big|_{\xi=0}$, $\sigma_y\big|_{\xi=0}$ вычислить в элементарных функциях:

$$\text{а) } \sigma_x\big|_{\xi=0} = \frac{2P\,\mathrm{sh}2\xi_0}{\pi a\left(\mathrm{ch}2\xi_0-\cos2\theta\right)\sin\theta},\ \sigma_y\big|_{\xi=0} = \frac{1}{\delta_1\delta_2}\sigma_x\big|_{\xi=0};$$

$$\text{б) } \sigma_x\big|_{\xi=0} = \frac{2\sigma_0}{\pi}\left(\frac{\mathrm{sh}\xi_0}{\sin\theta}-\mathrm{arctg}\frac{\mathrm{sh}\xi_0}{\sin\theta}\right),\ \sigma_y\big|_{\xi=0} = \frac{1}{\delta_1\delta_2}\sigma_x\big|_{\xi=0}. \tag{18}$$

Поскольку $\delta_1\delta_2=\sqrt{\frac{E_1}{E_2}}$; $y=a\,\mathrm{ch}\xi$, $y_0=a\,\mathrm{ch}\xi_0$ при $\theta=0$; $y=a\cos\theta$ при $\xi=0$, то напряжения (18) в декартовых координатах имеют вид

$$\text{а) } \sigma_x\big|_{\xi=0} = \frac{2Py_0\sqrt{y_0^2-a^2}}{\pi(y_0^2-y^2)\sqrt{a^2-y^2}},\ \sigma_y\big|_{\xi=0} = \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}\sigma_x\big|_{\xi=0};$$

$$\text{б) } \sigma_x\big|_{\xi=0} = \frac{2\sigma_0}{\pi}\left(\sqrt{\frac{y_0^2-a^2}{a^2-y^2}}-\mathrm{arctg}\sqrt{\frac{y_0^2-a^2}{a^2-y^2}}\right),\ \sigma_y\big|_{\xi=0} = \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}\sigma_x\big|_{\xi=0}.$$

При этом коэффициенты интенсивности нормальных напряжений

$$\text{а) } K_{\mathrm{I}} = \lim_{y\to a}\left[\sigma_x\big|_{\xi=0}\sqrt{2(a-y)}\right] = \frac{2Py_0}{\pi\sqrt{a}\sqrt{y_0^2-a^2}};$$

$$\text{б) } K_{\mathrm{I}} = \lim_{y\to a}\left[\sigma_x\big|_{\xi=0}\sqrt{2(a-y)}\right] = \frac{2\sigma_0}{\pi\sqrt{a}}\sqrt{y_0^2-a^2}.$$

В заключение отметим, что представления (13), (15) позволяют получить решения симметричных по координатам x, y основных краевых задач для ортотропной пластины, ослабленной двумя соосными гиперболическими вырезами $0\le\theta<\theta_0$ и $\pi-\theta_0<\theta\le\pi$.

Список использованных источников

1. Сиратори, М. Вычислительная механика разрушения [Текст] / М. Сиратори, Т. Миёси, Х. Мацусита. – М.: Мир, 1986. – 334 с.

2. Соловьев, А.И. Краевые задачи теории упругости для ортотропных пластин, ограниченных координатными линиями декартовой и параболической систем координат [Текст] / А.И. Соловьев // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского “ХАИ”. – Вып. 2 (70). – Х., 2012. – С. 117 – 127.

3. Соловьев, А.И. О совместном применении декартовых и эллиптических координат к решению краевых задач теории упругости для ортотропных пластин [Текст] / А.И. Соловьев, А.В. Головченко // Открытые информационные и компьютерные технологии: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского “ХАИ”. – Вып. 53. – Х., 2012. – С. 101 – 110.

4. Прудников, А.П. Интегралы и ряды [Текст] / А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. – М.: Наука, 1981. – 800 с.

Поступила в редакцию 16.11.2012.
Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. В.С. Проценко, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», г. Харьков.