

УДК 539.301

© 1991 г.

В. В. ТИХОМИРОВ

**РАВНОВЕСИЕ УПРУГОГО СЛОЯ,
ОСЛАБЛЕННОГО ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ТРЕЩИНОЙ**

Исследованию напряженно-деформированного состояния упругих тел, имеющих трещины, в рамках плоской и осесимметричной задачи посвящена обширная литература [1, 2]. Однако, результаты, полученные на основе трехмерной постановки задачи, немногочисленны и, как правило, являются приближенными (см., например, [3]). В механике разрушения в настоящее время точные аналитические решения известны только для трещин в виде круга, эллипса и полуплоскости, содержащихся в неограниченной упругой среде.

В данной работе с позиций трехмерной теории упругости рассматривается напряженное состояние слоя, ослабленного симметричной полубесконечной трещиной нормального отрыва, при четырех типах граничных условий на его торцах. На основе построенного точного решения исследовано влияние граничных условий на величину коэффициента интенсивности напряжений. Двумерные аналоги рассматриваемых задач для полосы с полубесконечной трещиной изучались в [4, 5], где факторизация функций осуществлялась методом бесконечных произведений.

1. Рассмотрим однородный изотропный слой, содержащий в срединной плоскости трещину в виде полуплоскости, к берегам которой приложена самоуравновешенная нормальная нагрузка $p(x, y)$, симметричная относительно оси x (фигура). На торцах слоя $z = \pm 1$ может иметь место один из четырех вариантов граничных условий

$$\tau_{xz} = \tau_{yz} = 0, \quad w = 0 \tag{1.1}$$

$$u = v = 0, \quad \sigma_z = 0 \tag{1.2}$$

$$\tau_{xz} = \tau_{yz} = \sigma_z = 0 \tag{1.3}$$

$$u = v = w = 0 \tag{1.4}$$

Задачи с условиями (1.1), (1.2), (1.3), (1.4) ниже будем называть соответственно задачами 1, 2, 3, 4.

В плоскости $z=0$ в каждой из задач имеем следующие смешанные условия:

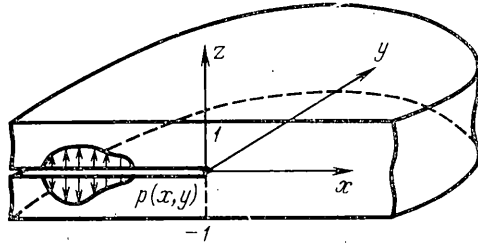
$$\tau_{xz} = \tau_{yz} = 0 \quad (-\infty < x, y < \infty) \tag{1.5}$$

$$\sigma_z = -p(x, y) \quad (x < 0, |y| < \infty), \quad w = 0 \quad (x > 0, |y| < \infty)$$

Заметим, что условия (1.1) и (1.2) отвечают задачам для упругого пространства с периодическими системами полубесконечных трещин при симметричных и антисимметричных нагрузках соответственно.

Применение двумерного преобразования Фурье по переменным x и y к уравнениям равновесия в перемещениях и удовлетворение условий (1.1) — (1.5) приводит к парным интегральным уравнениям

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{L_y} A(\lambda, \mu) e^{-i(\lambda x + \mu y)} d\lambda d\mu = 0 \quad (x > 0, |y| < \infty)$$



$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{L_\lambda} A(\lambda, \mu) K_j(\lambda, \mu) e^{-i(\lambda x + \mu y)} d\lambda d\mu = p(x, y) \quad (x < 0, |y| < \infty)$$

ИЛИ

$$\frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{L_\lambda} A(\lambda, \mu) e^{-i\lambda x} d\lambda = 0 \quad (x > 0),$$

$$\frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{L_\lambda} A(\lambda, \mu) K_j(\lambda, \mu) e^{-i\lambda x} d\lambda = p^*(x, \mu) \quad (x < 0)$$

(1.6)

где

$$K_j(\lambda, \mu) = \gamma f_j(\lambda, \mu), \quad \gamma = (\lambda^2 + \mu^2)^{1/2}, \quad f_1(\lambda, \mu) = (\text{sh } \gamma \text{ ch } \gamma + \gamma) / \text{sh}^2 \gamma$$

$$f_2(\lambda, \mu) = (\text{sh } \gamma \text{ ch } \gamma - \gamma) / \text{ch}^2 \gamma, \quad f_3(\lambda, \mu) = (\text{sh}^2 \gamma - \gamma^2) / (\text{sh } \gamma \text{ ch } \gamma + \gamma)$$

$$f_4(\lambda, \mu) = [(3 - 4\nu) \text{ch}^2 \gamma + \gamma^2 + (1 - 2\nu)^2] / [(3 - 4\nu) \text{sh } \gamma \text{ ch } \gamma - \gamma]$$

$$p^*(x, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y) e^{i\mu y} dy$$

ν — коэффициент Пуассона, контур L_λ расположен в полосе $-|\mu| < \text{Im } \lambda < 0$. Отметим, что здесь рассматривается та однозначная ветвь функции $\gamma = (\lambda^2 + \mu^2)^{1/2}$, которая определена на комплексной плоскости с разрезами вдоль лучей $(-i\infty, -i|\mu|)$ и $(i|\mu|, i\infty)$ и принимает положительные значения при вещественном λ . Введем в рассмотрение функции

$$S_{j+}(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_0^{\infty} \sigma_{zj}^*(x, \mu, 0) e^{i\lambda x} dx,$$

$$W_{j-}(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^0 w_j^*(x, \mu, 0) e^{i\lambda x} dx$$

$$P_-(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^0 p^*(x, \mu) e^{i\lambda x} dx$$

где $\sigma_{zj}^*(x, \mu, 0)$ и $w_j^*(x, \mu, 0)$ — трансформанты Фурье по координате y нормальных напряжений на продолжении трещины и нормальных перемещений берегов трещины соответственно. Тогда парные интегральные уравнения (1.6) сводятся к функциональному уравнению Винера — Хопфа с комплексной переменной λ и вещественным параметром μ :

$$K_j(\lambda, \mu) W_{j-}(\lambda, \mu) = -S_{j+}(\lambda, \mu) + P_-(\lambda, \mu) \quad (1.7)$$

2. При $\mu \neq 0$ функции $f_j(\lambda, \mu)$ в полосе $|\operatorname{Im} \lambda| < |\mu|$ регулярны, не имеют нулей и при $|\lambda| \rightarrow \infty$ стремятся к единице. Следовательно, факторизация функций $K_j(\lambda, \mu)$ имеет вид [6]:

$$K_j(\lambda, \mu) = K_{j+}(\lambda, \mu) K_{j-}(\lambda, \mu), \quad K_{j\pm}(\lambda, \mu) = (\lambda \pm i|\mu|)^{1/2} f_{j\pm}(\lambda, \mu)$$

$$f_{j\pm}(\lambda, \mu) = \exp \left[\pm \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln f_j(\xi, \mu)}{\xi - \lambda} d\xi \right] \quad (\mu \neq 0) \quad (2.1)$$

Тогда уравнение (1.7) можно записать в форме

$$S_{j+}(\lambda, \mu) K_{j+}^{-1}(\lambda, \mu) - F_{j+}(\lambda, \mu) = -K_{j-}(\lambda, \mu) W_{j-}(\lambda, \mu) + F_{j-}(\lambda, \mu)$$

$$F_{j\pm}(\lambda, \mu) = \pm \frac{1}{2\pi i} \int_{L_\alpha} \frac{P_-(\alpha, \mu)}{K_{j+}(\alpha, \mu)(\alpha - \lambda)} d\alpha \quad (2.2)$$

Поскольку левая и правая части соотношения (2.2) представляют собой аналитические функции в полуплоскостях $\operatorname{Im} \lambda > -|\mu|$ и $\operatorname{Im} \lambda < |\mu|$ соответственно, то на основании принципа аналитического продолжения и теореме Лиувилля они равны целой функции, которая в данном случае является нулем, так как при $\lambda \rightarrow \infty$ обе части в (2.2) стремятся к нулю. Таким образом, из (2.2) получаем $S_{j+}(\lambda, \mu) = K_{j+}(\lambda, \mu) F_{j+}(\lambda, \mu)$. Отсюда трансформанты Фурье по координате y напряжений на продолжении трещины будут иметь вид

$$\sigma_{zj}^*(x, \mu, 0) = (2\pi)^{-1/2} i^{-1} \int_{L_\lambda} K_{j+}(\lambda, \mu) \left[\int_{L_\alpha} \frac{P_-(\alpha, \mu)}{K_{j+}(\alpha, \mu)(\alpha - \lambda)} d\alpha \right] e^{-i\lambda x} d\lambda$$

где контур L_α расположен между вещественной осью и контуром L_λ .

Найдем асимптотики этих трансформант при $x \rightarrow +0$. Согласно теореме абелева типа они определяются асимптотиками подинтегральных функций при $\lambda \rightarrow \infty$. Рассмотрим интеграл

$$I = \int_{L_\lambda} K_{j+}(\lambda, \mu) \frac{e^{-i\lambda x}}{\lambda - \alpha} d\lambda = \int_{L_\lambda} \frac{(\lambda + i|\mu|)^{1/2}}{\lambda - \alpha} f_{j+}(\lambda, \mu) e^{-i\lambda x} d\lambda$$

Поскольку $|f_{j+}(\lambda, \mu)| \rightarrow 1$ при $|\lambda| \rightarrow \infty$, то для $x \rightarrow +0$

$$I \sim \int_{L_\lambda} \frac{e^{-i\lambda x}}{(\lambda + i|\mu|)^{1/2}} d\lambda + (\alpha + i|\mu|) \int_{L_\lambda} \frac{e^{-i\lambda x}}{(\lambda + i|\mu|)^{1/2}(\lambda - \alpha)} d\lambda \quad (2.3)$$

Учитывая, что

$$\int_{L_\lambda} \frac{e^{-i\lambda x}}{(\lambda + i|\mu|)^{1/2}} d\lambda = \begin{cases} 2(\pi)^{1/2} e^{-i\pi/4} x^{-1/2} e^{-|\mu|x} & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

а второй интеграл в (2.3) особенности в точке $x=0$ не имеет, асимптотика трансформант напряжений при $x \rightarrow +0$ будет следующей

$$\sigma_{zj}^*(x, \mu, 0) \sim - \frac{1}{\pi i (2ix)^{1/2}} \int_{L_\lambda} P_-(\alpha, \mu) K_{j+}^{-1}(\alpha, \mu) d\alpha$$

Отсюда с помощью обратного преобразования Фурье находятся напряжения вблизи фронта трещины

$$\sigma_{zj}(x, y, 0) \sim \frac{1}{\pi^2 x^{1/2}} \int_0^\infty R_j(\mu) \cos \mu y d\mu, \quad R_j(\mu) = (\pi i)^{1/2} \int_{L_\alpha} P_-(\alpha, \mu) K_{j+}^{-1}(\alpha, \mu) d\alpha \quad (2.4)$$

а затем коэффициенты интенсивности напряжений

$$K_I^{(j)}(y) = \lim_{x \rightarrow +0} x^{1/2} \sigma_{zj}(x, y, 0) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty R_j(\mu) \cos \mu y d\mu \quad (2.5)$$

3. Отметим, что в случае, когда $\mu=0$, факторизация вида (2.1) не справедлива, поскольку функции $f_1(\lambda, 0)$ и $f_4(\lambda, 0)$ имеют при $\lambda=0$ полюс первого порядка, а $f_2(\lambda, 0)$ и $f_3(\lambda, 0)$ — нуль третьего порядка. Поэтому для получения значений подынтегральных выражений в (2.5) в точке $\mu=0$ необходимо провести факторизацию иным способом.

С этой целью представим функции $f_j(\lambda, 0)$ в виде

$$\begin{aligned} f_1(\lambda, 0) &= \varphi_1(\lambda) \operatorname{cth} \lambda, & \varphi_1(\lambda) &= (\operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda + \lambda) / (\operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda) \\ f_2(\lambda, 0) &= \varphi_2(\lambda) \operatorname{th}^3 \lambda, & \varphi_2(\lambda) &= \operatorname{ch} \lambda (\operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda - \lambda) / \operatorname{sh}^3 \lambda \\ f_3(\lambda, 0) &= \varphi_3(\lambda) \operatorname{th}^3 \lambda, & \varphi_3(\lambda) &= \operatorname{cth}^3 \lambda (\operatorname{sh}^2 \lambda - \lambda^2) / (\operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda + \lambda) \\ f_4(\lambda, 0) &= \varphi_4(\lambda) \operatorname{cth} \lambda, & \varphi_4(\lambda) &= f_4(\lambda, 0) \operatorname{th} \lambda \end{aligned}$$

При этом $\varphi_j(\lambda)$ являются четными, не имеющими на вещественной оси ни нулей ни полюсов, функциями, стремящимися к единице при $|\lambda| \rightarrow \infty$. Используя представления

$$\begin{aligned} \operatorname{cth} \lambda &= \pi \lambda^{-1} Q_{1+}(\lambda) Q_{1-}(\lambda), & Q_{1\pm}(\lambda) &= \Gamma(1 \mp i\lambda/\pi) / \Gamma(1/2 \mp i\lambda/\pi) \\ \operatorname{th}^3 \lambda &= \lambda^3 \pi^{-3} Q_{2+}(\lambda) Q_{2-}(\lambda), & Q_{2\pm}(\lambda) &= [\Gamma(1/2 \mp i\lambda/\pi) / \Gamma(1 \mp i\lambda/\pi)]^3 \\ \varphi_j(\lambda) &= \varphi_{j+}(\lambda) \varphi_{j-}(\lambda), & \varphi_{j\pm}(\lambda) &= \exp \left[\pm \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln \varphi_j(\xi)}{\xi - \lambda} d\xi \right] \end{aligned}$$

будем иметь в задачах 1 и 4:

$$K_j(\lambda, 0) = K_{j+}(\lambda, 0) K_{j-}(\lambda, 0), \quad K_{j\pm}(\lambda, 0) = \pi^{1/2} Q_{1\pm}(\lambda) \varphi_{j\pm}(\lambda) \quad (j=1, 4) \quad (3.1)$$

в задачах 2 и 3:

$$K_j(\lambda, 0) = \lambda^2 \Phi_{j+}(\lambda) \Phi_{j-}(\lambda), \quad \Phi_{j\pm}(\lambda) = \pi^{-1/2} Q_{2\pm}(\lambda) \varphi_{j\pm}(\lambda) \quad (j=2, 3)$$

Тогда в задачах 1 и 4 из уравнения (1.7) вытекает соотношение вида (2.2), в котором нужно принять $\mu=0$ и использовать функции (3.1), а в задачах 2 и 3 получаем

$$\frac{S_{j+}(\lambda, 0)}{\lambda^2 \Phi_{j+}(\lambda)} - \frac{A_1}{\lambda^2} - \frac{A_2}{\lambda} - \Psi_{j+}(\lambda) = -\lambda^2 \Phi_{j-}(\lambda) W_{j-}(\lambda, 0) - \frac{A_1}{\lambda^2} - \frac{A_2}{\lambda} + \Psi_{j-}(\lambda) \quad (3.2)$$

$$A_1 = S_{j+}(0, 0) / \Phi_{j+}(0), \quad A_2 = [\Phi_{j+}(0) S_{j+}'(0, 0) - \Phi_{j+}'(0) S_{j+}(0, 0)] / \Phi_{j+}^2(0)$$

$$f' = \frac{df}{d\lambda}, \quad \Psi_{j\pm}(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_\alpha} \frac{P_-(\alpha, 0)}{\alpha^2 \Phi_{j+}(\alpha) (\alpha - \lambda)} d\alpha \quad (j=2, 3)$$

В уравнении (3.2) члены, содержащие константы A_1 и A_2 , введены для устранения особенности левой части при $\lambda=0$. Эти константы выражаются через главный вектор и главный момент относительно оси y усилий, приложенных к верхнему берегу трещины [5] в задачах 2 и 3 соответственно

$$A_1 = \sqrt{3/2} V / 2\pi, \quad A_2 = -i\sqrt{3/2} (M + \kappa_2 V) / 2\pi$$

$$A_1 = \sqrt{6} V / 2\pi, \quad A_2 = -i\sqrt{6} (M + \kappa_3 V) / 2\pi$$

$$V = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_z(x, y, 0) dx dy, \quad M = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x \sigma_z(x, y, 0) dx dy$$

$$\kappa_j = \frac{1}{\pi} \left[6 \ln 2 - \int_0^{\infty} \xi^{-2} \ln \varphi_j(\xi) / \varphi_j(0) d\xi \right] \quad (j=2, 3)$$

Продельвая далее операции, описанные в предыдущем пункте, в случае $\mu=0$ будем иметь

$$R_j(0) = \int_{L\alpha} Q_{1+}^{-1}(\alpha) \varphi_{j+}^{-1}(\alpha) P_-(\alpha, 0) d\alpha \quad (j=1, 4) \quad (3.3)$$

$$R_j(0) = \beta_j (M + \kappa_j V) - \pi^2 \int_{L\alpha} \alpha^{-2} Q_{2+}^{-1} \varphi_{j+}^{-1}(\alpha) P_-(\alpha, 0) d\alpha \quad (j=2, 3)$$

$$\beta_2 = \sqrt{3\pi/2}, \quad \beta_3 = \sqrt{6\pi}$$

4. В качестве примера рассмотрим случай, когда к берегам трещины на оси x приложены сосредоточенные силы величины P на расстоянии a от ее вершины, т. е. $p(x, y) = P\delta(x+a)\delta(y)$ и, следовательно, $P_-(\lambda, \mu) = -Pe^{-i\lambda a}/2\pi$, $V=P$, $M=Pa$. Подставляя эти выражения в формулы (2.4) и (3.3) и используя теорему о вычетах, получаем в задаче 1:

$$R_1(\mu)/P = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} \sum_k' \frac{(\alpha_k + \mu)^{1/2}}{\alpha_k} f_{1-}(-i\alpha_k, \mu) \operatorname{tg}^2 t_k e^{-\alpha_k a}$$

$$R_1(0)/P = -\frac{\pi}{2} \sum_k' \frac{1}{t_k} Q_{1-}(-it_k) \varphi_{1-}(-it_k) \operatorname{tg}^2 t_k e^{-t_k a}$$

в задаче 2:

$$R_2(\mu)/P = B_2(\mu) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sum_k' \frac{(\alpha_k + \mu)^{1/2}}{\alpha_k} f_{2-}(-i\alpha_k, \mu) \operatorname{ctg}^2 t_k e^{-\alpha_k a}$$

$$R_2(0)/P = \beta_2(a + \kappa_2) - \frac{1}{2\pi} \sum_k' t_k Q_{2-}(-it_k) \varphi_{2-}(-it_k) \operatorname{ctg}^2 t_k e^{-t_k a}$$

в задаче 3:

$$R_3(\mu)/P = B_3(\mu) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sum_k' \frac{(\alpha_k + \mu)^{1/2}}{\alpha_k} f_{3-}(-i\alpha_k, \mu) \frac{2t_k + \sin 2t_k}{2t_k - \sin 2t_k} e^{-\alpha_k a}$$

$$R_3(0)/P = \beta_3(a + \kappa_3) - \frac{1}{2\pi} \sum_k' t_k Q_{3-}(-it_k) \varphi_{3-}(-it_k) \frac{2t_k + \sin 2t_k}{2t_k - \sin 2t_k} e^{-t_k a}$$

в задаче 4:

$$\frac{R_4(\mu)}{P} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sum_k' \frac{(\alpha_k + \mu)^{1/2}}{\alpha_k} f_{4-}(-i\alpha_k, \mu) \frac{(3-4\nu)\sin 2t_k - 2t_k}{(3-4\nu)\sin 2t_k + 2t_k} e^{-\alpha_k a}$$

$$\frac{R_4(0)}{P} = \frac{\pi}{2} \sum_k' \frac{1}{t_k} Q_{4-}(-it_k) \varphi_{4-}(-it_k) \frac{(3-4\nu)\sin 2t_k - 2t_k}{(3-4\nu)\sin 2t_k + 2t_k} e^{-t_k a}$$

В этих формулах

$$\varphi_{j-}(-it_k) = \exp \left[\frac{t_k}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \varphi_j(\xi)}{\xi^2 + t_k^2} d\xi \right]$$

$$f_{j-}(-i\alpha_k, \mu) = \exp \left[\frac{\alpha_k}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln f_j(\xi, \mu)}{\xi^2 + \alpha_k^2} d\xi \right], \quad \alpha_k = (t_k^2 + \mu^2)^{1/2}$$

$$B_j(\mu) = \frac{3}{q_j} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} f_{j-}(-i\mu, \mu) \left(a + \frac{3}{4\mu} + \frac{2}{5} q_j \mu - I_j \right) \mu^{-3/2} e^{-\mu a} \quad (j=2, 3)$$

$j \backslash a$	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25
1	0,9216	0,7326	0,5049	0,2960	0,1372
2	1,1329	1,5143	2,1041	2,8552	3,7282
3	1,2691	2,0465	3,2422	4,7493	6,4874
4	0,8869	0,6339	0,3660	0,1522	0,02368

$$I_j = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} (\xi^2 - \mu^2) (\xi^2 + \mu^2)^{-2} \ln f_j(\xi, \mu) d\xi, \quad q_2=4, \quad q_3=1$$

t_k — расположенные в правой полуплоскости корни уравнений $\sin t \cos t + t = 0$ ($j=1$); $\sin t \cos t - t = 0$ ($j=2$); $\sin^2 t - t^2 = 0$ ($j=3$); $(3-4\nu) \cos^2 t - t^2 + (1-2\nu)^2 = 0$ ($j=4$), суммирование распространяется на все целые k кроме нуля; номерам k и $-k$ отвечают комплексно-сопряженные величины.

Заметим, что в случае, когда трещина в виде полуплоскости расположена в упругом пространстве, $f_j(\lambda, \mu) = 1$. Тогда по формулам (2.4) и (2.5) находим

$$R_j(\mu)/P = \frac{(\pi i)^{1/2}}{2\pi} \int_{L_\alpha} \frac{e^{-i\alpha a}}{(\alpha + i|\mu|)^{1/2}} d\alpha = a^{-1/2} e^{-|\mu|a}$$

$$K_I^\infty(y) = \frac{P}{\pi^2 a^{1/2}} \int_0^\infty e^{-\mu a} \cos \mu y d\mu = \frac{P}{\pi^2} \frac{a^{1/2}}{a^2 + y^2}$$

что совпадает с известным значением коэффициента интенсивности напряжений, полученным другим способом [7].

Некоторые результаты численных расчетов нормированного коэффициента интенсивности напряжений $N^{(j)} = K_I^{(j)}(0)/K_I^\infty(0)$ для ряда значений параметра a приведены в таблице. Вычисления несобственных интегралов, входящих в формулу (2.5) и в представления для $f_j(-i\alpha_n, \mu)$, проводились с относительной погрешностью $\varepsilon = 0.001$ методом Симпсона с автоматическим выбором шага. В численной процедуре применительно к интегралам в (2.5) использовалась асимптотика подынтегральных функций при $\mu \rightarrow \infty$:

$$R_j(\mu)/P \sim e^{-\mu a}/a^{1/2}$$

С помощью этой формулы осуществляли также контроль правильности вычисления функций $R_j(\mu)$, определяемых комплексными рядами, для больших значений параметра μ .

Анализ результатов показывает, что коэффициент интенсивности напряжений в вершине трещины, находящейся в упругом слое, при граничных условиях (1.1) и (1.4) меньше $K_I^\infty(0)$, а при условиях (1.2) и (1.3) превосходит эту величину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974, 640 с.
- Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацышин А. П. Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. Киев: Наук. думка, 1976, 444 с.
- Андрейкив А. Е. Пространственные задачи теории трещин. Киев: Наук. думка, 1982. 348 с.
- Knauss W. G. Stresses in an infinite strip containing a semi-infinite crack // Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech. 1966. V. 33. No. 2. P. 356-362.
- Foot R. M. L., Buchwald V. T. An exact solution for the stress intensity factor for a double cantilever beam // Int. J. Fract. 1985. V. 29. P. 125-134.
- Нобл В. Метод Винера-Хопфа. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 280 с.
- Уфлянд Я. С. Интегральные преобразования в задачах теории упругости. Л.: Наука, 1967. 403 с.