

двух рассматриваемых в работе зависимостей  $b_c = f(T)$ . Температура за фронтом ударной волны для всего диапазона содержания  $\text{CO}_2$  ( $\gamma_{\text{CO}_2} = 0,05 - 0,1$ ) в этом случае изменялась от 740 до 850 К, а давление от 0,216 до 0,266 атм.

Таким образом, проведенный в работе анализ изменения показателя поглощения за фронтом прямых ударных волн в зависимости от температуры и содержания молекулярного азота в смеси  $\text{CO}_2\text{—N}_2$  показал, что наилучшее согласие между вычисленными и измеренными значениями показателя поглощения достигается при использовании зависимости  $b_c \approx T^{-1/2}$ , т. е. в предположении независимости сечений ударного уширения от температуры.

Авторы выражают благодарность С. А. Лосеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила 25 V 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Кудрявцев Е. М., Сериков Р. И. Анализ данных по вероятностям спонтанного излучения и сечениям ударного уширения линий перехода  $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$  молекулы  $\text{CO}_2$ . — Квант. электроника, 1976, т. 8, № 8.
2. Ely V., Mc Cubbin T. K. The temperature dependence of the self-broadened half-width of the P-20 line in the  $00^0_1\text{—}10^0_0$  band of  $\text{CO}_2$ . — Appl. Opt., 1970, vol. 9, N 5.
3. Leonard R. L. Measurements of small signal absorption at high temperature for the  $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$  band of  $\text{CO}_2$ . — Appl. Opt., 1974, vol. 13, N 8.
4. Strilechuk A. R., Offenberger. High temperature absorption in  $\text{CO}_2$  at  $10,6\mu$ . — Appl. Opt., 1974, vol. 13, N 11.
5. Солоухин Р. И., Фомин И. А. Резонансное ( $10,6$  мкм) поглощение  $\text{CO}_2$  за фронтом ударной волны. — ПМТФ, 1977, № 1.
6. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М. Инверсия населенностей колебательных уровней за фронтом ударной волны. — Квант. электроника, 1978, 5, № 6.
7. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М., Наука, 1977.
8. Британ А. Б., Жилин Ю. В., Мазманянц А. П. Экспериментальное исследование запуска клиновидного сопла на ударной трубе большого диаметра. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.
9. Лосев С. А. О свертке информации, получаемой в экспериментах на ударных трубах. — Труды НИИМ МГУ, 1973, № 21.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ

#### КОЭФФИЦИЕНТА ИНТЕНСИВНОСТИ НАПРЯЖЕНИЙ В УПРУГИХ ЗАДАЧАХ С ТРЕЩИНОЙ

С. Н. Васильковский, В. Д. Кургузов

(Новосибирск)

В отличие от излагаемых в [1] методов в данной работе предлагается метод решения плоских задач теории упругости с трещиной непосредственно в терминах напряжений, с одной стороны, и на основе метода конечных разностей, с другой. Следует заметить, что применение метода конечных элементов или метода конечных разностей само по себе не является сколько-нибудь существенным, так как существуют при специально выбранной аппроксимации доказательства эквивалентности этих двух основных численных методов [2,3], в то время как использование в качестве искомых функций перемещений или напряжений представляется более существенным. Особенно полезна постановка задачи в напряжениях, когда граничные условия заданы также в напряжениях и требуется исследовать напряженное состояние в заданной области.

Будем рассматривать плоскую деформацию прямоугольного образца с краевой трещиной, которая распространяется в область от одной из боковых вертикальных границ параллельно двум горизонтальным сторонам

прямоугольника. Трещина расположена симметрично относительно верхнего и нижнего оснований; нагрузки, прикладываемые к внешним границам образца, также являются симметричными; поэтому рассматриваемая трещина является трещиной нормального разрыва и напряженное состояние характеризуется одним коэффициентом интенсивности  $K$ . Вследствие того что напряжения стремятся к бесконечности при подходе к носу трещины, применять непосредственно какую-либо разностную схему в напряжениях к решению рассматриваемой сингулярной задачи не представляется возможным. Поэтому для решения задачи предлагается применять так называемый аддитивный метод выделения особенности в сочетании с использованием интеграла Райса — Черепанова и организацией итерационного процесса по коэффициенту интенсивности напряжений.

Для применения аддитивного метода выделения особенности требуется иметь аналитическое решение некоторой вспомогательной задачи. В качестве вспомогательной задачи будем рассматривать, например, задачу о растяжении плоскости с прямолинейным разрезом вдоль оси  $Ox$ ; растягивающие нагрузки могут быть приложены как внутри области, так и на поверхности разреза. Точное (аналитическое) решение  $\Phi_0$  для этой сингулярной задачи находится методами теории функций комплексного переменного путем сведения к задаче сопряжения Римана — Гильберта и представлено, например, в [4].

Полагаем в исходной задаче коэффициент интенсивности  $K$  равным коэффициенту интенсивности  $K_0$  вспомогательной задачи (это будет нулевое приближение описываемого итерационного процесса). В плоскости  $M$ , для которой известно решение  $\Phi_0$ , вырезается прямоугольник с краевой трещиной такой же, как и в поставленной задаче, и значения напряжений на границе этого прямоугольника, известные из решения  $\Phi_0$ , добавляются с противоположным знаком к граничным условиям исходной задачи. Полученная задача решается численно методом конечных разностей и находится некоторое поле напряжений  $\varphi_0$ . Для нахождения численного решения полученной задачи с ограниченными непрерывными граничными условиями интегрировалась продолженная система уравнений плоской теории упругости:

$$\begin{aligned} \partial L_1 / \partial x + (E/2(1 + \nu))S &= 0, \\ \partial L_2 / \partial y + (E/2(1 + \nu))S &= 0, \quad \partial L_1 / \partial y + \partial L_2 / \partial x = 0, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} L_1 &\equiv \partial \sigma_x / \partial x + \partial \tau_{xy} / \partial y; \quad L_2 \equiv \partial \sigma_y / \partial y + \partial \tau_{xy} / \partial x; \\ S &\equiv \frac{1 - \nu^2}{E} \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial y^2} - \frac{\nu(1 + \nu)}{E} \frac{\partial^2 \sigma_y}{\partial y^2} + \frac{1 - \nu^2}{E} \frac{\partial^2 \sigma_y}{\partial x^2} - \frac{\nu(1 + \nu)}{E} \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial x^2} - \frac{2(1 + \nu)}{E} \frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial x \partial y}. \end{aligned}$$

Для аппроксимации этой системы применяется конечно-разностная схема в напряжениях типа универсального алгоритма в сочетании с методами расщепления и установления [5—7]:

$$\begin{aligned} \left( I - \frac{\tau(2 - \nu)}{2} \Lambda_{11} \right) \left( I - \frac{\tau(1 - \nu)}{2} \Lambda_{22} \right) \sigma_x^{n+1} &= \left( I + \frac{\tau(2 - \nu)}{2} \Lambda_{11} \right) \times \\ &\times \left( I + \frac{\tau(1 - \nu)}{2} \Lambda_{22} \right) \sigma_x^n + (1 - \nu) \tau \Lambda_{11} \sigma_y^{n+1} - \nu \tau \Lambda_{22} \sigma_y^{n+1}, \\ \left( I - \frac{\tau(1 - \nu)}{2} \Lambda_{11} \right) \left( I - \frac{\tau(2 - \nu)}{2} \Lambda_{22} \right) \sigma_y^{n+1} &= \left( I + \frac{\tau(1 - \nu)}{2} \Lambda_{11} \right) \times \\ &\times \left( I + \frac{\tau(2 - \nu)}{2} \Lambda_{22} \right) \sigma_y^n - \nu \tau \Lambda_{11} \sigma_x^n + (1 - \nu) \tau \Lambda_{22} \sigma_x^n, \end{aligned}$$

$$\left(I - \frac{\tau}{2} \Lambda_{11}\right) \left(I - \frac{\tau}{2} \Lambda_{22}\right) \tau_{xy}^{n+1} = \left(I + \frac{\tau}{2} \Lambda_{11}\right) \left(I + \frac{\tau}{2} \Lambda_{22}\right) \tau_{xy}^n + \tau \Lambda_{12} (\sigma_x^{n+1} + \sigma_y^{n+1}),$$

где  $\Lambda_{11}$ ,  $\Lambda_{22}$ ,  $\Lambda_{12}$  аппроксимируют  $\partial^2/\partial x^2$ ,  $\partial^2/\partial y^2$ ,  $\partial^2/(\partial x \partial y)$  по формулам центральных разностей;  $\tau$  — итерационный параметр;  $n$  — номер итерации;  $I$  — единичный оператор;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $E$  — модуль Юнга. Эта схема применялась ранее к решению плоских задач теории упругости [3]. Устойчивость данной схемы исследовалась методом Фурье. Следует заметить, что схема, близкая к этой, представлена в [8].

Складывая поля напряжений  $\varphi_0$  и  $\Phi_0$ , получаем нулевое приближение к решению поставленной задачи с коэффициентом при особенности в носике трещины, равным  $K_0$ . Для уточнения этого коэффициента и перехода к следующей итерации воспользуемся  $J$ -интегралом Райса—Черепанова [9, 10]

$$J = \int_{\Gamma} \left( W dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} dS \right),$$

где  $\Gamma$  — произвольный контур, окружающий вершину трещины;  $W$  — плотность энергии деформации;  $\mathbf{T}$ ,  $\mathbf{u}$  — векторы нагрузки и перемещения соответственно. Для плоской деформации  $J$  и  $K$  связаны соотношением

$$K^2 = [E/(1 - \nu^2)]J.$$

Вычисляя интеграл Райса — Черепанова для поля напряжений  $\varphi_0 + \Phi_0$  по контуру, достаточно далеко отстоящему от носика трещины, получаем следующее приближение  $K_1$  — коэффициента интенсивности напряжений. Подбираем действительное число  $\alpha$  такое, что  $K_1 = \alpha K_0$ , и умножаем на него аналитическое решение  $\Phi_0$  вспомогательной задачи. Для вспомогательной задачи получим поле напряжений  $\Phi_1 = \alpha \Phi_0$  с коэффициентом при особенности  $K_1 = \alpha K_0$ . Полагаем теперь в исходной задаче для прямоугольника с краевой трещиной коэффициент интенсивности равным  $K_1$  (это следующее приближение описываемого итерационного процесса). Затем повторяем процесс выделения особенности на основе точного вспомогательного решения  $\Phi_1$ . Таким образом, организуется итерационный процесс по коэффициенту интенсивности напряжений, который заканчивается на  $i$ -й итерации, когда выполняется условие  $|K_{i-1} - K_i| < \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — наперед заданное малое число, характеризующее точность построенного итерационного процесса.

В отличие от известных численных методов определения коэффициента интенсивности напряжений [1] данный метод, в частности, не требует измельчения сетки в окрестности носика трещины, так как бесконечные значения напряжений и большие градиенты напряжений выделены с помощью вспомогательного точного решения.

Сингулярное решение для прямолинейной трещины нормального разрыва, расположенной в бесконечной плоскости, может быть найдено путем приведения к одной граничной задаче теории функции комплексного переменного, которую называют задачей линейного сопряжения граничных значений или задачей сопряжения Римана — Гильберта [4].

Рассмотрим два частных случая указанной задачи (два вспомогательных аналитических решения), которые будут использоваться в дальнейшем при решении исходной задачи.

1. Согласно [4], компоненты напряжений в плоской задаче выражаются через две функции комплексного переменного  $\Phi(z)$  и  $\Omega(z)$  по формулам Колосова — Мусхелишвили:

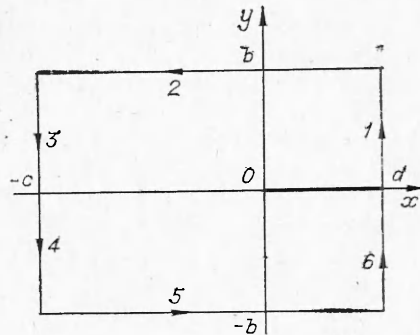
$$\sigma_x + \sigma_y = 4 \operatorname{Re} \Phi(z), \quad \sigma_y - i\tau_{xy} = \Phi(z) + \Omega(\bar{z}) + (z - \bar{z}) \overline{\Phi'(z)}.$$

В случае всестороннего растяжения плоскости, ослабленной прямолинейной трещиной, расположенной вдоль действительной оси  $0 \leq x \leq 2a$ ,  $y = 0$ , когда на бесконечности  $\sigma_x^{(\infty)} = \sigma_y^{(\infty)} = P$ ,  $\tau_{xy}^{(\infty)} = 0$ , а берега трещины свободны от напряжений, получаем [4]

$$\Phi(z) = \Omega(z) = P(z-a)/2\sqrt{z(z-2a)}.$$

Коэффициент интенсивности напряжений

$$K = P\sqrt{\pi a}.$$



Фиг. 1

2. Рассмотрим теперь полубесконечную трещину

$$0 \leq x \leq +\infty, y = 0,$$

расположенную в бесконечной плоскости. Напряжения на бесконечности

считаем равными нулю, на берегах трещины задана нормальная нагрузка

$$\sigma_y^+ = \sigma_y^- = g(x), \quad \tau_{xy}^+ = \tau_{xy}^- = 0,$$

где

$$g(x) = \begin{cases} 0, & x < a, \quad x > 2a, \\ \frac{(x-a)(x-2a)}{\sqrt{x}}, & a \leq x \leq 2a; \end{cases}$$

значками + и - отмечены граничные значения, принимаемые на верхнем и нижнем берегах трещины. Тогда

$$\Phi(z) = \Omega(z) = \frac{1}{2\pi i} \left[ \frac{2az - 3a^2}{2\sqrt{z}} + \frac{(z-a)(z-2a)}{\sqrt{z}} \ln \frac{2a-z}{a-z} \right].$$

Коэффициент интенсивности напряжений

$$K = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{g(x)}{\sqrt{x}} dx = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( 2a^2 \ln 2 - \frac{3a^2}{2} \right).$$

Рассмотрим вычисление значения  $J$ -интеграла Райса — Черепанова, выписанного выше. В качестве контура  $\Gamma$  удобно выбрать периметр прямоугольника, изображенного на фиг. 1. Прямоугольник в плоскости  $Oxy$  представляет область  $[-c, a] \times [-b, b]$ .

Контур  $\Gamma$  обходится против часовой стрелки. Разобьем его на шесть отрезков, как показано на фиг. 1. Представим  $J$ -интеграл в виде двух

$$J = J_w - J_t,$$

где

$$J_w = \int_{\Gamma} W dy = \int_0^b W_1 dy + \int_b^0 W_3 dy + \int_0^{-b} W_4 dy + \int_{-b}^0 W_6 dy; \quad J_t = \int_{\Gamma} \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} dS.$$

Здесь индекс при  $W$  указывает на соответствующий отрезок контура  $\Gamma$ . Плотность энергии деформации  $W$  определяется по формуле

$$W = \frac{1}{2} (\sigma_x \varepsilon_x + 2\tau_{xy} \varepsilon_{xy} + \sigma_y \varepsilon_y),$$

где  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_{xy}$  — компоненты тензора деформаций.

Интеграл  $J_t$  вычисляется по формуле

$$J_t = \int_{\Gamma_1} T_1 dS + \int_{\Gamma_2} T_2 dS + \dots + \int_{\Gamma_6} T_6 dS,$$

где

$$T_1 = \sigma_x \varepsilon_x + \tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x}; \quad T_2 = \tau_{xy} \varepsilon_x + \sigma_y \frac{\partial v}{\partial x}; \quad T_3 = -\sigma_x \varepsilon_x - \tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x};$$

$$T_4 = -\sigma_x \varepsilon_x - \tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x}; \quad T_5 = -\tau_{xy} \varepsilon_x - \sigma_y \frac{\partial v}{\partial x}; \quad T_6 = \sigma_x \varepsilon_x + \tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x}.$$

Для определения производной  $\partial v/\partial x$  по известным напряжениям, а следовательно, и деформациям воспользуемся соотношениями:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) = 2 \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial y}.$$

Из условий симметрии вытекает, что вертикальные смещения равны нулю на продолжении трещины в исходной задаче, следовательно, равна нулю и производная  $\partial v/\partial x$ . Учитывая это, можно численно проинтегрировать выписанные соотношения для  $\partial v/\partial x$  во всей области.

Решение задачи на ЭВМ получено в безразмерных величинах, обозначаемых с чертой вверху, переход к которым осуществляется по формулам

$$\bar{x} = x/l, \quad \bar{y} = y/l, \quad \bar{\sigma}_x = \sigma_x/E, \quad \bar{\sigma}_y = \sigma_y/E, \quad \bar{\tau}_{xy} = \tau_{xy}/E, \quad \text{где } l -$$

характерный линейный размер области. В дальнейшем черту вверху у безразмерных величин будем опускать.

Выберем сеточную область, аппроксимирующую исходную область. Пусть это будет равномерная сетка с шагом  $h$  по  $x$  и по  $y$ :

$$x_i = hi, \quad i = -p, -p+1, \dots, q-1, q,$$

$$y_j = hj, \quad j = -r, -r+1, \dots, r-1, r.$$

При численном решении задачи задавались граничные условия:

$$(\sigma_x)_{-p,j} = (\sigma_x)_{q,j} = 0, \quad j = -r, \dots, r,$$

$$(\tau_{xy})_{-p,j} = (\tau_{xy})_{q,j} = 0, \quad j = -r, \dots, r,$$

$$(\tau_{xy})_{i,-r} = (\tau_{xy})_{i,r} = 0, \quad i = -p, \dots, q,$$

$$(\sigma_y)_{i,-r} = (\sigma_y)_{i,r} = \begin{cases} 0, & i = -p, \dots, -3, 3, \dots, q, \\ 1, & i = -1, 0, 1, \\ 1/2, & i = -2, 2. \end{cases}$$

Размер области брали следующим:  $p = q = r = 20$ ,  $h = 0,025$ . В качестве материала образца брали легированную сталь с упругими константами  $\nu = 0,2875$ ,  $E = 20998,98$  кг/мм<sup>2</sup>.

По предлагаемому алгоритму была подробно исследована исходная задача для прямоугольника с краевой трещиной. При этом рассматривались следующие варианты этой задачи.

1. В качестве вспомогательной задачи бралось первое аналитическое решение с нагрузкой на бесконечности  $P = 100/E$ ,  $a = 1$ . Результаты приведены в табл. 1, где  $i$  — номер итерации,  $K$  — коэффициент интенсивности напряжений, параметр  $\alpha$  — отношение двух последовательных значений  $K$ .

2. В качестве вспомогательной задачи бралось первое аналитическое решение с нагрузкой на бесконечности  $P = 20/E$ . В этом случае последовательные значения коэффициента интенсивности сходились к искомому значению снизу (табл. 2).

3. В качестве вспомогательной задачи бралось второе аналитическое решение, где  $a = 1$ . Значение коэффициента интенсивности напряжений

Таблица 1

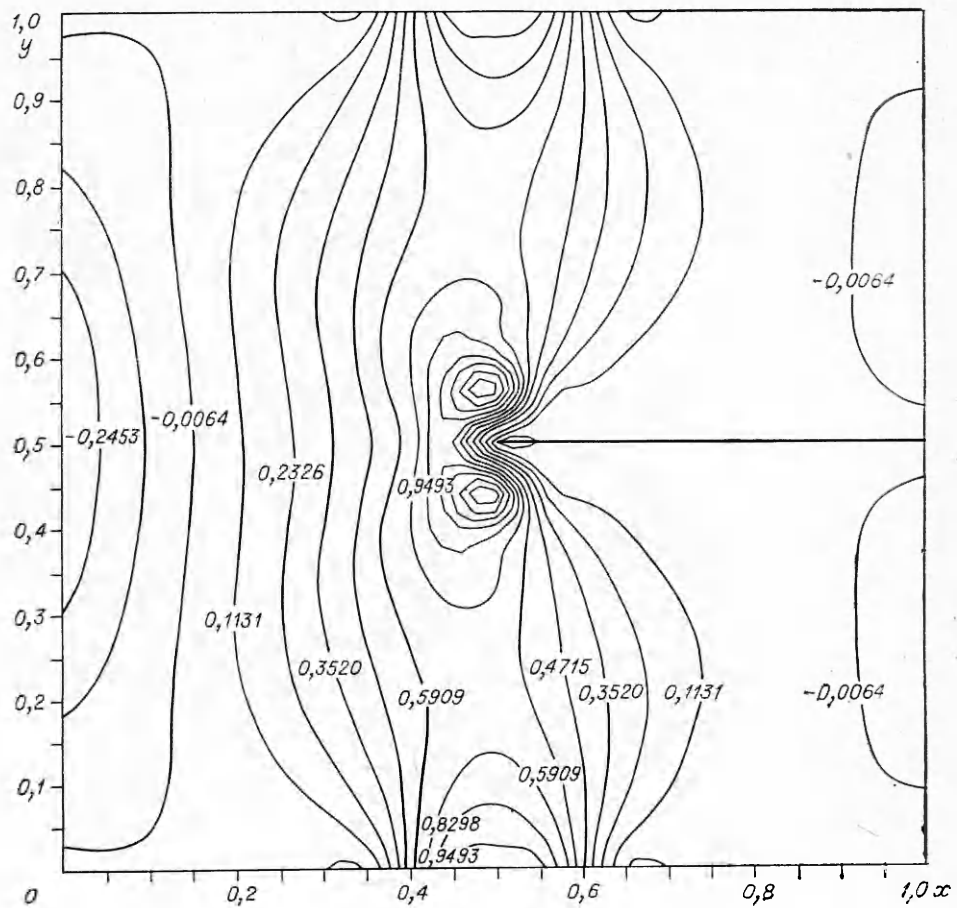
$i$	$\alpha$	$K$
1	0,933109	165,389
2	0,957472	158,355
3	0,973417	154,146
4	0,983562	151,612
5	0,989905	150,081
6	0,993826	149,155
7	0,996234	148,593
8	0,997706	148,252
9	0,998604	148,045
10	0,999151	147,920
11	0,999494	147,843
12	0,999686	147,797
13	0,999809	147,769
14	0,999884	147,752
15	0,999930	147,741

Таблица 2

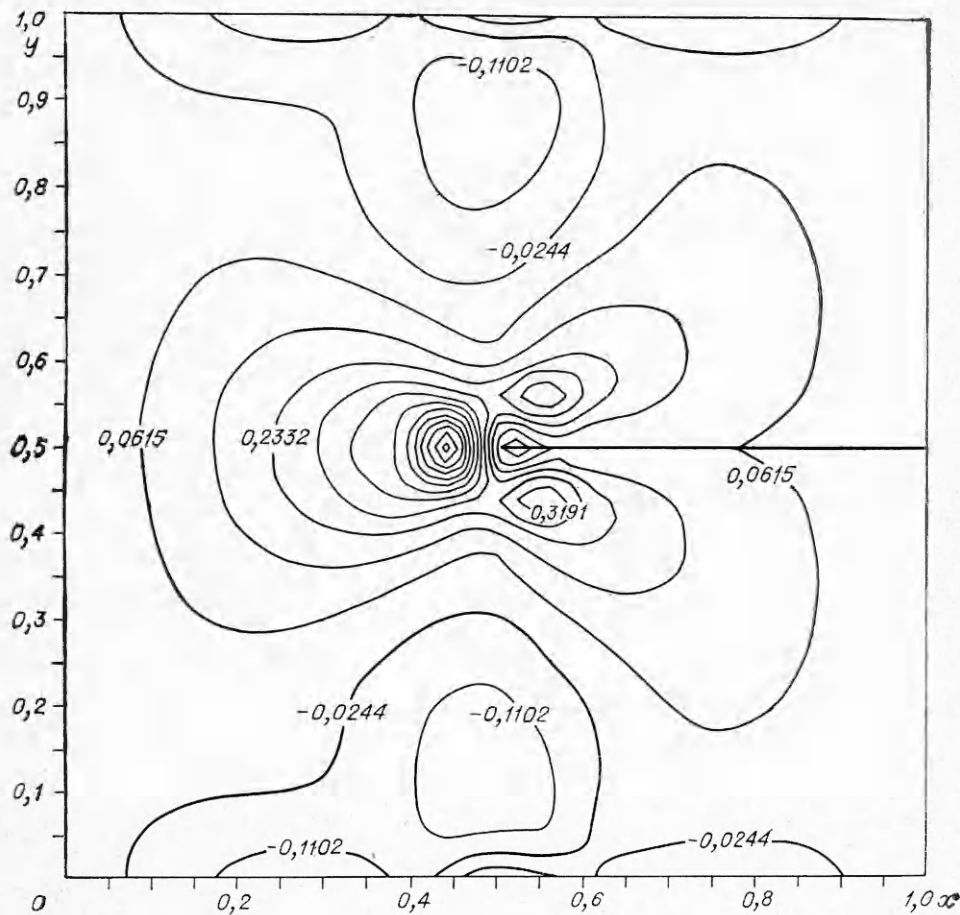
$i$	$\alpha$	$K$
1	2,000084	70,901
2	1,382279	98,005
3	1,188028	116,433
4	1,102118	128,323
5	1,058233	135,795
6	1,034097	140,426
7	1,020267	143,276
8	1,012152	145,013
9	1,007325	146,075
10	1,004429	146,722
11	1,002683	147,115
12	1,001627	147,355
13	1,000987	147,500
14	1,000600	147,587
15	1,000364	147,642

на 15-й итерации получено равным 156,579, что очень близко коэффициенту интенсивности первой рассмотренной задачи.

Во всех вышеперечисленных задачах длина трещины составляла  $1/2$  длины стороны квадрата.



Фиг. 2

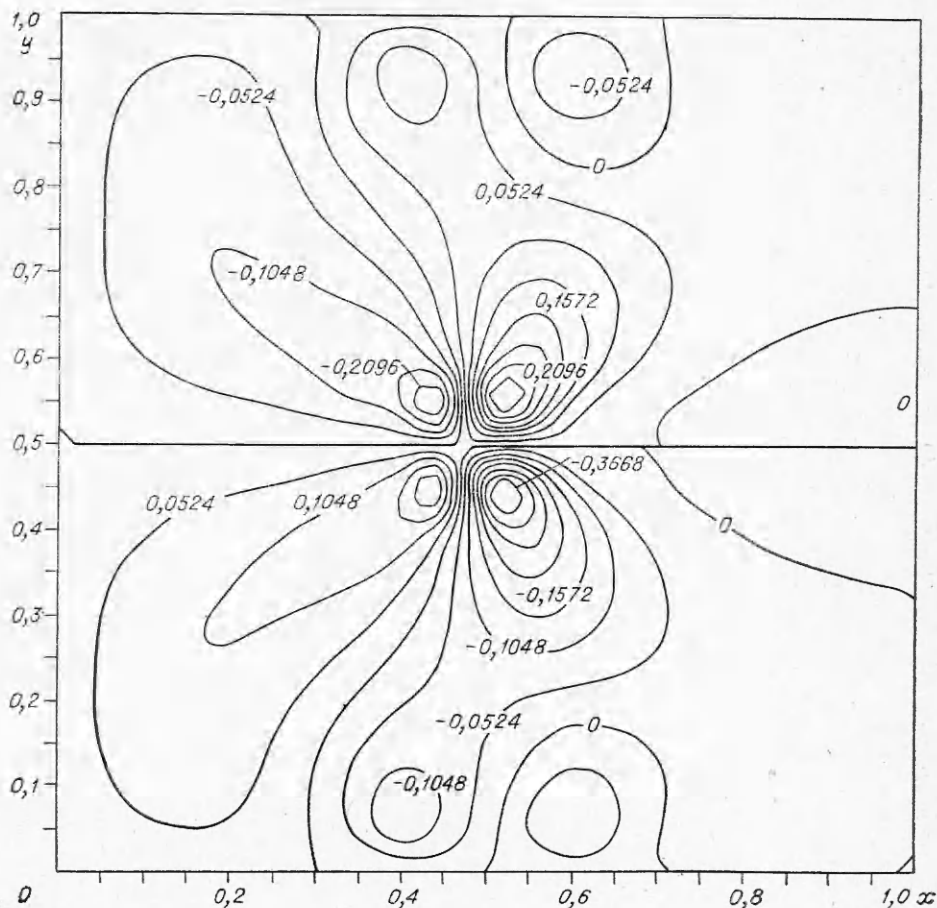


Фиг. 3

4. Рассматривалась задача, когда длина трещины равнялась  $1/3$  длины стороны квадрата:  $p = 26$ ,  $q = 14$ ,  $r = 20$ , а граничные условия в исходной задаче при этом не менялись. Значение коэффициента интенсивности на 15-й итерации  $K = 58,385$ .

5. Чтобы исследовать вопрос о точности метода, решалась следующая тестовая задача: в качестве граничных условий брались значения напряжений на контуре квадрата из первого аналитического решения. Коэффициент интенсивности известен:  $K = P\sqrt{\pi a} = 177,245$  при  $P = 100$ ,  $a = 1$ . В качестве же вспомогательного решения использовалось второе точное (аналитическое) решение. Полученное на 15-й итерации значение коэффициента интенсивности напряжений  $186,921$  отличается от действительного на  $5,64\%$ .

На фиг. 2—4 изображены изобары функций  $\sigma_y/E$ ,  $\sigma_x/E$ ,  $\tau_{xy}/E$  для трещины длиной  $1/2$  стороны квадрата. На фиг. 5 приведен график функции  $\sigma_y/E$  для трещины длиной  $1/3$  стороны квадрата. Напряжения  $\sigma_y$ ,  $\sigma_x$  являются симметричными относительно оси  $Ox$ , а  $\tau_{xy}$  антисимметрично. Наблюдается концентрация напряжений у носика трещины на всех графиках. При подходе к носу трещины все напряжения стремятся к бесконечности. Из-за технических трудностей при построении графиков на фиг. 2—5 напряжения в носике трещины полагались ограниченными, хотя применяемый метод дает в носике бесконечные значения напряжений. На фиг. 5 функция  $\sigma_y$  положительна во всей области, достигает наиболь-



Ф и г. 4

шего значения у носика трещины, а также имеется локальный максимум в окрестности приложения внешней нагрузки. На фиг. 2 при продвижении от носика трещины к левой боковой границе напряжения  $\sigma_y$  убывают и становятся отрицательными в области, примыкающей к верхнему и нижнему основаниям, положительными в центральной области. Видно, что напряжения  $\sigma_y$  превосходят по модулю в соответствующих точках напряжения  $\sigma_x$  во всей области.

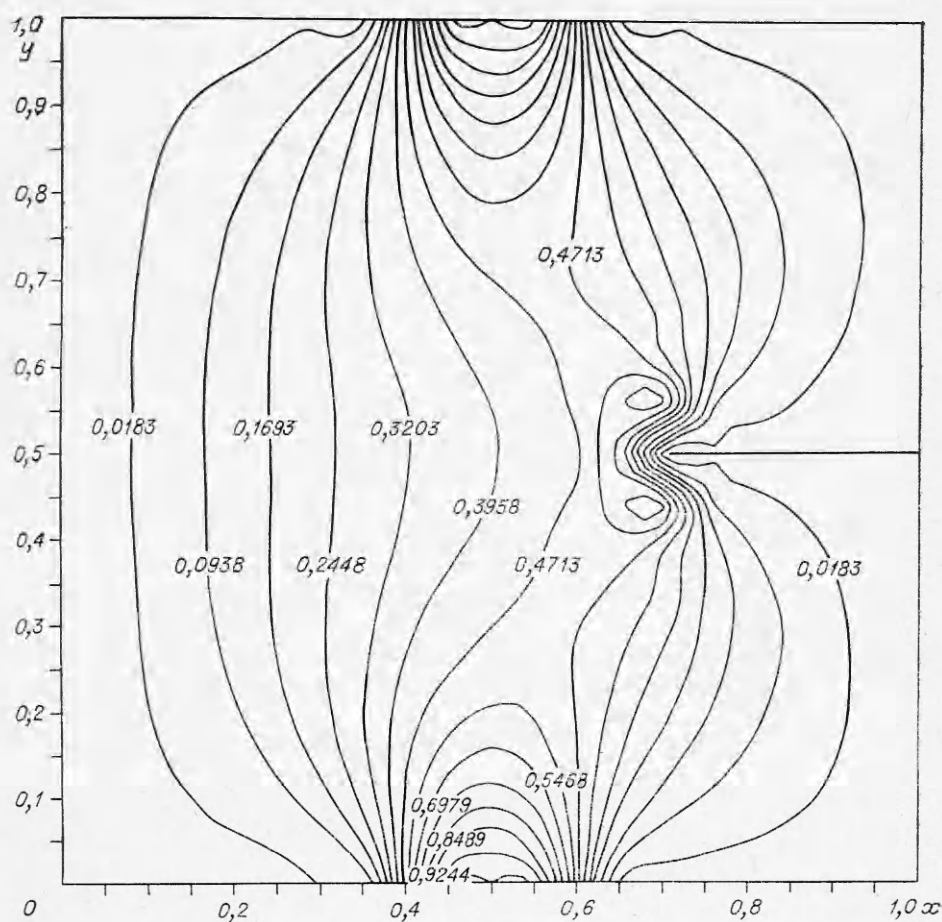
Отметим, что приведенные графики строились графопостроителем BENSON OFF B-220 в ВЦ СО АН СССР, для чего была отлажена специальная программа для ЭВМ БЭСМ-6, использующая систему математического обеспечения графопостроителей.

Поступила 6 IV 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Партон В. З., Морозов Е. М. Механика упругопластического разрушения. М., Наука, 1974.
2. Самарский А. А., Андреев В. Б. Разностные методы для эллиптических уравнений. М., Наука, 1976.
3. Васильковский С. Н. Обобщенные решения плоских упругих задач. Эквивалентность МКЭ и МКР. — В кн.: Материалы VI научной конференции по математике и механике. Томск, 1977.
4. Мухелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., Наука, 1966.
5. Яиенко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, Наука, 1967.
6. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы (введение в теорию). М., Наука.





Ф и г. 5

7. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
8. Горский Н. М., Коновалов А. Н. О численном решении плоской задачи теории упругости в напряжениях.— В кн.: Труды конференции по численным методам решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1969.
9. Райс Дж. Р. Математические методы в механике разрушения.— В кн.: Разрушение. Т. 2. М., Мир, 1975.
10. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М., Наука, 1974.

УДК 533.932+533.601.18+539.19 8

**ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ЭЛЕМЕНТА  
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ  
НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ  
ИОНОВ АЗОТА**

*В. А. Шувалов*  
(Днепропетровск)

При расчетах аэродинамических характеристик и теплообмена тел в свободномолекулярном потоке существенным является знание коэффициента аккомодации энергии частиц набегающего потока и зависимости его величины от ориентации элемента обтекаемой поверхности относительно вектора скорости потока. В литературе отсутствуют в необходимом объеме сведения о значениях