$B, C, D, \gamma, \delta, u, v, \nu$. По этим параметрам, используя результаты теорем 1 и 2, устанавливаем неравенство (11), которое в случае разложения оригинала по присоединенным полиномам Лежандра примет вид

$$\frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{\exp(\sigma\tau/4)}{\sqrt{\sigma}[1-\exp(-\sigma\tau)]^{1/4}} N^{-\frac{3}{2}} \leqslant \varepsilon.$$

На рисунке с точностью до $\varepsilon = 0{,}01$ построен график зависимости $k_1^T(\tau) = -\frac{\lambda^* + 2\mu}{2\mu\beta_t T_0 b\sqrt{l}} k_1(\tau)$ как функции безразмерного времени $\tau = ct/l^2b^2$, когда пластинка теплоизолирована с боковых поверхностей ($\varkappa = 0$) и температура T_0 задана на всей длине трещины ($f = 1$). Как видно из рисунка, коэффициент интенсивности напряжений достаточно быстро увеличивается в начальные моменты времени $0 < \tau \leqslant 1$, а затем очень медленно приближается к значению, соответствующему стационарному случаю (этот случай отмечен на рисунке штриховой линией).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Диткин В. А., Прудников А. П.* Операционное исчисление. М., «Высш. школа», 1975. 407 с.
2. *Крылов В. И., Скобля Н. С.* Методы приближенного преобразования Фурье и обращения преобразования Лапласа. М., «Наука», 1974. 223 с.
3. *Кит Г. С., Побережный О. В.* Нестационарная задача термоупругости для пластинки с трещиной при наличии теплоотдачи с боковых поверхностей.— ФХММ, 1974, № 4, с. 73—78.
4. *Фихтенгольц Г. М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 2. М., «Наука», 1970. 800 с.
5. *Цирулис Т. Т., Белов М. А.* Асимптотические методы исследования схемы Папулиса для приближенного обращения преобразования Лапласа.— Учен. зап. Латв. ун-та, 1973, № 292, с. 139—154.

Львовский филиал математической физики
Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию 15.II 1977 г.

УДК 539.377

М. Г. Кривцун

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ТЕРМОУПРУГОСТИ ДЛЯ ПЛОСКОСТИ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ КРИВОЛИНЕЙНЫХ РАЗРЕЗОВ

Рассмотрим упругую изотропную плоскость с периодической системой трещин, расположенных вдоль неограниченного числа гладких дуг L_k, комплексные координаты точек которых выражаются через точки $\tau^{(0)}$ дуги L_0 соотношением

$$\tau^{(k)} = kd + \tau^{(0)}, \tag{1}$$

где d — действительная постоянная (период задачи). Определим напряженное состояние такой плоскости, когда она при стационарной температуре $T(x, y)$ нагружена внешними усилиями. Предполагаем, что берега трещин в процессе деформации не контактируют.

Задача теплопроводности. Пусть на контуре $L = \bigcup_{k=-\infty}^{\infty} L_k$ задано одно из условий [3]

$$T^{\pm}(\tau) = f^{\pm}(\tau), \tag{2}$$

$$\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^{\pm} = \mp q^{\pm}(\tau), \tag{3}$$

$$\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^{\pm} - h(\tau)(T^{+} - T^{-}) = q_a(\tau). \tag{4}$$

Здесь n — нормаль к левому берегу разреза; λ — коэффициент теплопроводности тела; $h(\tau)$ — теплопроницаемость трещин; индексы «+» и «—» указывают на предельные значения соответствующих величин слева и справа от линии L.

Следуя работе [3], представим температурное поле в плоскости с разрезами так:

$$T(x, y) = 2\mathrm{Re}\, F(z), \quad F(z) = F_0(z) + \frac{1}{2\pi i}\int\limits_L \frac{\gamma(\tau) + i\Gamma(\tau)}{\tau - z}\, d\tau + C, \tag{5}$$

где $F_0(z)$ — комплексный потенциал температурного поля в сплошной плоскости; $\gamma(\tau)$ и $\Gamma(\tau)$ — действительные функции комплексной переменной, представляющие собой соответственно плотности логарифмического потенциала двойного слоя и видоизмененного потенциала простого слоя.

Рассмотрим случай, когда на берегах трещин задана температура. Удовлетворяя граничному условию (2), находим, что $\gamma(\tau) = f_1(\tau)$, а функция $\Gamma(\tau)$ определяется из интегрального уравнения

$$\frac{1}{\pi}\int\limits_L \Gamma(\tau)\,\mathrm{Re}\left\{\frac{d\tau}{\tau - \tau_0}\right\} = f_2(\tau_0) - C - \frac{1}{\pi}\int\limits_L f_1(\tau)\,\mathrm{Im}\left\{\frac{d\tau}{\tau - \tau_0}\right\}, \quad \tau_0 \in L, \tag{6}$$

где

$$f_1(\tau) = \frac{1}{2}\left[f^+(\tau) - f^-(\tau)\right]; \quad f_2(\tau) = \frac{1}{2}\left[f^+(\tau) + f^-(\tau)\right] - 2\mathrm{Re}\, F_0(\tau).$$

Предположим, что функции $f_j(\tau)$ удовлетворяют условию периодичности

$$f_j(kd + \tau) = f_j(\tau). \tag{7}$$

Тогда этому условию будет удовлетворять также функция $\Gamma(\tau)$. Зафиксируем в уравнении (6) $\tau_0 \in L_0$ и запишем интеграл по L в виде суммы интегралов по L_k. После замены переменной интегрирования (1) и суммирования ядер уравнение для определения $\Gamma(\tau)$ примет вид

$$\frac{1}{d}\int\limits_{L_0} \Gamma(\tau)\,\mathrm{Re}\left\{\mathrm{ctg}\,\frac{\pi(\tau - \tau_0)}{d}\, d\tau\right\} = f_2(\tau_0) - C - \frac{1}{d}\int\limits_{L_0} f_1(\tau) \times$$
$$\times\, \mathrm{Im}\left\{\mathrm{ctg}\,\frac{\pi(\tau - \tau_0)}{d}\, d\tau\right\}. \tag{8}$$

Постоянная C, выражающая значение температурного поля на бесконечности, может быть определена из условия существования [1] ограниченного на концах разреза решения уравнения (8).

Продифференцируем уравнение (8) по τ_0, умножим полученное выражение на $-ie^{i\alpha_0}$ и проинтегрируем левую часть уравнения по частям с использованием условия

$$\Gamma(\tau_1) = \Gamma(\tau_2) = 0, \tag{9}$$

где τ_1, τ_2 — комплексные координаты начала и конца дуги L_0; α — угол между осью Ox и нормалью к левому берегу разреза; $\alpha_0 = \alpha(\tau_0)$. В результате для определения $\Gamma'(\tau)$ получим уравнение

$$\frac{1}{\pi}\int\limits_{L_0} \Gamma'(\tau)\,\mathrm{Re}\, M(\tau, \tau_0)\, d\tau = f_*(\tau_0), \quad \tau_0 \in L_0, \tag{10}$$

где

$$M(\tau, \tau_0) = \frac{\pi}{di} e^{i\alpha_0}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\pi(\tau - \tau_0)}{d};$$

$$f_*(\tau_0) = -ie^{i\alpha_0} f_2'(\tau_0) - \frac{1}{\pi}\int\limits_{L_0} f_1(\tau)\,\mathrm{Im}\left\{\frac{\pi^2}{id^2} e^{i\alpha_0}\,\mathrm{csc}^2\,\frac{\pi(\tau - \tau_0)}{d}\, d\tau\right\}.$$

Аналогично можно получить интегральные уравнения для граничных условий (3) и (4).

Для трещин, на берегах которых задан тепловой поток, с учетом условия

$$\gamma(\tau_1) = \gamma(\tau_2) = 0 \qquad (11)$$

находим $\Gamma'(\tau) = -ie^{-i\alpha} q_2(\tau)$, а функция $\gamma'(\tau)$ определяется из уравнения

$$\frac{1}{\pi}\int_{L_0} \gamma'(\tau)\,\mathrm{Re}\,M(\tau, \tau_0)\,d\tau = -q_*(\tau_0), \quad \tau_0 \in L_0, \qquad (12)$$

где

$$q_1(\tau) = \frac{1}{2\lambda}[q^+(\tau) - q^-(\tau)] + 2\mathrm{Re}\,\{e^{i\alpha}F_0'(\tau)\} \text{ и } q_2(\tau) = \frac{1}{2\lambda}[q^+(\tau) + q^-(\tau)]$$

удовлетворяют условию (7) $q_*(\tau_0) = q_1(\tau_0) + \frac{1}{\pi i}\int_{L_0} q_2(\tau)\,\mathrm{Im}\,M(\tau, \tau_0)\,e^{-i\alpha}d\tau$.

Так как по определению функции $\Gamma(\tau)$ $\int_{L_0}\Gamma'(\tau)\,d\tau = 0$, то функция $q_2(\tau)$, очевидно, должна удовлетворять условию $\int_{L_0} e^{-i\alpha} q_2(\tau)\,d\tau = 0$, которое означает, что суммарный поток тепла через берега разреза должен равняться нулю.

В случае граничного условия (4) $\Gamma(\tau) = 0$, а функция $\gamma(\tau)$, удовлетворяющая условию (11), определяется из интегро-дифференциального уравнения

$$\frac{\lambda}{\pi}\int_{L_0} \gamma'(\tau)\,\mathrm{Re}\,M(\tau, \tau_0)\,d\tau - 2h(\tau_0)\,\gamma(\tau_0) = q_a(\tau_0) - \lambda 2\,\mathrm{Re}\,\{e^{i\alpha_0}F_0'(\tau_0)\}. \qquad (13)$$

Таким образом, задача теплопроводности сведена к решению сингулярных интегральных уравнений вида (10), (12) и (13). Из условий (9) и (11) заключаем, что решения этих уравнений следует искать в классе функций, неограниченных на концах разреза [1]. Для некоторых случаев прямолинейных разрезов решения уравнений (10), (12) можно получить в замкнутом виде [5, 8]. О численном решении этих уравнений будет сказано позже.

Задача термоупругости. Граничное условие задачи запишем так [6]:

$$\Phi(\tau) + \overline{\Phi(\tau)} - e^{-2i\alpha}[\tau\overline{\Phi'(\tau)} + \overline{\Psi(\tau)}] = p(\tau), \quad \tau \in L, \qquad (14)$$

где $p(\tau) = \sigma_{nn}^p - i\sigma_{nt}^p$ — заданные на берегах трещин внешние напряжения; t — касательная к L. Комплексные потенциалы Колосова — Мусхелишвили ищем в виде [4]

$$\Phi(z) = \Phi_0(z) + \frac{1}{2\pi}\int_L \frac{g'(\tau)\,d\tau}{\tau - z}, \quad \Psi(z) = \Psi_0(z) + \frac{1}{2\pi}\int_L \left[\frac{\overline{g'(\tau)}\,d\bar\tau}{\tau - z} - \frac{\bar\tau g'(\tau)\,d\tau}{(\tau - z)^2}\right], \qquad (15)$$

где $\Phi_0(z)$, $\Psi_0(z)$ — потенциалы, соответствующие внешней нагрузке и температурному полю $t_0(x, y) = 2\,\mathrm{Re}\,F_0(z)$ в сплошной плоскости, а $g'(\tau)$ — неизвестная функция, выражающаяся через смещения берегов трещины и температурное поле (5) так:

$$g'(\tau) = \frac{2G}{\varkappa + 1}\frac{\partial}{\partial\tau}[v^+ - v^- - i(u^+ - u^-)] + iH[\gamma(\tau) + i\Gamma(\tau)]. \qquad (16)$$

Подставляя соотношения (15) в граничное условие (14), для определения $g'(\tau)$ получаем интегральное уравнение

$$\frac{1}{\pi}\int_L \left[g'(\tau)\,\mathrm{Im}\left\{\frac{e^{i\alpha_0}}{\tau - \tau_0}\right\}d\tau + i\overline{g'(\tau)}\,\frac{\tau - \tau_0}{\bar\tau - \bar\tau_0}\,\mathrm{Re}\left\{\frac{e^{i\alpha_0}}{\tau - \tau_0}\right\}d\bar\tau\right] = p_*(\tau_0), \quad \tau_0 \in L, \qquad (17)$$

где $p_*(\tau) = -ie^{i\alpha_0}[p(\tau) - p_0(\tau)]$, $p_0(\tau) = \sigma_{nn}^0 - i\sigma_{nt}^0$ — напряжения на линии трещины в сплошной плоскости, обусловленные функциями $\Phi_0(z)$ и $\Psi_0(z)$.

Если функция $p_*(\tau)$ удовлетворяет условию (7), то уравнение (17) можно записать так:

$$\frac{1}{\pi}\int_{L_0}[g'(\tau)\,\mathrm{Re}\,M(\tau, \tau_0)\,d\tau + \overline{g'(\tau)}\,N(\tau, \tau_0)\,d\bar{\tau}] = p_*(\tau_0), \quad \tau_0 \in L_0, \tag{18}$$

где

$$N(\tau, \tau_0) = e^{i\alpha_0}\left[-\cos\alpha_0\overline{M(\tau, \tau_0)} + \mathrm{Im}(\tau - \tau_0)\left(\frac{\pi^2}{d^2}e^{-2i\alpha_0} - \overline{M(\tau, \tau_0)^2}\right)\right].$$

Из соотношения (16) с учетом непрерывности смещений в вершинах трещин следует, что уравнение (18) должно удовлетворять условию

$$\frac{1}{\pi}\int_{L_0} g'(\tau)\,d\tau = \frac{H}{\pi}\int_{L_0}[\tau\Gamma'(\tau) + i\gamma(\tau)]\,d\tau = \Gamma_0. \tag{19}$$

Если $\gamma(\tau_1) = \gamma(\tau_2) = 0$, то формулу для Γ_0 можно записать еще так:

$$\Gamma_0 = \frac{H}{\pi}\int_{L_0}[\Gamma'(\tau) - i\gamma'(\tau)]\,\tau d\tau.$$

Сказанное выше относительно решения уравнений (10), (12) в полной мере относится и к уравнению (18).

Решение интегральных уравнений. Если для произвольных точек τ, τ_0 дуги L_0 выполняется условие $\max|\tau - \tau_0| < d$, то решение уравнений (10), (12), (13) и (18) можно получить методом малого параметра [5, 8]. Ниже приведена схема построения решения этих уравнений в виде ряда по ортогональным полиномам.

Пусть уравнение дуги L_0 описывается соотношением

$$\tau = \tau(s), \quad \tau_1 = \tau(-1), \quad \tau_2 = \tau(1), \quad s \in [-1, 1], \tag{20}$$

где s — безразмерный действительный параметр. С помощью замены переменной интегрирования (20) с учетом того, что $e^{i\alpha} = i\dfrac{\tau'(s)}{|\tau'(s)|}$, уравнение (18) запишем в виде

$$\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\left\{g'(s)\left[\frac{1}{s - s_0} + K_1(s, s_0)\right] + \overline{g'(s)}\,K_2(s, s_0)\right\}ds = \psi(s_0), \quad s_0 \in [-1, 1], \tag{21}$$

где

$$K_1(s, s_0) = \mathrm{Re}\,\{\tau'(s_0)\,Q(s, s_0)\} - \frac{1}{s - s_0}; \quad K_1(s, s) = A_1(s); \quad Q(s, s_0) =$$
$$= \frac{\pi}{d}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\pi(\tau - \tau_0)}{d};$$

$$K_2(s, s_0) = i\left\{\mathrm{Im}\,\tau'(s_0)\,\overline{Q(s, s_0)} - \overline{\tau'(s_0)}\,\mathrm{Im}(\tau - \tau_0)\left[\frac{\pi^2}{d^2} + \overline{Q(s, s_0)^2}\right]\right\};$$

$$K_2(s, s) = iA_2(s)\,\frac{\tau'(s)}{\overline{\tau'(s)}};$$

$$A_1(s) + iA_2(s) = -\frac{\tau''(s)}{2\tau'(s)}; \quad \psi(s) = \tau'(s)\,[p(s) - p_0(s)]; \quad \tau_0 = \tau(s_0).$$

Решение уравнения (21) ищем в виде

$$g'(\tau) = \frac{\mu_*(s)}{\sqrt{1 - s^2}}, \quad \mu_*(s) = \Gamma_0 + \frac{2}{N}\sum_{\nu=1}^{N}\mu_\nu\sum_{m=1}^{N-1}T_m(s_\nu)\,T_m(s), \tag{22}$$

где $T_m(s)$ — полиномы Чебышева первого рода. При выборе $g'(s)$ в форме (22) условие (19) выполняется автоматически, а неизвестные постоянные $\mu_\nu = \mu_\nu^1 + i\mu_\nu^2$ определяются из системы алгебраических уравнений, которую нетрудно получить аналогично работе [2]:

$$\begin{gathered}\sum_{\nu=1}^{N}(\alpha_{\nu m}^{+}\mu_\nu^1 + \beta_{\nu m}^2\mu_\nu^2) = \psi_{*m}^1, \\ \sum_{\nu=1}^{N}(\beta_{\nu m}^2\mu_\nu^1 + \alpha_{\nu m}^{-}\mu_\nu^2) = \psi_{*m}^2, \quad m = \overline{1, N},\end{gathered} \tag{23}$$

где

$$\alpha_{\nu m}^{\pm} = \alpha_{\nu m} \pm \beta_{\nu m}^1; \quad \alpha_{\nu m} = \frac{1}{N}\left[\frac{\operatorname{ctg}\dfrac{\theta_m + (-1)^{m-\nu}\theta_\nu}{2}}{\sin\theta_m} + K_{1\nu m} - K_{1m}^*\right];$$

$$K_{j\nu m} = K_j(s_\nu, s_m); \quad K_{jm}^* = \frac{1}{N}\sum_{\nu=1}^{N}K_{j\nu m}; \quad s_\nu = \cos\theta_\nu;$$

$$\beta_{\nu m}^1 + i\beta_{\nu m}^2 = \frac{1}{N}[K_{2\nu m} - K_{2m}^*]; \quad \theta_\nu = \frac{2\nu - 1}{2N}\pi;$$

$$\psi_{*m}^1 + i\psi_{*m}^2 = \psi_m - \Gamma_0 K_{1m}^* - \overline{\Gamma}_0 K_{2m}^*; \quad \psi_m = \psi(s_m).$$

Уравнения (10), (12) являются частным случаем уравнения (18) ($\Gamma_0 = 0$, $K_2(s, s_0) = 0$). Поэтому схема построения их решения аналогична приведенной выше, причем в этом случае она значительно упрощается, так как правые части данных уравнений — действительные функции и число уравнений системы (23) уменьшается вдвое. Что касается решения уравнения (13), то заменой переменных (20) оно преобразуется к виду

$$\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\gamma'(s)\left[\frac{1}{s - s_0} + K_1(s, s_0)\right]ds - h_*(s_0)\gamma(s_0) = q_a^*(s_0), \quad s_0 \in [-1, 1], \tag{24}$$

где

$$h_*(s_0) = \frac{2}{\lambda}|\tau'(s_0)|h(s_0), \quad q_a^*(s_0) = \frac{|\tau'(s_0)|}{\lambda}q_a(s_0) + 2\operatorname{Im}\{F_0'(s_0)\}.$$

Решение уравнения (24) с учетом условия (11) запишется так:

$$\gamma'(s) = \frac{\gamma_*(s)}{\sqrt{1 - s^2}}, \quad \gamma_*(s) = \frac{2}{N}\sum_{\nu=1}^{N}\gamma_\nu^*\sum_{m=1}^{N-1}T_m(s_\nu)T_m(s).$$

Интегрируя это соотношение по s, находим

$$\gamma(s) = -\frac{2}{N}\sum_{\nu=1}^{N}\gamma_\nu^*\sum_{m=1}^{N-1}\frac{1}{m}T_m(s_\nu)\sin m\theta, \quad s = \cos\theta.$$

Тогда постоянные $\gamma_\nu^* = \gamma_*(s_\nu)$ определим из системы уравнений

$$\sum_{\nu=1}^{N}\gamma_\nu^*[\alpha_{\nu m} + h_*(s_m)\delta_{\nu m}] = q_a^*(s_m), \quad m = \overline{1, N},$$

где

$$\delta_{\nu m} = \frac{2}{N}\sum_{k=1}^{N-1}\frac{1}{k}\cos k\theta_\nu\sin k\theta_m.$$

Если решение уравнения (18) известно, то коэффициенты интенсивности напряжений определим по формуле [4]

$$K_1^{\pm} - iK_2^{\pm} = \frac{\sqrt{\pi|\tau'(\pm 1)|}}{\tau'(\pm 1)}\left[\Gamma_0 + \frac{2}{N}\sum_{\nu=1}^{N}\mu_\nu\sum_{m=1}^{N-1}(\pm 1)^m\cos m\theta_\nu\right].$$

Располагая коэффициентами интенсивности напряжений, предельные значения силовой или температурной нагрузки определим из соотношения [7]

$$K_1 - 3DK_2 = (1 + D^2)^{3/2} K_{IC}, \quad D = \frac{K_1 - \sqrt{K_1^2 + 8K_2^2}}{4K_2}.$$

Приведенный выше метод решения интегральных уравнений может быть с успехом использован для ряда других задач теории термоупругости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гахов Ф. Д.* Краевые задачи. М., Физматгиз, 1958. 544 с.
2. *Каландия А. И.* Математические методы двумерной упругости. М., «Наука», 1973. 304 с.
3. *Кит Г. С.* Метод дисторсии в теории термоупругости тел с трещинами.— ФХММ, 1975, 11, № 3, с. 9—20.
4. *Кит Г. С., Кривцун М. Г.* Інтегральні рівняння задачі термопружності для площини з криволінійним отвором і тріщинами.— Допов. АН УРСР. Сер. А, 1976, № 11, с. 998—1001.
5. *Кит Г. С., Соколовский М. П.* Плоская задача теплопроводности и термоупругости для тела с периодической системой прямолинейных разрезов.— Мат. методы и физ.-мех. поля, 1976, вып. 4, с. 44—51.
6. *Мусхелишвили Н. И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., «Наука», 1966. 708 с.
7. *Панасюк В. В.* Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. К., «Наук. думка», 1968. 246 с.
8. *Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацышин А. П.* Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. К., «Наук. думка», 1976. 444 с.

Львовский филиал математической физики
Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию
24.XII 1976 г.

УДК 539.2

Ю. З. Повстенко

УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИСТЕМЫ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ С КРУГОВЫМ ОТВЕРСТИЕМ В ПЛОСКОСТИ

Рассмотрим цепочку точечных дефектов, расположенную в точке r_0 тела, содержащего круговое отверстие радиуса a. Сила, действующая на единицу длины такого дефекта, вызванная упругим взаимодействием собственного поля напряжений последнего с поверхностью отверстия, была определена в статье [4]. Она выражается формулой (с исправленным знаком)

$$F_r = -\frac{8Q\Delta S a^2 r_0}{(r_0^2 - a^2)^3}, \tag{1}$$

где $Q = 2\mu\varepsilon\rho_0^2$ — мера интенсивности нарушения, вызванного дефектом в рассматриваемой его модели в виде цилиндрической полости первоначального радиуса ρ_0, расширяющегося в радиальном направлении на величину $\rho_0\varepsilon$ [4, 7]; при этом площадь сечения цилиндрической полости изменяется на величину $\Delta S = 2\pi\rho_0^2\varepsilon$. Из выражения (1) следует, что точечный дефект будет стремиться приблизиться к отверстию.

В неограниченной среде упругое взаимодействие точечных дефектов в рамках выбранной модели отсутствует. Однако если тело ограничено поверхностью, то между точечными дефектами возникает взаимодействие через так называемые мнимые поля [5]. Оказывается, что при учете этого взаимодействия сила, действующая на точечный дефект, будет зависеть от относительной концентрации дефектов n, которую определим следующим образом: разобьем плоскость сеткой на отдельные квадраты и в вершинах поместим точечные дефекты; относительной концентрацией дефектов назовем количество дефектов, приходящееся на отрезок, равный радиусу отверстия.