

# ДИФFUЗИОННАЯ ЗАДАЧА В ОКРЕСТНОСТИ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ. ТОЧНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

О.Г. Троценко\*, П.Н. Остапчук

\*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина;

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,  
Харьков, Украина

E-mail: [ostapchuk@kipt.kharkov.ua](mailto:ostapchuk@kipt.kharkov.ua)

Получено точное выражение для стационарного потока точечных дефектов на краевую дислокацию. В силу линейности задачи оно разбивается на два слагаемых. Первое – обусловлено разностью химических потенциалов точечных дефектов на ядре дислокации и внешней границе ее области влияния. Второе – поток точечных дефектов, обусловленный их объемным источником радиационного происхождения.

PACS: 62.20.Dc; 62.20.Fe

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно, облучение металлов высокоэнергетичными частицами генерирует в них точечные дефекты (ТД): вакансии и собственные межузельные атомы (СМА), которые при достаточно высоких температурах мигрируют на внутренние стоки либо рекомбинируют. В процессе рекомбинации ТД «гибнут» в одинаковом количестве, а вот стоками они поглощаются по-разному, в меру эффективности поглощения стоком ТД данного типа. Эта асимметрия в диффузионных потоках ТД на стоки приводит к эволюции исходной оптимальной микроструктуры материала и, как следствие, к деградации его структурно чувствительных свойств под облучением. Считается, что основной причиной разделения потоков ТД является их упругое взаимодействие со стоками. Поэтому корректный учет этого взаимодействия имеет принципиальное значение. Практически неограниченным стоком для ТД служат дислокации, всегда присутствующие в кристалле в достаточном количестве. Они являются самым мощным источником внутренних напряжений по сравнению с другими стоками. Простейшие расчеты в случае краевой дислокации

показали, что она, в силу различий в упругом взаимодействии с ТД, эффективнее поглощает СМА, чем вакансии. В результате дислокация под облучением «ползет», достраивая атомную экстраплоскость, и в то же время служит нескомпенсированным эффективным источником неравновесных вакансий. Поэтому концепция дислокационного предпочтения к СМА сразу нашла применение в теории радиационно-индуцированных явлений, в частности радиационного распухания и ползучести. Тем не менее, несмотря на более чем полувековую предысторию вопроса, стандартная постановка задачи о вычислении диффузионного потока ТД на единицу длины краевой дислокации содержит ряд недостатков: не учитывается источник в области влияния дислокации, а также используется упрощенный вариант граничного условия вдали от дислокации [1–5]. В данной статье они устраняются. Все ниже приведенные соотношения являются точными.

## СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ И ЕЕ РЕШЕНИЕ

Итак, поток ТД на единицу длины краевой дислокации в стационарном приближении найдем, решая следующую диффузионную задачу:

$$\operatorname{div} \vec{j}^D(\vec{r}) = K; \quad \vec{j}^D(\vec{r}) = -\frac{DC(\vec{r})}{\omega} \beta \vec{\nabla} \mu(\vec{r}); \quad \beta \mu(\vec{r}) = \ln \left( \frac{C(\vec{r})}{C^e} \exp(\beta E_{\text{int}}^D(\vec{r})) \right); \quad (1)$$

$$C(\vec{r}) \exp(\beta E_{\text{int}}^D(\vec{r}))|_{r=r^D} = C^e; \quad C(\vec{r}) \exp(\beta E_{\text{int}}^D(\vec{r}))|_{r=R_0^D} = \bar{C}; \quad \beta \equiv 1/kT,$$

где  $r^D$  – радиус ядра дислокации;  $R_0^D$  – внешний радиус диффузионной задачи;

$$\beta E_{\text{int}}^D(\vec{r}) = \frac{\Omega G b}{3\pi kT} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\sin \varphi}{r} \equiv \frac{L}{r} \sin \varphi$$

– энергия упругого взаимодействия дислокации с ТД в модели центров дилатации в единицах  $kT$  (кристалл моделируется упругоизотропной средой) [6];  $\Omega$  – его дилатационный объем;  $G$  – модуль сдвига;  $\omega$  – объем на атом кристалла;  $\varphi$  – угол между радиусом-вектором точки нахождения дефекта  $\vec{r}$  и вектором Бюргерса  $\vec{b}$  дислокации в плоскости, перпендикулярной линии дислокации (ось  $z$  направлена вдоль дислокационной линии, а

вектор Бюргерса по оси  $x$ , так что  $b_x = b$ ,  $b_y = b_z = 0$ );  $\nu$  – коэффициент Пуассона.

Первое граничное условие задачи (1) соответствует значению химического потенциала  $\mu(\vec{r})$  ТД у плоской поверхности  $\beta \mu(r^D) = 0$ ,

второе – вдали от нее  $\beta \mu(R_0^D) = \ln(\bar{C}/C^e)$ ;

$C^e$  – термически равновесная концентрация ТД в кристалле;  $D$  – их коэффициент диффузии (предполагается константой).

Поскольку мы имеем дело с плоской задачей, искомый поток в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$J^D(r^D) = -r^D \int_0^{2\pi} (\bar{n}^D \bar{j}^D(r^D, \varphi)) d\varphi. \quad (2) \quad (\beta \bar{\nabla} E_{\text{int}}^D(\bar{r}))^2 = L^2 / r^4. \quad \text{В дальнейшем удобно}$$

Перейдем к новой функции  $\psi$ :

$$C(\bar{r}) \exp(\beta E_{\text{int}}^D(\bar{r})) = C^e + \psi(\bar{r}) \exp\left(\frac{1}{2} \beta E_{\text{int}}^D(\bar{r})\right).$$

Для плотности потока имеем

$$\bar{j}^D(\bar{r}) = -\frac{D}{\omega} \exp\left(-\frac{1}{2} \beta E_{\text{int}}^D(\bar{r})\right) \left( \bar{\nabla} \psi + \frac{1}{2} \psi \beta \bar{\nabla} E_{\text{int}}^D(\bar{r}) \right),$$

соответственно

$$\omega \text{div} \bar{j}^D(\bar{r}) = -D \exp\left(-\frac{1}{2} \beta E_{\text{int}}^D(\bar{r})\right) \times \\ \left( \nabla^2 \psi - \frac{1}{4} \psi (\beta \bar{\nabla} E_{\text{int}}^D(\bar{r}))^2 + \frac{1}{2} \psi \beta \nabla^2 E_{\text{int}}^D(\bar{r}) \right).$$

Можно проверить, что  $\nabla^2 E_{\text{int}}^D(\bar{r}) = 0$ , а

перейти от переменных  $(r, \varphi)$  к безразмерным переменным  $(z, \varphi)$ , где  $z \equiv L / 2r$  ( $z^D \equiv L / 2r^D$ ;  $z_0^D \equiv L / 2R_0^D$ ). Тогда диффузионная задача (1) формально принимает вид:

$$\left[ z \frac{\partial}{\partial z} \left( z \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - z^2 \right] \psi(z, \varphi) = f(z, \varphi); \\ f(z, \varphi) = -\frac{K^*}{z^2} \exp(z \sin \varphi); \quad (3)$$

$$\psi(z^D, \varphi) = 0; \quad \psi(z_0^D, \varphi) = C^* \exp(-z_0^D \sin \varphi);$$

$$C^* \equiv \bar{C} - C^e; \quad K^* \equiv \frac{K}{D} \left( \frac{L}{2} \right)^2.$$

При этом полный поток на единицу длины дислокации (2) будет равен:

$$J^D(z^D) = -\frac{D}{\omega} z^D \int_0^{2\pi} \exp(-z^D \sin \varphi) \left( \frac{\partial}{\partial z} \psi \right) \Big|_{z=z^D} d\varphi. \quad (4)$$

Поскольку имеют место разложения

$$\exp(z \sin \varphi) = I_0(z) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_{2k}(z) \cos\{2k\varphi\} + 2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k I_{2k+1}(z) \sin\{(2k+1)\varphi\}; \quad (5a)$$

$$\exp(-z \sin \varphi) = I_0(z) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_{2k}(z) \cos\{2k\varphi\} + 2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} I_{2k+1}(z) \sin\{(2k+1)\varphi\}, \quad (5b)$$

решение (3) будем искать в виде

$$\psi(z, \varphi) = A_0(z) + \sum_{k=1}^{\infty} A_{2k}(z) \cos\{2k\varphi\} + \sum_{k=0}^{\infty} B_{2k+1}(z) \sin\{(2k+1)\varphi\}. \quad (5)$$

Тогда для каждой величины  $A_0(z)$ ,  $A_{2k}(z)$  и  $B_{2k+1}(z)$  из (3) имеем неоднородное модифицированное уравнение Бесселя с двумя граничными условиями для двух неизвестных констант. Так, для  $A_0(z)$  получаем:

$$\left[ z \frac{d}{dz} \left( z \frac{d}{dz} \right) - z^2 \right] A_0(z) = f_0(z); \quad A_0(z^D) = 0; \quad A_0(z_0^D) = C^* I_0(z_0^D). \quad (6)$$

Решение (6), как известно, есть сумма двух слагаемых:

$$A_0(z) = A_0^*(z) + \left[ a_0^{(1)} I_0(z) + a_0^{(2)} K_0(z) \right],$$

$A_0^*(z)$  – частного решения неоднородного и общего решения однородного модифицированного уравнения Бесселя. Можно проверить, что

$$A_0^*(z) = I_0(z) \int_{z^D}^z \frac{dz}{z} K_0(z) f_0(z) - K_0(z) \int_{z_0^D}^z \frac{dz}{z} I_0(z) f_0(z); \quad f_0(z) \equiv -\frac{K^*}{z^2} I_0(z), \quad (7)$$

при этом  $A_0^*(z^D) = 0$ , а также  $(dA_0^*(z) / dz) \Big|_{z=z^D} = 0$ . Константы  $a_0^{(1)}$ ,  $a_0^{(2)}$  находятся из граничных условий (6):

$$a_0^{(1)} = P_0(z_0^D) K_0(z^D) / N_0(z^D, z_0^D); \quad a_0^{(2)} = -P_0(z_0^D) I_0(z^D) / N_0(z^D, z_0^D); \\ P_0(z_0^D) = C^* I_0(z_0^D) - A_0^*(z_0^D); \quad N_n(z^D, z_0^D) \equiv I_n(z_0^D) K_n(z^D) - I_n(z^D) K_n(z_0^D).$$

Аналогично для  $A_{2k}(z)$  имеем:

$$\left[ z \frac{d}{dz} \left( z \frac{d}{dz} \right) - ((2k)^2 + z^2) \right] A_{2k}(z) = f_{2k}(z); \quad A_{2k}(z^D) = 0; \quad A_{2k}(z_0^D) = C^* 2(-1)^k I_{2k}(z_0^D). \quad (8)$$

Решение (8) – опять же сумма аналогичных слагаемых:

$$A_{2k}(z) = A_{2k}^*(z) + \left[ a_{2k}^{(1)} I_{2k}(z) + a_{2k}^{(2)} K_{2k}(z) \right]; \quad (9)$$

$$A_{2k}^*(z) = I_{2k}(z) \int_{z^D}^z \frac{dz}{z} K_{2k}(z) f_{2k}(z) - K_{2k}(z) \int_{z^D}^z \frac{dz}{z} I_{2k}(z) f_{2k}(z); \quad f_{2k}(z) \equiv -K^* 2(-1)^k I_{2k}(z) / z^2.$$

Для  $B_{2k+1}(z)$  отличия незначительные: в граничном условии  $B_{2k+1}(z_0^D) = C^* 2(-1)^{k+1} I_{2k+1}(z_0^D)$  и в определении  $f_{2k+1}(z) \equiv -K^* 2(-1)^k I_{2k+1}(z) / z^2$ , поэтому

$$B_{2k+1}(z) = B_{2k+1}^*(z) + \left[ b_{2k+1}^{(1)} I_{2k+1}(z) + b_{2k+1}^{(2)} K_{2k+1}(z) \right], \quad (10)$$

$$B_{2k+1}^*(z) = I_{2k+1}(z) \int_{z^D}^z \frac{dz}{z} K_{2k+1}(z) f_{2k+1}(z) - K_{2k+1}(z) \int_{z^D}^z \frac{dz}{z} I_{2k+1}(z) f_{2k+1}(z).$$

Таким образом, точное решение диффузионной задачи (3) имеет вид:

$$\begin{aligned} \psi(z, \varphi) = \psi^*(z, \varphi) + \left[ a_0^{(1)} I_0(z) + a_0^{(2)} K_0(z) \right] + \sum_{k=1}^{\infty} \left[ a_{2k}^{(1)} I_{2k}(z) + a_{2k}^{(2)} K_{2k}(z) \right] \cos \{2k\varphi\} + \\ + \sum_{k=0}^{\infty} \left[ b_{2k+1}^{(1)} I_{2k+1}(z) + b_{2k+1}^{(2)} K_{2k+1}(z) \right] \sin \{(2k+1)\varphi\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\psi^*(z, \varphi) = A_0^*(z) + \sum_{k=1}^{\infty} A_{2k}^*(z) \cos \{2k\varphi\} + \sum_{k=0}^{\infty} B_{2k+1}^*(z) \sin \{(2k+1)\varphi\}$  – ее частное решение,

пропорциональное мощности источника  $K$ , а оставшаяся часть – общее решение (3) без источника. Явные выражения для констант  $a_{2k}^{(1,2)}$ ,  $b_{2k+1}^{(1,2)}$  находятся из соответствующих граничных условий задачи (3):

$$\begin{aligned} a_{2k}^{(1)} &= P_{2k}(z_0^D) K_{2k}(z^D) / N_{2k}(z^D, z_0^D); & a_{2k}^{(2)} &= -P_{2k}(z_0^D) I_{2k}(z^D) / N_{2k}(z^D, z_0^D); \\ b_{2k+1}^{(1)} &= P_{2k+1}(z_0^D) K_{2k+1}(z^D) / N_{2k+1}(z^D, z_0^D); & b_{2k+1}^{(2)} &= -P_{2k+1}(z_0^D) I_{2k+1}(z^D) / N_{2k+1}(z^D, z_0^D); \\ P_{2k}(z_0^D) &\equiv C^* 2(-1)^k I_{2k}(z_0^D) - A_{2k}^*(z_0^D); & P_{2k+1}(z_0^D) &\equiv \left[ C^* 2(-1)^{k+1} I_{2k+1}(z_0^D) - B_{2k+1}^*(z_0^D) \right]. \end{aligned}$$

Обратим внимание, что  $(\partial \psi^*(z, \varphi) / \partial z)|_{z=z^D} = 0$ , поэтому  $\psi^*(z, \varphi)$  вкладывает в искомый поток (4) не дает. Тогда из (11) имеем:

$$\begin{aligned} (\partial \psi(z, \varphi) / \partial z)|_{z=z^D} = \left[ a_0^{(1)} I_1(z^D) - a_0^{(2)} K_1(z^D) \right] + \\ + \sum_{k=1}^{\infty} \left[ a_{2k}^{(1)} I_{2k+1}(z^D) - a_{2k}^{(2)} K_{2k+1}(z^D) \right] \cos \{2k\varphi\} + \sum_{k=0}^{\infty} \left[ b_{2k+1}^{(1)} I_{2k+2}(z^D) - b_{2k+1}^{(2)} K_{2k+2}(z^D) \right] \sin \{(2k+1)\varphi\} \end{aligned}$$

и после подстановки в (4) окончательно получаем  $J^D = J^{D,(0)} + J^{D,(1)}$ , где

$$J^{D,(0)} = 2\pi \frac{D}{\omega} (\bar{C} - C^e) Z^D; \quad Z^D = \left[ I_0(z_0^D) Z_0^D + 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k(z_0^D) Z_k^D \right]; \quad (12)$$

$$Z_n^D(z^D, z_0^D) = \frac{I_n(z^D)}{I_n(z^D) K_n(z_0^D) - I_n(z_0^D) K_n(z^D)}; \quad n = 0; 1; \dots$$

$$J^{D,(1)} = 2\pi \frac{K}{\omega} \left( \frac{L}{2} \right)^2 Z^{rad}; \quad Z^{rad} = F_0(z^D, z_0^D) Z_0^D + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k F_k(z^D, z_0^D) Z_k^D; \quad (13)$$

$$F_n(z^D, z_0^D) = I_n(z_0^D) \int_{z^D}^{z_0^D} \frac{K_n(x) I_n(x)}{x^3} dx - K_n(z_0^D) \int_{z^D}^{z_0^D} \frac{I_n(x) I_n(x)}{x^3} dx.$$

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку имеют место равенства  $K_k(-z) = (-1)^k K_k(z) - i\pi I_k(z)$  и  $I_k(-z) = (-1)^k I_k(z)$ , потоки (12), (13) справедливы как для СМА ( $L_i > 0$ ), так и для вакансий ( $L_v < 0$ ). Поэтому в них формально можно положить  $L \rightarrow L_m = |L_m|$ .

В пределе  $L \rightarrow 0$  ( $z^D \rightarrow 0$ ;  $z_0^D \rightarrow 0$ ), соответствующем отсутствию упругого взаимодействия, из (12) следует стандартное выражение:

$$J^{D,(0)} \rightarrow 2\pi \frac{D}{\omega} (\bar{C} - C^e) [\ln(R_0^D / r^D)]^{-1}. \quad \text{При}$$

этом радиационная часть (13) принимает вид:

$$J^{D,(1)} \rightarrow \pi \frac{K}{\omega} [(R^*)^2 - (r^D)^2], \quad \text{где}$$

$$(R^*)^2 = \frac{1}{2} [(R_0^D)^2 - (r^D)^2] [\ln(R_0^D / r^D)]^{-1}. \quad \text{Оно}$$

же следует из диффузионной задачи (1) с нулевыми граничными условиями. В этом случае у профиля концентрации имеется точка максимума  $r = R^*$ , так что все ТД, генерируемые в области  $r^D \leq r \leq R^*$ , поглощаются дислокацией, а все, что рождается вне этой области ( $R^* \leq r \leq R_0^D$ ), уходит на внешнюю границу.

Как правило, диффузионную задачу в области влияния стока решают без источника ТД ( $K = 0$ ). В этом случае – поток  $J^D = J^{D,(0)}$  пропорционален разности  $(\bar{C} - C^e)$ , а коэффициент  $Z_m^D$  имеет смысл эффективности поглощения ТД  $m$ -го сорта. Обратим внимание, что такая форма записи (12) справедлива только, если граничное условие при  $r = R_0^D$  имеет вид (1). Если полагать  $C(\bar{r})|_{r=R_0^D} = \bar{C}$ ,

вид потока будет другим:  $J^D = Z^{(1)} \frac{D}{\omega} \bar{C} - Z^{(2)} \frac{D}{\omega} C^e$

[5] – возникает эффективность поглощения и испускания ТД дислокацией. Причем величина  $Z^{(2)}$  совпадает с  $Z^D$  (12), а  $Z^{(1)}$  имеет вид:

$$Z^{(1)} = \left[ I_0(z_0^D) Z_0^D + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_k(z_0^D) Z_k^D \right].$$

Поскольку сумма в  $Z^{(1)}$  отрицательна, а в  $Z^D$  положительна, имеем неравенство  $Z^{(1)} < Z^{(2)}$ , т. е. дислокация должна эффективнее испускать ТД, чем поглощать. Результат трудно объясним с точки зрения физики. Ведь сама постановка задачи (1) предполагает малость градиентов, откуда следует, что потоки должны быть пропорциональны разности химических потенциалов ТД или разности концентраций  $(\bar{C} - C^e)$ .

В часто цитируемой работе [3] упрощение связано с тем, что в диффузионной задаче (3) в

граничном условии на внешней границе авторы положили  $\exp(-z_0^D \sin \varphi) \approx 1$ . Формально это означает, что в (12)  $Z^D \rightarrow Z_0^D$ , поскольку  $I_0(z_0^D) \rightarrow 1$ ,  $I_k(z_0^D) \rightarrow 0$ , и мы приходим к результатам [3]. Роль добавки в виде бесконечного ряда в точном выражении для  $Z^D$  (12) в зависимости от  $x = R_0^D / r^D$  схематически показана на рис. 1. Видно, что с увеличением области влияния  $R_0^D$  ( $x \gg 1$ ) она становится пренебрежимо малой.

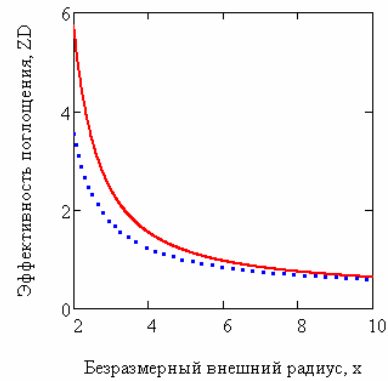


Рис. 1. Эффективности поглощения ТД дислокацией в зависимости от  $x \equiv R_0^D / r^D$

при  $z^D = 2$ . Сплошная линия соответствует

$$Z^D(z^D, z^D / x).$$

Пунктирная –  $I_0(z^D / x) Z_0^D(z^D, z^D / x)$

формулы (12)

На рис. 2 показано поведение величины  $Z^{rad}(z^D, z^D / x)$  (для определенности назовем ее радиационной эффективностью поглощения ТД дислокацией) в зависимости от той же переменной  $x = R_0^D / r^D$ .

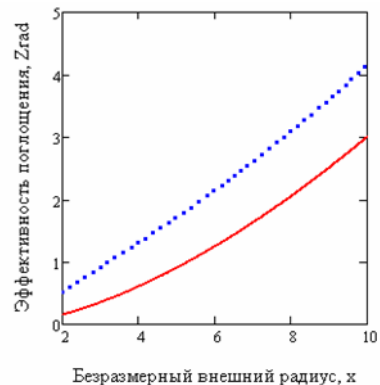


Рис. 2. Эффективность поглощения  $Z^{rad}$  в зависимости от  $x \equiv R_0^D / r^D$  при  $z^D = 2$ .

Сплошная линия соответствует  $Z^{rad}(z^D, z^D / x)$ .

Пунктирная –  $I_0(z^D / x) F_0(z^D, z^D / x)$

формулы (13)

Сумма в формуле (13) отрицательна, а все функции  $F_n(z^D, z_0^D) > 0$ . В пределе  $x = R_0^D / r^D \rightarrow 1$  радиационный поток исчезает, при увеличении  $x$  поток нарастает, поскольку увеличивается площадь генерации ТД.

### ВЫВОДЫ

Получено точное выражение для потока ТД на единицу длины краевой дислокации в области ее влияния, учитывающее их упругое взаимодействие и источник ТД. В силу линейности задачи оно разбивается на два слагаемых. Первое – обусловлено разностью химических потенциалов ТД на внутренней и внешней границах (12). Второе – поток чисто радиационного происхождения (13), пропорциональный мощности источника. Здесь он выписан для постоянного источника, однако (13) легко обобщается на случай произвольной зависимости  $K(r)$ . Роль поправок в точном решении  $J^{D,(0)}$  усиливается с ростом плотности

дислокаций. При низкой плотности точное решение совпадает с приближенным [3].

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. P.T. Heald, M.V. Speight Point defect behaviour in irradiated materials // *Acta Met.* 1955, v. 23, p. 1389-1399.
2. F.S. Ham // *J. Appl. Phys.* 1959, v. 30, p. 915.
3. И.Г. Маргвелашвили, З.К. Саралидзе. Влияние упругого поля дислокации на стационарные диффузионные потоки точечных дефектов // *ФТТ.* 1973, т. 15, с. 2665-2668.
4. W.G. Wolfer, M. Ashkin. Diffusion of vacancies and interstitials to edge dislocations // *J. Appl. Phys.* 1976, v. 47, N 3, p. 791-800.
5. H. Rauh, D. Simon. On the diffusion process of point defects in the stress field of edge dislocations // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1978, v. 46, p. 499-510.
6. Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. М.: «Атомиздат», 1972, 600 с.

Статья поступила в редакцию 03.06.2013 г.

## ДИФУЗІЙНА ЗАДАЧА В ОКОЛІ КРАЙОВОЇ ДИСЛОКАЦІЇ. ТОЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

*О.Г. Троценко, П.М. Остапчук*

Одержано точний вираз для стаціонарного потоку точкових дефектів на крайову дислокацію. Завдяки лінійності задачі він розбивається на два доданки. Перший обумовлений різницею в хімічних потенціалах точкових дефектів на ядрі дислокації та зовнішній границі її області впливу. Другий – потік точкових дефектів, обумовлений їх об'ємним джерелом радіаційного походження.

## DIFFUSION PROBLEM IN THE VICINITY OF AN EDGE DISLOCATION. EXACT SOLUTION

*O.G. Trotsenko, P.N. Ostapchuk*

Exact solution is derived for a steady-state flow of point defects to an edge dislocation. The result can be presented a sum of two constituents due to the linear dependence of the flow on defect concentration. The first constituent is due to the difference of chemical potentials of point defects at the dislocation core and at the outer boundary of its region of influence. The second constituent originates from the bulk source of point defects, e.g. produced by irradiation.