К ВОПРОСУ О ПРЕФЕРЕНСЕ ПОР В УПРУГОАНИЗОТРОПНЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

П. Н. Остапчук

С помощью тензора Грина неограниченного слабоанизотропного кристалла кубической системы получено выражение для энергии упругого взаимодействия точечного дефекта с газовой порой. Оно отличается от своего (обычно используемого со ссылкой на Эшелби) аналога дополнительным множителем. В случае слабого взаимодействия методом последовательных приближений найдены коэффициенты асимметрии поглощения точечных дефектов газовой порой.

Как известно, концепция преференса или предпочтительного поглощения стоком точечных дефектов (ТД) определенного сорта играет важную роль в физике радиационных повреждений твердого тела. В частности, она лежит в основе современных представлений о физической природе явления радиационного распухания металлов [1]. Причину такого предпочтения обычно связывают с различием в упругом взаимодействии вакансий и собственных междоузельных атомов (СМА) со стоком данного типа [2, 3]. Это различие приводит к некоторой асимметрии диффузионных потоков ТД на сток, что и интерпретируется как предпочтение (преференс) данного стока к определенному сорту точечных дефектов. Таким образом, понятие преференса подразумевает, во-первых, знание энергии упругого взаимодействия ТД со стоком и, во-вторых, наличие корректной процедуры вычисления диффузионного потока ТД на сток с учетом этого взаимодействия. Последний момент особенно важен при учете анизотропии кристалла, когда из-за появляющейся угловой зависимости получить решение соответствующей диффузионной задачи в общем виде не удается.

Для определенности рассмотрим кристаллы кубической системы и ограничимся размерным взаимодействием. Поры будем считать сферическими. В рамках этих предположений были предложены два варианта возможного решения проблемы: 1) усреднение энергии упругого взаимодействия по угловым переменным [4] и сведение тем самым диффузионной задачи к точно решаемому случаю радиальной симметрии [5]; 2) использование теории возмущений [6], считая дрейфовый член в диффузионном уравнении малым возмущением для основного решения, не учитывающего упругого взаимодействия. Поскольку вариант с усреднением не может претендовать на математическую корректность, логично было бы проверить достоверность результатов [4] в каком-либо предельном случае с помощью регулярного метода, например теории возмущений. В этой связи сравнение результатов [4] и [6] в случае слабого взаимодействия приводит к некоторому несоответствию: согласно [4], асимметрия в потоках ТД на пору пропорциональна квадрату параметра анизотропии ξ, в то время как [6] дает линейную зависимость. Последнее означало бы, что преференс пор меняет знак при переходе от кристаллов с $\xi > 0$ к присталлам с $\xi < 0$. А тогда и кинетика эволюции ансамбля пор в таких материалах существенно отличалась бы. Поэтому основная цель настоящей работы состояла в выяснении истинной зависимости преференса пор от параметра анизотропии в случае слабого взаимодействия. Но, поскольку понятие преференса включает в себя еще и вычисление энергии упругого взаимодействия ТД с порой, представляло интерес получить ее иным по сравнению с Эшелби [7] способом. Таковым, по нашему мнению, является использование тензора Грина для упругоанизотропной среды, полученного Лифшицем и Розенцвейгом [8]. Таким образом, первая часть работы содержит краткий вывод искомой энергии упругого взаимодействия, а вторая посвящена вычислению потоков точечных дефектов к поре с учетом этой энергии.

1. Энергия упругого взаимодействия газовой поры с точечными дефектами в кубических кристаллах

Энергия размерного взаимодействия ТД α-го сорта с полем упругих деформаций $e_{ij}(\mathbf{r})$ имеет вид [9]

$$E_\alpha(\mathbf{r}) = -K\Omega_\alpha e_{ii}(\mathbf{r}), \tag{1}$$

где $e_{ii}(\mathbf{r}) = \mathrm{Sp}\ e_{ij}(\mathbf{r})$ — дилатация поля деформаций e_{ij}, вычисленная в центре ТД «r»; Ω_α — объем несоответствия ТД α-го сорта; K — модуль сжатия. Наша задача — найти $e_{ij}(\mathbf{r})$, создаваемое сферической порой радиуса R с давлением газа P в произвольной точке $\mathbf{r}$ бесконечной упругой среды, характеризуемой тензором модулей упругости

$$C_{iklm} = C_{12}\delta_{ik}\delta_{lm} + C_{44}(\delta_{il}\delta_{mk} + \delta_{im}\delta_{kl}) + d\sum_p \delta_{ip}\delta_{kp}\delta_{lp}\delta_{mp},$$

$$d \equiv C_{11} - C_{12} - 2C_{44}.$$

Здесь C_{11}, C_{12}, C_{44} — минимальные числа отличных от нуля модулей в кристаллах кубической системы; величина d служит мерой анизотропии упругих свойств кубического кристалла.

Искомый тензор деформаций легко найти, зная смещение $u_i(\mathbf{r})$ в точке $\mathbf{r}$. Если последнее обусловлено точечной силой F_i, приложенной в точке $\mathbf{r}'$, то

$$u_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')F_j(\mathbf{r}'),$$

где $G_{ij}(\mathbf{r}\mathbf{r}')$ — тензор Грина данной упругой среды. Наконец, если сила распределена по поверхности S и имеет величину $P^T_{ij}n_j dS$ на каждый элемент поверхности dS с нормалью $\mathbf{n}$, то суммарное смещение в точке $\mathbf{r}$ равно

$$u_i(\mathbf{r}) = \int_S dS\, P^T_{km}n_m G_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \tag{2}$$

Согласно работе [8], тензор Грина неограниченного слабоанизотропного монокристалла кубической системы имеет вид

$$G_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \simeq \frac{1}{8\pi b(a+2b)}\left\{(a+3b)\frac{\delta_{ik}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + (a+b)\frac{(x_i - x_i')(x_k - x_k')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} + \right.$$

$$+ \frac{3}{2}\xi\left[\frac{a-b}{3}\left(1 - \frac{(x_i - x_i')^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)\frac{\delta_{ik}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - (a+b)\frac{(x_i - x_i')(x_k - x_k')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} + \right.$$

$$\left.\left. + \frac{a+b}{2}\frac{(x_i - x_i')(x_k - x_k')^3 + (x_k - x_k')(x_i - x_i')^3}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^5}\right]\right\},$$

где

$$a \equiv C_{12},\ b \equiv C_{44},\ \xi \equiv d/b,\ d \ll a,\ b.$$

Что касается напряжений P^T_{km}, то они, согласно Эшелби [9], обусловлены так называемой «свободной» деформацией e^T_{km} воображаемого включения и связаны с ней законом Гука. Термин «свободная» подразумевает однородную деформацию, которую бы претерпевало такое включение в отсутствие окружающей матрицы. Учитывая сферическую симметрию поры, вслед за авторами [2] будем считать, что $e^T_{km}=\delta_{km}$ const, соответственно $P^T_{km}=P^T\delta_{km}$ (неизвестную пока константу P^T не следует путать с давлением газа в поре P). Тогда, преобразуя поверхностный интеграл (2) в объемный, для искомого тензора деформаций получаем

$$e_{ij}(\mathbf{r})=\frac{1}{2}P^T\left\{\Phi_{ik,\,kj}(\mathbf{r})+\Phi_{jk,\,ki}(\mathbf{r})\right\}, \tag{3}$$

где

$$\Phi_{ij}(\mathbf{r})=-\int\limits_V G_{ij}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')\,d\mathbf{r}',$$

$$\Phi_{ik,\,kj}=\sum_k\frac{\partial^2\Phi_{ik}}{\partial x_j\partial x_k}$$

(интегрирование проводится по объему сферы радиуса R).

Итак, нам остается подставить $G_{ij}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')$ в (3) и вычислить Sp $e_{ij}(\mathbf{r})$. Сразу заметим следующее. При $\xi=0$ $(C^0_{11}=C^0_{12}+2C^0_{44})$ первые два слагаемых G_{ik} $(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')$ представляют собой тензор Грина изотропной среды, которой, как показано в [2], не дает вклада в размерное взаимодействие. Поэтому в дальнейшем нас будут интересовать только слагаемые, пропорциональные параметру $\xi\ll 1$, которые можно представить в виде

$$G^{(1)}_{ik}=\frac{3\xi}{16\pi b\,(a+2b)}\left[-\frac{\delta_{ik}}{2}\left(\frac{a+5b}{3}\frac{\partial^2}{\partial x_i^2}+(a+b)\frac{\partial^2}{\partial x_k^2}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\ |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|+\frac{a+b}{18}\left(\frac{\partial^4}{\partial x_k\partial x_i^3}+\frac{\partial^4}{\partial x_i\partial x_k^3}\right)|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3\right]. \tag{4}$$

Таким образом, все вычисления сводятся к частным производным от выражений

$$\int\limits_V|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\,d\mathbf{r}'=\frac{4\pi}{3}R^3r\left(1+\frac{1}{5}\frac{R^2}{r^2}\right),$$

$$\int\limits_V|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3\,d\mathbf{r}'=\frac{4\pi}{3}R^3r^3\left(1+\frac{6}{5}\frac{R^2}{r^2}+\frac{3}{35}\frac{R^4}{r^4}\right).$$

В результате для Sp $e_{ij}(\mathbf{r})$ получаем

$$\mathrm{Sp}\,e_{ij}(\mathbf{r})=\frac{5}{2}\frac{P^T}{a+2b}\left(\frac{R}{r}\right)^3\xi\left(1+\frac{7q}{5b}\frac{R^2}{r^2}\right)\left\{-\frac{3}{5}+\frac{\sum\limits_k x_k^4}{r^4}\right\}. \tag{5}$$

Далее, так как параметр анизотропии $\xi\equiv(C_{11}-C_{12}-2C_{44})/C_{44}$ мал, для сохранения линейности по ξ величины a, b, P^T, фигурирующие в (5), следует взять из решения аналогичной задачи для изотропной среды [2]

$$P^T = \frac{3}{2}\frac{1-\nu}{1-2\nu}\left(P - \frac{2\gamma}{R}\right),$$

$$a + 2b \simeq 2\mu\,\frac{1-\nu}{1-2\nu},$$

$$\frac{a}{b} = \frac{2\nu}{1-2\nu},$$

где ν — коэффициент Пуассона. И после их подстановки в (5) окончательно получаем

$$E_\alpha(\mathrm{r}) = \frac{5\Omega_\alpha}{4}\frac{1+\nu}{1-2\nu}\left(P - \frac{2\gamma}{R}\right)\xi\left(\frac{R}{r}\right)^3\left\{\frac{\sum\limits_k x_k^4}{r^4} - \frac{3}{5}\right\}\left(1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1-2\nu}\frac{R^2}{r^2}\right). \tag{6}$$

Обратим внимание на то, что это выражение отличается от обычно используемого [4, 6] со ссылкой на Эшелби множителем

$$1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1-2\nu}\frac{R^2}{r^2}.$$

Возможно, он и не играет заметной роли в конкретных приложениях, однако он следует из приведенного выше тензора Грина и пренебрегать им нет особых оснований.

2. Влияние упругоанизотропного взаимодействия на диффузионные потоки точечных дефектов к поре

Нас будет интересовать решение следующей диффузионной задачи:

$$\operatorname{div}\mathrm{j}(\mathrm{r}) = 0,\ \ \mathrm{j} = -e^{-\beta E(\mathrm{r})}\nabla\left\{\frac{DC(\mathrm{r})}{\omega}e^{\beta E(\mathrm{r})}\right\}, \tag{7}$$
$$C|_{r=R} = C_R^e e^{-\beta E(R)},\ \ C|_{r\to\infty} = \bar{C}.$$

Здесь $\mathrm{j}(\mathrm{r})$ — плотность потока ТД с учетом дрейфового члена; ω — атомный объем; $C(\mathrm{r})$ — концентрация ТД в точке r; $\beta = 1/kT$; D — объемный коэффициент диффузии ТД (для простоты D считается константой, т. е. мы не учитываем возможного эффекта изменения энергии активации миграции ТД за счет упругого взаимодействия с порой [2]); C_R^e — равновесная концентрация ТД вблизи поверхности поры в отсутствие упругого взаимодействия. Индекс, нумерующий тип ТД, опущен, чтобы не загромождать последующие выкладки.

Удобно ввести новую переменную $\psi(\bar{\mathrm{r}})$

$$\psi(\mathrm{r}) = \frac{\bar{C} - C(\mathrm{r})\exp\beta E(\mathrm{r})}{C - C_R^e}.$$

Тогда (7) принимает вид

$$\Delta\psi(\mathrm{r}) = \beta\nabla\psi(\mathrm{r})\,\nabla E(\mathrm{r}),$$
$$\psi(R) = 1,\ \ \psi(\infty) = 0, \tag{8}$$

а искомый поток ТД на пору равен

$$I(R) = \frac{D}{\omega}\left(\overline{C} - C_R^e\right) \oint dS e^{-\beta E} \mathbf{n}\nabla\psi. \tag{9}$$

Интеграл берется по поверхности поры (dS — элемент поверхности с нормалью $\mathbf{n}$, направленной от центра поры).

В отсутствие упругого взаимодействия ($E = 0$) из (8) и (9) имеем

$$I_0(R) = -4\pi R \frac{D}{\omega}\left(\overline{C} - C_R^e\right). \tag{10}$$

Учитывая (10), $I(R)$ запишем в виде

$$I(R) = -4\pi R \frac{D}{\omega}\left(\overline{C} - C_R^e\right) Z(R), \tag{11}$$

где

$$Z(R) = -\frac{1}{4\pi R} \oint dS e^{-\beta E} \mathbf{n}\nabla\psi$$

— эффективность поглощения ТД порой, обусловленная их упругим взаимодействием (при $E = 0$ $Z(R) = 1$).

В физике радиационного материаловедения, однако, играет существенную роль не абсолютная величина $Z(R)$ по отношению к точечным дефектам разного сорта, а их разность, называемая фактором предпочтения или преференсом данного стока (в нашем случае — поры)

$$\delta_c(R) = Z_i(R) - Z_v(R),$$

где i, v — СМА и вакансии соответственно. Так, в изотропном случае в силу радиальной симметрии (8) эффективность поглощения дается выражением общего вида

$$Z(R) = \left[R \int_R^\infty e^{\beta E(r)} \frac{dr}{r^2}\right]^{-1}. \tag{12}$$

Если для простоты считать поры чисто вакансионными ($P = 0$), то, согласно [10], основной вклад в энергию их упругого взаимодействия с ТД вносит взаимодействие изображения, и $Z(R)$ в этом случае имеет вид

$$Z(R) \simeq 1 + \frac{\alpha}{R},$$

где α — некоторая константа, такая, что $\alpha/R \ll 1$ и $\alpha_i > \alpha_v$.

Отсюда следует, что $\delta_c(R) = (\alpha_i - \alpha_v)/R > 0$ и обратно пропорционален радиусу. Таким образом, все поры имеют предпочтение к поглощению СМА, однако тем меньшее, чем больше их радиус. В коллективной борьбе за СМА выигрывают, очевидно, маленькие поры и растворяются. Остающиеся в избытке вакансии поглощаются более крупными порами, обусловливая их рост. В результате такой механизм (в [11] он получил название механизма радиационно-индуцированной коалесценции пор) может быть ответствен за экспериментально наблюдаемое падение плотности пор с ростом дозы облучения.

В нашем случае основная задача состоит в выяснении зависимости δ_c от параметра анизотропии кристалла ξ. Но, поскольку решить (8) в общем виде не удается, рассмотрим лишь предельный случай слабого взаимодействия, когда правую часть (8) можно считать малым возмущением. Роль малого параметра будет играть ξ. Тогда решение (8) ищем в виде ряда $\psi = \psi_0 + \xi\psi_1 + \xi^2\psi_2 + \ldots$. Аналогично $Z = Z_0 + \xi Z_1 + \xi^2 Z_2 + \ldots$. Нулевое приближение соответствует отсутствию взаимодействия и имеет вид

$$\psi_0(r) = \frac{R}{r}, \quad Z_0 = 1.$$

Для приближения первого порядка имеем

$$\begin{gathered} \Delta\psi_1(\mathbf{r}) = \beta\nabla\psi_0\nabla\tilde{E}, \\ \psi_1(R) = 0, \quad \psi_1(\infty) = 0, \\ Z_1(R) = -\frac{1}{4\pi R}\oint \mathbf{n}\,(\nabla\psi_1 - \beta\tilde{E}\nabla\psi_0)\,dS, \end{gathered} \tag{13}$$

где $\widetilde{E}(\mathbf{r})$ дается формулой (6), но без параметра ξ. Решение (13) можно построить, если принять во внимание, что величина

$$\left\{\frac{3}{5} - \frac{1}{r^4}\sum_k x_k^4\right\}$$

в сферических координатах есть поверхностная сферическая гармоника степени 4

$$\frac{3}{5} - \frac{1}{r^4}\sum_k x_k^4 = \mathrm{Y}_4(\theta, \varphi) = -\frac{2}{5}P_4^0(\cos\theta) - \frac{1}{4\cdot 105}P_4^4(\cos\theta)\cos 4\varphi,$$

$P_j^m(x)$ — присоединенные функции Лежандра первого рода.

Тогда (13) допускает разделение переменных и его решение представимо в виде

$$\begin{gathered} \psi_1(\mathbf{r}) = \eta Y_4(\theta, \varphi)\left\{\frac{3}{8}\left(\frac{R^5}{r^5} - \frac{R^4}{r^4}\right) - \frac{7}{5}\frac{\nu}{1-2\nu}\left(\frac{R^5}{r^5} - \frac{R^6}{r^6}\right)\right., \\ \eta \equiv -\frac{5}{4}\Omega\beta\frac{1+\nu}{1-2\nu}\left(P - \frac{2\gamma}{R}\right). \end{gathered} \tag{14}$$

Далее, поскольку

$$\mathbf{n}\nabla\psi_1 = \frac{\partial}{\partial r}\psi_1, \quad \mathbf{n}\nabla\psi_0 = \frac{\partial}{\partial r}\psi_0,$$

а поверхностный интеграл от $Y_4(\theta, \varphi)$ равен нулю, очевидно, что $Z_1 = 0$. Таким образом, результат [6] представляется неверным: поправка в $Z(R)$, обусловленная анизотропией кристалла, квадратична по ξ.

Для приближения второго порядка имеем

$$\begin{gathered} \Delta\psi_2(\mathbf{r}) = \beta\nabla\psi_1\nabla\tilde{E}, \\ \psi_2(R) = 0, \quad \psi_2(\infty) = 0, \\ Z_2(R) = -\frac{1}{4\pi R}\oint \mathbf{n}\,\left(\nabla\psi_2 - \beta\tilde{E}\nabla\psi_1 + \frac{1}{2}\beta^2\widetilde{E}^2\nabla\psi_0\right)dS. \end{gathered} \tag{15}$$

Поскольку нас интересует только величина Z_2 (именно она входит в результирующий поток (11)), приводить решение для $\psi_2(\mathbf{r})$ мы не будем. Ограничимся лишь аргументацией того, что $\psi_2(\mathbf{r})$ в поверхностный интеграл (а следовательно, и в Z_2) вклада не дает. Действительно, поскольку

$$\psi_1(\mathbf{r}) = \eta\, Y_4(\Theta, \varphi)\, U(r),$$
$$\beta \tilde{E}(r) = \eta Y_4(\theta, \psi)\, W(r),$$

где U, W, согласно (6), (14), зависят только от $|\mathbf{r}|$, решение (15) можно искать в виде

$$\psi_2(\mathbf{r}) = \sum_j \sum_{m=o}^{j} P_j^m(\cos\theta)\,(\alpha_{jm}(r)\cos m\varphi + \beta_{jm}(r)\sin m\varphi),$$

предварительно разложив аналогичным образом угловую зависимость в правой части (15). Но тогда результат очевиден — соответствующий поверхностный интеграл равен нулю и

$$Z_2(R) = \frac{1}{8}\eta^2\left(1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1-2\nu}\right)\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta\, [\mathrm{Y}_4(\theta, \varphi)]^2 =$$
$$= 2.7\cdot 10^{-3}\left(1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1-2\nu}\right)\eta^2.$$

Окончательно для эффективности поглощения ТД порой в случае слабого взаимодействия имеем

$$Z_a(R) \simeq 1 + 0.0042\left(1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1-2\nu}\right)\left(\frac{1+\nu}{1-2\nu}\xi\right)^2\left[\beta\Omega_a\left(P - \frac{2\gamma}{R}\right)\right]^2, \qquad (16)$$

и так как $\Omega_i > |\Omega_v|$, пора обладает преференсом к СМА независимо от знака параметра анизотропии кристалла ξ и знака величины $P - 2\gamma/R$.

Похожая схема последовательных приближений может быть развита и в случае, когда упругоанизотропное взаимодействие рассматривается как малая поправка к изотропному взаимодействию, т. е. $E(\mathbf{r}) = E_1(r) + \xi E_2(\mathbf{r})$ и $\xi \ll 1$. Тогда нулевое приближение $Z_0(R)$ определяется только изотропной частью $E_1(r)$ и совпадает с (12), линейная по ξ поправка, как легко показать, отсутствует $Z_1(R) = 0$, а $Z_2(R)$, естественно, пропорциональна ξ^2. Вычислить Z_2 в общем виде, однако, не удается из-за трудностей, связанных с вычислением $\varphi_1(\mathbf{r})$. Но если $\beta E_1(r) \ll 1$, то полный преференс поры есть простая сумма преференсов, обусловленных отдельно изотропным и анизотропным взаимодействием.

И последнее замечание, касающееся критерия слабого взаимодействия $\beta E < 1$. Простые численные оценки показывают, что при $|\xi| \sim 0.1$ и $T = 800$ K (температура в районе максимума распухания Ni и ряда конструкционных сталей при реакторном облучении) этот критерий имеет место лишь для достаточно крупных ($R \gtrsim 50$ Å) вакансионных ($P = 0$) пор либо пузырьков, давление газа в которых $P \sim 2\gamma/R$. В случае же мелких ($R < 50$ Å) вакансионных пор либо перепрессованных $(P - 2\gamma/R) \sim 0.1\mu$ газовых пузырьков имеет место обратное неравенство $\beta E > 1$. При этом ничего разумного по части решения исходного диффузионного уравнения (8) придумать не удается и вопрос о корректности результата [4] для сильного взаимодействия остается открытым.

Обратим внимание на то, что выражение (6) для энергии упругого взаимодействия ТД с газовой порой отличается от своего (обычно используемого со ссылкой на Эшелби) аналога дополнительным множителем

$$\left(1 + \frac{7}{5}\frac{2\nu}{1 - 2\nu}\frac{R^2}{r^2}\right) \leq 4.$$

Возможно, что Эшелби просто отбросил слагаемое, пропорциональное $(R/r)^2$, считая его малым по сравнению с единицей. Возможно, однако, что с этим множителем связано принципиальное различие метода функций Грина и метода последовательных приближений, использующего идею выделения изотропной составляющей C^0_{ij} из упругих модулей C_{ij}: $C_{ij}\ C^0_{ij} + C'_{ij}$, $C'_{ij} \ll C^0_{ij}$.

В случае слабого взаимодействия ($\beta E < 1$) найдены потоки точечных дефектов на пору с учетом полученного выражения для энергии их упругого взаимодействия. Вклад анизотропии в коэффициент асимметрии поглощения точечных дефектов порой пропорционален ξ^2. Аналогичный результат дает усреднение дрейфового члена по угловым переменным [4], однако численное значение поправки оказывается на порядок большим, чем в (16).

Автор выражает признательность В. В. Слезову за полезные дискуссии.

Список литературы

[1] Зеленский В. Ф., Неклюдов И. М. и др. Некоторые проблемы физики радиационных повреждений металлов. Киев, 1979. 185 с.
[2] Wolfer W. G., Ashkin M. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 2. P. 151—157.
[3] Wolfer W. G., Ashkin M. // J. Appl. Phys. 1975. V. 47. N 3. P. 791—798.
[4] Бородин В. А., Маничев В. М., Рязанов А. И. // ФММ. 1987. Т. 63. № 3. С. 435—443.
[5] Слезов В. В., Остапчук П. Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 193—199.
[6] Васильев А. А., Корольков М. Д., Мелькер А. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3345—3349.
[7] Eshelby J. D. // Acta Met. 1955. V. 3. N 5. P. 487—490.
[8] Лифшиц И. М., Розенцвейг Л. Н. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 9. С. 783—791.
[9] Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М., 1963. 215 с.
[10] Wolfer W. G. // Proceedings of an Int. Conf. held at Gatlinburg. Tennessee, USA, 1975. P. 812—819.
[11] Дубинко В. И., Остапчук П. Н., Слезов В. В. // ФММ. 1988. Т. 65. № 1. С. 32—43.

Харьковский физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
3 февраля 1992 г.