

## ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВСПЫШЕК В ЭЛЕКТРОННОЙ, ИОННОЙ И ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОДСИСТЕМАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕТАЛЛОВ ПУЧКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*В.И. Дубинко\*, В.Ф. Клепиков\*\*, В.Е. Новиков\*\*, П.Н. Остапчук\*\*, А.А. Сорока\*, Л.В. Танатаров\*, И.В. Танатаров\**

*\*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»;*

*\*\*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,  
г. Харьков, Украина*

При облучении материалов быстрыми ионами или электронами основная доля энергии частиц тратится на возбуждение электронной подсистемы, которая затем передает ее решетке посредством электрон-фононного взаимодействия. Проводится анализ влияния температурных вспышек в электронной системе на кинетические коэффициенты, которые экспоненциально зависят от температуры ионной подсистемы. Вводится также представление о кинетической «температуре» дислокационной подсистемы, которая характеризуется меньшими временами «разогрева» по сравнению с ионной. В результате термовспышки в дислокационной подсистеме могут быть более мощными, чем в ионной, что может приводить к увеличению скорости реперползания и скольжения дислокаций в условиях облучения при низких температурах решетки.

### ВВЕДЕНИЕ

В общепринятой теории радиационных повреждений предполагается, что основные эффекты облучения связаны с образованием вакансий и собственных междоузельных атомов (СМА). Различие в поглощении вакансий и СМА представляется основной причиной эволюции микроструктуры под действием облучения. В то же время возврат механических свойств является следствием термических флуктуаций, приводящих к отжигу пор, термической ползучести и пластической деформации металлов. Однако эти механизмы действуют только при высоких температурах. В недавних работах [1-4] предложен новый механизм, стимулирующий пластическую деформацию металлов и возврат механических свойств при облучении быстрыми частицами в области сравнительно низких температур. Механизм обусловлен неравновесными флуктуациями энергетических состояний атомов, окружающих кристаллические дефекты: дислокации, поры и др. при рассеянии на них радиационно-индуцированных возбуждений атомной структуры металла. Показано, что рассеяние радиационно-индуцированных фокусированных столкновений атомов на макродефектах может приводить к растворению пор [1, 2], реперползанию дислокаций [3] и откреплению дислокаций от стопоров [4]. Но облучение возбуждает не только ионную подсистему. При облучении материалов быстрыми ионами или электронами основная доля энергии частиц тратится на возбуждение электронной подсистемы, которая затем передает ее решетке (и решеточным дефектам) посредством электрон-фононного взаимодействия. Обычно предполагается, что на временах порядка  $10^{-15}$  с электронный газ в области трека прохождения быстрой частицы термализуется, и его локальная температура может достигать 10...100 эВ [5, 6]. Возникающая таким образом «термовспышка» остывает как за счет переноса тепла в электронной подсистеме,

так и за счет передачи тепла ионной подсистеме. Этот процесс описывается в континуальной модели, предложенной в работе [7], системой двух связанных дифференциальных уравнений теплопроводности, которые учитывают диффузию тепла в электронной и ионной подсистемах и теплообмен между ними. Решение этой системы уравнений обычно проводится численно, что позволяет описать пространственно-временную эволюцию отдельной термовспышки [5, 6]. В данной работе получено аналитическое решение системы уравнений в линейном приближении, на основании которого проводится статистический анализ влияния термовспышек в электронной системе на кинетические коэффициенты, которые экспоненциально зависят от температуры ионной подсистемы.

В реальных кристаллах «горячие» электроны рассеиваются не только на тепловых колебаниях решетки (электрон-фононное взаимодействие), но и на структурных дефектах, таких как дислокации, приводя к локальному повышению энергии тепловых осцилляций дислокационных сегментов. Это позволяет ввести представление о кинетической «температуре» дислокационной подсистемы, которая определяется балансом теплообмена с электронной и решеточной подсистемами, каждая из которых характеризуется собственной кинетической «температурой». В общем случае эволюция всех трех «температур» определяется системой трех самосогласованных дифференциальных уравнений, учитывающих теплообмен между подсистемами. Обсуждение модели «горячих» дислокаций проводится в заключительной части работы.

### ДВУХТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ

Локальные разогревы или термовспышки обусловлены передачей части кинетической энергии налетающей частицы электронной и ионной подсистеме.

мам образца. Если время пролета частицы (время передачи энергии среде) значительно меньше наименьшего из времен релаксации, пролетающую частицу можно считать мгновенным источником энергии. Поэтому задача по существу состоит в описании релаксации начального распределения температуры решетки  $T_p$  и электронов  $T_e$ , которое задается функциями  $\theta_{e,p}(r)$ . Согласно [7] эта релаксация описывается системой двух связанных уравнений теплопроводности, которые учитывают диффузию тепла в электронной и ионной подсистемах и теплообмен между ними:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \chi_e \Delta T_e - \alpha_e (T_e - T_p); \quad \alpha_e \in \frac{\alpha_{ep}}{c_e}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \chi_p \Delta T_p + \alpha_p (T_e - T_p), \quad \alpha_p \in \frac{\alpha_{ep}}{c_p} \quad (2)$$

с начальными условиями  $T_{e,p}(t=0) = \theta_{e,p}(r)$ , где  $c_{e,p}$  и  $\chi_{e,p}$  – теплоемкость и коэффициент температуропроводности каждой из подсистем соответственно;  $\alpha_{ep}$  – коэффициент электрон-фононного взаимодействия, характеризующий интенсивность теплообмена между подсистемами [8].

Для получения аналитического решения системы уравнений (1)-(2) будем считать, что коэффициенты  $\alpha, \chi, c$  не зависят от  $T$ . Формально уравнение (1) можно переписать в виде:

$$T_e(r, t) = \int dr' G_e(r - r') \theta_e(r') - \alpha_e \tilde{G}_e(T_e - T_p); \quad (3)$$

$$T_p(r, t) = \int dr' G_p(r - r') \theta_p(r') + \alpha_p \tilde{G}_p(T_e - T_p); \quad (4)$$

$$G_{e,p}(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{1}{4\pi\chi_{e,p}t} \exp\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{4\chi_{e,p}t}\right); \quad (5)$$

$$\tilde{G}_{e,p}(T_e - T_p) = \frac{1}{4\pi\chi_{e,p}} \int_0^t \frac{dt'}{t-t'} \int d\vec{r}' \tilde{T}_{e,p}(\vec{r} - \vec{r}', t-t') \exp\left\{ \frac{\chi}{4\chi_{e,p}(t-t')} \frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{(t-t')} \right\} (T_e - T_p). \quad (6)$$

К обеим частям равенств (3), (4) применим интегральные преобразования Фурье (по координате) и Лапласа (по времени). В результате получим систему линейных уравнений для образов  $\tilde{T}_{e,p}(k, s)$ , решая которую и делая обратные преобразования, получим искомые  $T_{e,p}(r, t)$ . Общая схема довольно громоздка, и результат, естественно, зависит от вида  $\theta_{e,p}(r)$ . Сделаем упрощающее предположе-

ние: частица теряет энергию вдоль трека равномерно, и его длина много больше радиуса термовспышки («игольчатый» источник). Трек расположен вдоль оси  $Z$ , его середина совпадает с началом координат. Тогда в полярных координатах запишем:

$$\theta_{e,p}(r) = \frac{\varepsilon_{e,p}}{c_{e,p}L} \frac{1}{4\pi\rho_0^2} \exp\left\{ \frac{\chi}{\rho_0^2} \frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{(t-t')} \right\}, \quad (7)$$

где  $\rho$  – модуль радиус-вектора;  $\rho_0$  – степень размытости или дисперсия начального распределения потерь энергии в плоскости, перпендикулярной треку;  $L$  – длина свободного пробега частицы;  $\varepsilon_{e,p}$  – доля энергии, переданная электронам и решетке соответственно. В рамках сделанных предположений получим точное решение системы (1)-(2):

$$T_{e,p}(\rho, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dk k J_0(k\rho) \times \quad (8)$$

$$\times \exp(-k^2\rho_0^2) \tilde{T}_{e,p}(k^2, t);$$

$$\tilde{T}_{e,p}(k^2, t) = \frac{\alpha(\varepsilon_e + \varepsilon_p) \exp(-\mu_1 t) - \exp(-\mu_2 t)}{c_e c_p L (\mu_2 - \mu_1)} + \frac{\varepsilon_{e,p}}{c_{e,p}L} \left[ \frac{\exp(-\mu_1 t) (k^2 \chi_{p,e} - \mu_1)}{\mu_2 - \mu_1} - \frac{\exp(-\mu_2 t) (k^2 \chi_{p,e} - \mu_2)}{\mu_2 - \mu_1} \right]; \quad (9)$$

$$\mu_{1,2} = \frac{1}{2} (k^2(\chi_e + \chi_p) + (\alpha_e + \alpha_p) \mp \sqrt{(k^2(\chi_e - \chi_p) + (\alpha_e - \alpha_p))^2 + 4\alpha_e \alpha_p})^{1/2}. \quad (10)$$

Предельный переход  $\alpha_{ep} \rightarrow 0$  соответствует адиабатическому предельному случаю, рассмотренному в работе [7], когда обмен между подсистемами отсутствует, уравнения (1)-(2) расцепляются, и мы приходим к простому результату:

$$T_{e,p}(\rho, t) = \frac{\varepsilon_{e,p}}{4\pi c_{e,p}L(\chi_{e,p}t + \rho_0^2)} \times \exp\left(-\frac{\rho^2}{4(\chi_{e,p}t + \rho_0^2)}\right). \quad (11)$$

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМОВСПЫШЕК НА КИНЕТИКУ ТЕРМОАКТИВИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ

Оценим влияние термовспышек на величину кинетических коэффициентов, которые экспоненциально зависят от температуры ионной подсистемы:  $F(T) = F_0 \exp(-E_a/k_B T)$ , где  $E_a$  – энергия активации термоактивированного процесса (например, открепления дислокации от стопора);  $k_B$  – постоянная Больцмана. Нас интересует величина отклоне-

ния  $\langle F(T) \rangle - F(\bar{T})$ , где  $\langle F(T) \rangle$  - кинетический коэффициент, усредненный по некоторому объему  $V$  и времени  $t_{rel}$ , намного превосходящими пространственно-временные масштабы термовспышек:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{Vt_{rel}} \iint F(T(\vec{r}, t) + \bar{T}) dV dt, \quad (12)$$

где  $T(r, t)$  - температура, отсчитываемая от средней температуры тела  $\bar{T}$ . В работе [7] была предложена приближенная схема такого усреднения. По существу она сводит многочастичную задачу термовспышек в фазовом объеме  $dV dt$  к одночастичной, т.е. к найденному выше температурному полю от одной термовспышки. Ключевой момент этой схемы - определение величины четырехмерного объема пространства-времени  $\Omega(T)$ , в котором температура от вспышки выше  $T$ . В случае игольчатого источника  $\Omega(T)$  имеет вид:

$$\Omega(T) = \pi L \int_0^{t_0} \rho^2(T, t) dt, \quad (13)$$

где  $\rho(T, t)$  - кривая постоянной температуры;  $t_0(T)$  - момент времени, когда  $\rho(T, t)$  обращается в нуль. Согласно [7] выражение (12) можно представить в виде

$$\langle F(T) \rangle = \int_0^{\infty} F(\bar{T} + T) P(T) dT; \quad (14)$$

$$P(T) = -N \frac{d\Omega(T)}{dT} = -\frac{dW(T)}{dT},$$

где  $P(T)$  - плотность вероятности термовспышки или отклонения температуры рассматриваемой подсистемы от своего среднего значения  $\bar{T}$ ;  $N$  - число вспышек в единице объема в единицу времени;  $W(T) \ll N(T)$  - вероятность того, что отклонение температуры от среднего значения окажется больше  $T$ . Переходя от интегрирования по  $T$  к интегрированию по  $W$ , выражение для среднего (14) можно переписать в виде

$$\langle F(T) \rangle = \int_0^1 F(\bar{T} + T(W)) dW. \quad (15)$$

Таким образом, для усреднения макро-характеристики, зависящей только от  $T$  нужно точное решение для  $T(\rho, t)$  (8)-(10) обратить относительно  $\rho$ , т.е. получить  $\rho(T, t)$ , решить уравнение  $\rho(T, t_0) = 0$  относительно  $t_0$  и найти явные выражения для  $W(T)$  и  $T(W)$ . Такие вычисления удастся провести аналитически в двух предельных случаях. Первый - адиабатический режим (11), который реализуется на достаточно малых временах, когда

теплообменом между подсистемами можно пренебречь:

$$t \ll t^*, \quad t^* = (\alpha_e + \alpha_p)^{-1}. \quad (16)$$

В этом предельном случае выражение для  $\rho(T_{e,p}, t)$  легко получается из уравнения (11), что приводит к следующему выражению для вероятности  $W(T_{e,p})$  в каждой из невзаимодействующих подсистем [7]:

$$W(T_{e,p}) \approx \frac{\mathcal{J} T_{e,p}^* \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}}{\mathcal{I} T_{e,p} \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}};$$

$$(T_{e,p}^*)^2 \equiv \frac{1}{16\pi} \left( \frac{\varepsilon_{e,p}}{L} \right)^2 \frac{J}{\chi_{e,p} (c_{e,p})^2}, \quad (17)$$

где  $J = NL$  - плотность потока налетающих частиц. Очевидно, что анализ адиабатического режима не позволяет оценить влияние термовспышек в электронной системе на кинетические коэффициенты, зависящие от температуры ионной подсистемы. Для решения этой задачи рассмотрим асимптотическое поведение  $T_{e,p}$  на достаточно больших временах и расстояниях от оси трека, определяемых условиями:

$$t \gg t^*, \quad \rho \gg \rho^*, \quad (\rho^*)^2 = \frac{\chi_e + \chi_p}{\alpha_e + \alpha_p}. \quad (18)$$

Условия (18) соответствуют временам и расстояниям, на которых электронная подсистема остывает до температуры решетки, после чего обе подсистемы выходят на самосогласованный режим остывания, характеризуемый общей температурой:

$$T_e \approx T_p \approx \frac{1}{4\pi L c_a (\chi_a t + \rho_0^2)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4(\chi_a t + \rho_0^2)}\right);$$

$$\varepsilon_a \ll \varepsilon_e \quad \varepsilon_p, \quad c_a \ll c_e \quad c_p, \quad (19)$$

где  $\chi_a \ll (\chi_e c_e + \chi_p c_p) / c_a$  - эффективный коэффициент температуропроводности ( $\chi_e > \chi_a > \chi_p$ ). Заметим, что асимптотический режим (19) описывается таким же выражением, что и адиабатический режим (11), описанный в работе [7], но с перенормированными коэффициентами теплоемкости и температуропроводности. При этом для вероятности  $W(T)$  получаем аналогично (17):

$$W(T) \approx \frac{\mathcal{J} T_a^* \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}}{\mathcal{I} T \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}};$$

$$(T_a^*)^2 \equiv \frac{1}{16\pi} \frac{\mathcal{J} \varepsilon_a \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}}{\mathcal{I} L \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{W}}} \frac{J}{\chi_a (c_a)^2}. \quad (20)$$

Итак, мы видим, что на достаточно больших временах и расстояниях от оси трека зависимость  $W(T)$  степенная. Тогда интегрирование в формуле (15) дает следующие выражения для среднего значения кинетического коэффициента в асимптотическом пределе

$$\langle F(T) \rangle_a \approx (1 - W(\bar{T})) F(\bar{T}) + 2 \left( \frac{k_B T_a^*}{E_a} \right)^2 \int_0^{E_a/k\bar{T}} \xi \exp(-\xi) d\xi. \quad (21)$$

Первое слагаемое в (21) близко к обычному термодинамически равновесному значению, экспоненциально зависящему от средней температуры и энергии активации.

Второе слагаемое в (21) описывает радиационно-индуцированную добавку к среднему значению, и при  $E_a/k\bar{T} \gg 1$  ( $\int_0^{E_a/k\bar{T}} \xi \exp(-\xi) d\xi \rightarrow 1$ ) стремится к своему предельному значению  $2(k_B T_a^*/E_a)^2$ , которое не зависит от температуры решетки, пропорционально плотности потока налетающих частиц и обратно пропорционально квадрату энергии активации. Этот результат аналогичен полученному в работе [7] для адиабатической (начальной) стадии развития «первичной» термовспышки в ионной подсистеме, вызванной передачей энергии  $\varepsilon_p$  решетке непосредственно от налетающей частицы. При  $\varepsilon_p \rightarrow 0$  «первичные» термовспышки в ионной подсистеме не образуются. Наш результат соответствует асимптотической (конечной) стадии развития термовспышки, вызванной передачей энергии  $\varepsilon_e + \varepsilon_p$  решетке как от налетающей частицы, так и от «горячих» электронов. При  $\varepsilon_p \ll \varepsilon_e$  второй процесс (развитие «вторичных» термовспышек) может быть наиболее существенным для радиационно-индуцированного изменения кинетических коэффициентов.

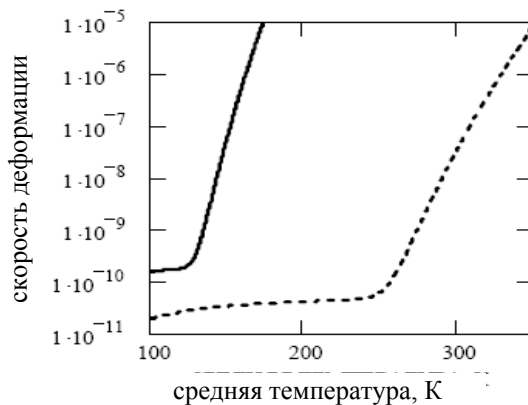


Рис. 1. Зависимость средней скорости деформации от температуры, рассчитанная с учетом термофлуктуационных и радиационно-флуктуационных механизмов преодоления препятствий согласно (21)-(22) при следующих параметрах материала и облучения:  $J_e = 10^{14}$  эл./см<sup>2</sup>с,  $\varepsilon_e = 1$  МэВ,  $\varepsilon_p = 0$ ,  $L = 0.1$  см,  $\rho_d = 10^{10}$  см<sup>-2</sup>,  $l = 10^{-5}$  см,  $\sigma = 1$  МПа,  $E_a(\sigma) = 0.5$  эВ (левая кривая);  $E_a(\sigma) = 1$  эВ (правая кривая)

Зависимость асимптотического значения  $\langle F(T) \rangle_a$  от средней температуры решетки проиллюстрирована на рис. 1 на примере скорости термоактивированной пластической деформации, которая представлена в виде

$$F(T) = F_0 \exp \frac{M}{O} - \frac{E_a(\sigma)}{k_B T} \frac{b}{\Omega}, \quad F_0 \approx b l \rho_d \omega_d, \quad (22)$$

где  $\omega_d$  — частотный множитель (частота попыток преодоления стопа колеблющимся дислокационным сегментом);  $\rho_d$  — плотность подвижных дислокаций;  $l$  — характерное расстояние между стопами;  $b$  — величина вектора Бюргера;  $E_a(\sigma)$  — энергия активации преодоления дислокацией стопа, которая тем меньше, чем больше внешнее напряжение  $\sigma$ .

Рассмотрены два случая, соответствующих разным значениям  $E_a(\sigma)$  при подпороговом электронном облучении образца, не создающем в материале устойчивые пары Френкеля. При этом параметр  $l$ , определяемый концентрацией стопоров, может считаться константой.

Видно, что при уменьшении средней температуры фона скорость деформации выходит на уровень, определяемый частотой радиационно-индуцированных термовспышек. С увеличением энергии активации этот уровень понижается, а температура смены режимов  $T_{irr}$  возрастает согласно выражению

$$k_B T_{irr} \approx \frac{E_a}{\ln \left\{ \frac{F_0}{2} \left( \frac{E_a}{k_B T_a^*} \right) \right\}}. \quad (23)$$

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Асимптотическое решение (21) не зависит от коэффициента электрон-фононного взаимодействия  $\alpha_{ep}$ , что оставляет открытым вопрос об области его применимости, поскольку физически очевидно, что при  $\alpha_{ep} \rightarrow 0$  может реализоваться только адиабатический режим, и разогрев решетки термовспышками в электронной подсистеме происходить не будет. При получении асимптотического решения неявно предполагалось, что степенная зависимость вероятности  $W(T)$  (20) сохраняется при любых температурах, так что  $W(T) \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow T'$ . В реальности  $W(T) \rightarrow 0$  при некоторой максимальной температуре  $T^{\max}$ , выше которой решетка разогреться не может. Понятно, что максимум разогрева будет вблизи трека налетающей частицы, при  $\rho = 0$ . Проанализировав решение  $T_p(0, t)$  при  $\varepsilon_p \rightarrow 0$ , можно получить следующую оценку:

$$T^{\max} \approx \frac{\alpha_{ep} \varepsilon_e}{4\pi c_e c_p L (\chi_e - \chi_p)} \ln \frac{\chi_e}{\chi_p} =$$

$$= \frac{\varepsilon_L}{4\pi c_e \tau_p (\chi_e - \chi_p)} \ln \frac{\chi_e}{\chi_p};$$

$$\tau_p \in \frac{c_p}{\alpha_{ep}}, \quad \varepsilon_L \in \frac{\varepsilon_e}{L} \quad (24)$$

Предположим, что степенная зависимость  $W(T)$  сохраняется от 0 до  $T_p^{\max}$  и имеет вид, удовлетворяющий условиям нормировки  $P(T)$  и граничным условиям для  $W(T)$ :

$$W(T) = \left( \frac{T_a^*}{T_a^* + T} \right)^2 - \xrightarrow{T \rightarrow 0} 1. \quad (25)$$

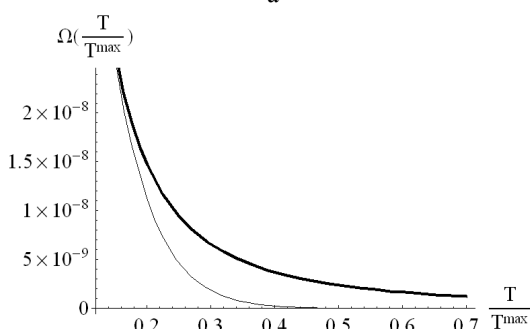
Тогда максимальной температуре соответствует минимальная вероятность  $W_{\min} \equiv W(T^{\max})$ , и интеграл (15) можно представить в виде суммы:

$$\langle F(T) \rangle = \int_0^{W_{\min}} F(\bar{T} + T(W)) dW +$$

$$+ \int_{W_{\min}}^1 F(\bar{T} + T(W)) dW \approx W_{\min} F(\bar{T} + T^{\max}) +$$

$$+ \int_{W_{\min}}^1 F(\bar{T} + T(W)) dW,$$

которая в отличие от асимптотического решения явно зависит от  $\alpha_{ep}$ . Действительно, при  $\alpha_{ep} \rightarrow 0$   $T^{\max} \rightarrow 0$ ,  $W_{\min} \rightarrow 1$ , второе слагаемое в (26) стремится к нулю, а первое – к термодинамическому пределу  $F(\bar{T})$ , т.е. влиянием термовспышек в электронной подсистеме на решетку можно пренебречь. В пределе  $\alpha_{ep} \rightarrow \Gamma$ ,  $W_{\min} \rightarrow 0$  первое сла-



гаемое в (26) исчезает, а второе – стремится к асимптотическому пределу  $\langle F(T) \rangle_a$ .

Для количественного анализа влияния электрон-фононного взаимодействия температурная зависимость  $\Omega(T)$  была определена также посредством численного анализа точного решения (8)-(10). Сравнение аналитического выражения (25) с численным результатом (рис. 2,а) показывает, что оно несколько превышает величину  $W(T)$  в области высоких температур. Это приводит к несколько завышенной оценке влияния термовспышек на кинетические коэффициенты.

Влияние электрон-фононного взаимодействия на относительное изменение среднего кинетического коэффициента  $\langle F(T) \rangle$  удобно проиллюстрировать, построив его зависимость от характерного времени разогрева подсистемы  $\tau$ , температура которой определяет мгновенное значение  $F(T)$ . Для ионной подсистемы – это время  $\tau_p$ , определяющее величину ее максимальной температуры  $T^{\max}$  согласно (24). При  $\tau \rightarrow 0$  реализуется асимптотический предел:  $\langle F(T) \rangle \rightarrow \langle F(T) \rangle_a$ , а при  $\tau \rightarrow \Gamma$  – термодинамический:  $\langle F(T) \rangle \rightarrow F(\bar{T})$ . Общий вид  $\langle F(T) \rangle$  приведен на рис. 2,б для двух случаев, соответствующих различным значениям линейной плотности энергии  $\varepsilon_L$ , передаваемой налетающим электроном или ионом электронной подсистеме металла. Жирные кривые соответствуют аналитическому выражению (26), а тонкие – численным расчетам. Видно, что оба метода предсказывают очень резкую, почти ступенчатую зависимость  $\langle F(T) \rangle$  от  $\tau$ . Справа от «ступеньки» реализуется асимптотический предел, а слева – термодинамический.

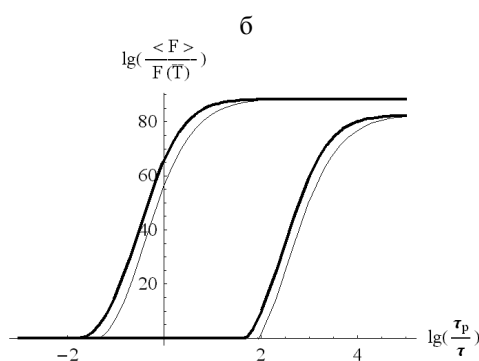


Рис. 2. Сравнение аналитической температурной зависимости  $W(T)$  (25) (верхняя кривая) с численным результатом (нижняя кривая) (а). Зависимость относительного изменения среднего кинетического коэффициента от относительного времени разогрева определяющей его подсистемы при следующих параметрах облучения:  $J_e = 10^{14}$  эл./см<sup>2</sup>с,  $\varepsilon_e = 1$  МэВ,  $E_a = 1$  эВ,  $\bar{T} = 50$  К,  $\tau_p = 10^{-11}$  с,  $\varepsilon_L = 10$  МэВ/см (электронное облучение - правые кривые),  $\varepsilon_L = 10^4$  МэВ/см (облучение тяжелыми ионами - левые кривые) (б)

При выбранной средней температуре фона  $\bar{T} = 50$  К асимптотическое значение превосходит термодинамически равновесное значение  $F(\bar{T})$  на 80 порядков. Однако асимптотический режим не реализуется для разогрева ионной подсистемы ( $\tau \rightarrow \tau_p$ ). Для мощных термовспышек (облучение тяжелыми ионами) возможна реализация промежуточного режима, при котором величина  $\langle F(T) \rangle$  очень сильно зависит от параметров  $\varepsilon_L$ ,  $\tau$  и может быть близка к асимптотическому значению. Для менее интенсивных термовспышек (электронное облучение) их влияние на кинетические коэффициенты, зависящие от температуры ионной подсистемы, пренебрежимо мало.

### МОДЕЛЬ «ГОРЯЧИХ» ДИСЛОКАЦИЙ

«Горячие» электроны рассеиваются не только на тепловых колебаниях решетки (электрон-фононное взаимодействие), но и на структурных дефектах, таких как дислокации, приводя к локальному повышению энергии тепловых осцилляций дислокационных сегментов. Этим осцилляциям соответствуют одномерные дислокационные фононы с функцией распределения, которая в равновесных условиях совпадает с распределением Бозе [9]. Это позволяет ввести представление о кинетической «температуре» дислокационной подсистемы  $T_d$ , определяемой как средняя энергия дислокационных бозонов. Она является мерой интенсивности тепловых колебаний дислокационных сегментов, помогающих дислокациям преодолеть потенциальные барьеры. В этих терминах дислокационную подсистему можно представить как эффективную континуальную среду, имеющую температуру  $T_d$ , которая определяется балансом теплообмена с электронной и решеточной подсистемами, каждая из которых характеризуется собственной кинетической «температурой». В общем случае эволюция всех трех «температур» определяется системой трех самосогласованных дифференциальных уравнений, учитывающих теплообмен между подсистемами. Характерные времена «разогрева» ионной и дислокационной подсистем определяются отношениями соответствующих коэффициентов теплоемкости и теплопередачи:  $\tau_p \approx C_p / \alpha_{ep}$ ,  $\tau_d \approx C_p / \alpha_{ed}$ . В силу малой теплоемкости дислокационной подсистемы (пропорциональной плотности дислокаций) ее влияние на температуру электронов и решетки незначительно. Согласно [10] характерное время «разогрева» дислокационной подсистемы зависит от эффективной температуры Дебая  $\hbar\omega_F$ , соответствующей одномерным дислокационным фононам. При разумных значениях  $\hbar\omega_F$  время «разогрева» дислокаций может быть много меньше времени «разогрева» решетки (рис. 3). При этом термовспышки в дислокационной подсистеме могут ре-

лаксировать в режиме, более близком к асимптотическому, чем вспышки в ионной подсистеме (см. рис. 2,а). В результате скорость переползания и скольжения дислокаций может возрасти в условиях облучения, практически не возмущающих идеальную решетку.

Естественно, избирательный нагрев дислокационной подсистемы возможен, если длительность электронных термовспышек достаточна для срабатывания коллективных (фононных) мод колебаний атомов. Это условие подвергалось сомнению в работе [6]. В связи с этим заметим, что рассматриваемая модель, как и ее возможные контраргументы, основана на предположении о термализации функций распределения электронов и фононов (решеточных и дислокационных) по энергиям, описываемых распределением Ферми и Бозе с эффективной кинетической «температурой».

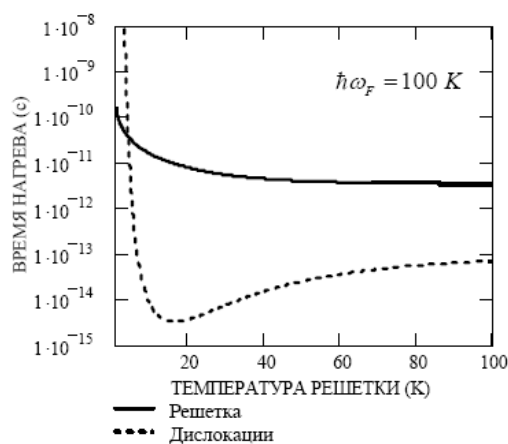


Рис. 3. Зависимость характерных времен разогрева решеточной и дислокационной подсистем от начальной температуры решетки [10].  $\hbar\omega_F$  - одномерный аналог температуры Дебая для дислокационных фононов

Однако, как показано в [10], даже взаимодействие термализованных «горячих» электронов с фононами может приводить к значительному отличию их функции распределения от распределения Бозе. В свою очередь, функция распределения электронов в облучаемых твердых телах отличается от равновесной функции Ферми и характеризуется степенной зависимостью от энергии в области высоких энергий [11]. Высокоэнергетичные электронные возбуждения являются относительно долгоживущими. Поэтому последовательный анализ влияния радиационно-индуцированных возбуждений электронной и фононной подсистем на кинетические коэффициенты материала должен проводиться на основе решения системы связанных кинетических уравнений для функций распределения электронов и фононов. Дальнейшее развитие такого подхода представляется актуальным для описания радиационно-индуцированных изменений механических свойств облучаемых материалов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. N.P. Lazarev, V.I. Dubinko. Molecular dynamics simulation of defects production in the vicinity of voids // *Radiat. Eff. and Defects in Solids*. 2003, v. 158, p. 803–808.
2. V.I. Dubinko, N.P. Lazarev. Effect of the radiation-induced vacancy emission from voids on the void evolution // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*. 2005, v. B228, p. 187–192.
3. V.I. Dubinko. New mechanism of irradiation creep based on the radiation-induced vacancy emission from dislocations // *Radiat. Eff. and Defects in Solids*. 2005, v. 160, p. 85–97.
4. В.И. Дубинко, В.Ф. Клепиков. Влияние неравновесных флуктуаций на пластичность металлов под облучением // *Вестник ХГУ. Сер.: Физика: Ядра-частицы-поля*. 2005, №710, в. 3(28), с. 87–92.
5. M.W. Finnis, P. Agnew, A.J.E. Foreman. Thermal excitation of electrons in energetic displacement cascades // *Phys. Rev.* 1991, v. 44, №2, p. 567–574.
6. А.Е. Volkov, V.A. Borodin. Heating of metals in swift heavy ion tracks by electron-ion energy exchange // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1998, v. B 146, p. 137–141.
7. И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров. К теории радиационных изменений в металлах // *Атомная энергия*. 1959, т. 6, с. 391–402.
8. М.И. Каганов, И.М. Лифшиц, Л.В. Танатаров. Релаксация между электронами и решеткой // *ЖЭТФ*. 1956, т. 31, №2, с. 232–237.
9. С.В. Божокин, Н.В. Душин. Неупругое рассеяние электронов на колеблющихся дислокациях // *ФТТ*. 1977, т. 19, №6, с. 1826–1829.
10. N. Perrin, H. Budd. Photon Generation by Joule Heating in Metal Films // *Physical Review Letters*. 1972, v. 28, № 26, p. 1701–1703.
11. С.И. Кононенко, В.М. Балебанов, В.П. Журенко, О.В. Калантарьян, В.И. Карась, В.Т. Колесник, В.И. Муратов, В.Е. Новиков, И.Ф. Потапенко, Р.З. Сагдеев. Неравновесные функции распределения электронов в плазме полупроводника, облучаемого быстрыми ионами // *Физика плазмы*. 2004, т. 30, №8, с. 1–17.

#### ЕВОЛЮЦІЯ ТЕМПЕРАТУРНИХ СПАЛАХІВ В ЕЛЕКТРОННІЙ, ІОННІЙ І ДИСЛОКАЦІЙНІЙ ПІДСИСТЕМАХ ПРИ ОПРОМІНЕННІ МЕТАЛІВ ПУЧКАМИ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТОК

*В.І. Дубінко, В.Ф. Клепиков, В.Е. Новіков, П.М. Остапчук, О.О. Сорока,  
Л.В. Танатаров, І.В. Танатаров*

При опроміненні матеріалів швидкими іонами або електронами основна частка енергії часток витрачається на збудження електронної підсистеми, що потім передає її решітці за допомогою електрон-фононої взаємодії. У даній роботі проводиться аналіз впливу температурних спалахів в електронній системі на кінетичні коефіцієнти, які експоненціально залежать від температури іонної підсистеми. Уводиться також подання про кінетичну «температуру» дислокаційної підсистеми, що характеризується меншими часами «розігріву» у порівнянні з іонної. У результаті, термоспалахи в дислокаційній підсистемі можуть бути могутнішими, чим в іонної, що може приводити до збільшення швидкості переповзання й ковзання дислокацій в умовах опромінення при низьких температурах решітки.

#### EVOLUTION OF TEMPERATURE SPIKES IN ELECTRON, ION AND DISLOCATION SUBSYSTEMS IN METALS IRRADIATED BY CHARGED PARTICLES

*V.I. Dubinko, V.F. Klepikov, V.E. Novikov, P.N. Ostapchuk, A.A. Soroka,  
L.V. Tanatarov, I.V. Tanatarov*

When swift ions or electrons bombard a solid target, they lose energy mostly by creating electronic excitations. These excitations transfer energy to the lattice via electron-phonon coupling. The effects of thermal spikes in electron system on the kinetic coefficients that depend exponentially on the ion system temperature are investigated. The kinetic “temperature” for dislocations is introduced, which can be increased due to electron-dislocation coupling resulting in the “thermal” spikes in the dislocation subsystems. These spikes may be more powerful than those in the perfect lattice due to the difference in the corresponding coupling times. As a result, the rate of thermally activated dislocation climb and glide can be increased under irradiation at low temperature of the lattice.