

УДК: 539.219.2/3.001

**ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ПЛАСТИЧНОСТЬ МЕТАЛЛОВ  
ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ****В.И. Дубинко<sup>1</sup>, В.Ф. Клепиков<sup>2</sup>**<sup>1</sup> *ННЦ Харьковский Физико-Технический Институт НАН Украины, 61108 Харьков, ул. Академическая, 1, Украина*<sup>2</sup> *Институт Электрофизики и Радиационных Технологий НАН У, Харьков 61002 Харьков-2, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812, Украина*

Поступила в редакцию 8 декабря 2005 г.

Предложен новый механизм, стимулирующий пластическую деформацию металлов при облучении быстрыми частицами. Механизм обусловлен неравновесными флуктуациями энергетических состояний атомов, окружающих дислокации, при рассеянии на них радиационно-индуцированных возбужден атомной или электронной структуры металла. Показано, что рассеяние радиационно-индуцированных фокусированных столкновений атомов на локальных центрах закрепления дислокаций может приводить к откреплению дислокаций от стопоров. В результате, скорость пластической деформации возрастает на величину, не зависящую от температуры и пропорциональную плотности потока налетающих частиц. Предложенный механизм приводит к увеличению пластичности металлов при облучении частицами с энергией ниже порога выбивания атомов. При облучении частицами с энергией выше порога выбивания атомов, на эффект пластификации накладывается эффект радиационного упрочнения, связанный с образованием радиационно-индуцированных дефектов, и как следствие, с повышением уровня внутренних напряжений.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** пластическая деформация, неравновесные флуктуации, облучение, фокусоны, плазмоны.

Облучение кристаллических твердых тел высокоэнергетическими частицами сильно изменяет их физические свойства. Эти изменения представляют интерес в связи с проблемой радиационной стойкости материалов для ядерных и термоядерных реакторов. Решение этой проблемы невозможно без понимания физических механизмов, лежащих в основе таких явлений, как радиационно-индуцированное распухание, рост, ползучесть, и охрупчивание материалов, серьезно ограничивающих работоспособность реакторов.

Радиационно-индуцированное *упрочнение* и, как следствие, *охрупчивание* кристаллов объясняется образованием под облучением точечных дефектов (вакансий и междоузельных атомов) и их кластеров, которые препятствуют скольжению дислокаций и способствуют концентрации внутренних напряжений. При теоретическом описании этих явлений обычно упускается из вида *пластифицирующее* действие облучения на материалы, которое является важной составной частью суммарного эффекта. Это связано с тем, что непосредственное наблюдение радиационно-индуцированного повышения пластичности возможно только в специально созданных условиях облучения.

Повышение пластичности металлов при облучении кристаллов цинка электронами и  $\gamma$ -квантами с энергией ниже порога выбивания атомов впервые было обнаружено в 1963 г. [1]. Это было первым наблюдением прямого действия электронов на процессы пластической деформации кристаллов. Радиационные эффекты, связанные с образованием точечных дефектов, и нагрев образцов пучком электронов не могли объяснить новое явление, поскольку кристаллы облучались при температуре жидкого азота (78 К) вдоль различных кристаллографических направлений без изменения энергии ( $\sim 1$  МэВ) и интенсивности ( $\sim 3 \times 10^{13}$  электрон/см<sup>2</sup>с). Максимальный эффект был обнаружен при облучении вдоль плоскости скольжения (0001).

Последующие исследования электронного воздействия на пластическую деформацию (ПД) металлов показало, что аналогичный эффект наблюдается при пропускании через металл электрического тока плотностью порядка  $10^5$  А/см<sup>2</sup> [2]. Для избежания джоулева нагрева ток возбуждали очень короткими импульсами ( $\sim 100$  мкс) с низкой частотой ( $\sim 1$  Гц). Такой метод обработки был назван электропластической (или электронно-пластической<sup>1</sup>) деформацией (ЭПД) [3]. Несмотря на широкое применение и большое количество работ по изучению ЭПД (см. например, [2-6]), управляющий механизм этого явления на сегодняшний день до конца неясен. Известные модели ЭПД при пропускании электрического тока основаны на следующих механизмах [6]: «электронный ветер», механические напряжения около поверхности раздела, динамический пинч-эффект, динамическое температурное поле, влияние электрического тока и магнитного поля на взаимодействие дислокаций с точечными дефектами в металлах, динамическая неравновесность дислокационного ансамбля. В то же время, не было предложено ни одной количественной модели ЭПД под облучением.

Целью настоящей статьи является описание нового механизма, стимулирующего пластическую деформацию металлов при облучении быстрыми частицами. Механизм обусловлен неравновесными

<sup>1</sup> Термин «электронно-пластическая деформация» подчеркивает независимость обнаруженного эффекта от способа энергетического воздействия на деформируемый материал – электронного или электрического.

флуктуациями энергетических состояний атомов, окружающих дислокации, при рассеянии на них радиационно-индуцированных возбуждений атомной или электронной структуры металла.

В следующем разделе мы кратко рассмотрим факторы, управляющие кинетикой ПД. Затем рассмотрим флуктуационный механизм преодоления дислокациями препятствий вследствие рассеяния ими фокусонов, образующихся при облучении металлов частицами высоких энергий. Обсуждение флуктуационного механизма преодоления дислокациями препятствий вследствие рассеяния ими плазмонов проведено в заключительном разделе.

### КИНЕТИКА ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Пластическая деформация кристаллов на микроскопическом уровне в большинстве случаев осуществляется за счет движения линейных дефектов кристаллического строения - дислокаций [3-7]. Дислокация движется в определенной кристаллической плоскости, оставляя за собой пластический сдвиг одной части кристалла относительно другой на величину межатомного расстояния, которая называется вектором Бюргерса дислокации. Движение дислокации вызывается упругими напряжениями в кристалле, однако оно не является плавным скольжением - дислокация наталкивается на локальные стопоры (такие, как барьеры Пайерлса, примесные атомы, вакансии и их комплексы и др.) и надолго задерживается на них. Обычно считается, что открепление дислокации от локальных стопоров происходит термофлуктуационным путем - хаотические тепловые колебания кристалла вызывают хаотические колебания дислокационных сегментов, и какое-то из этих колебаний оказывается настолько энергичным, что отрывает дислокацию от стопора. Помимо локальных стопоров имеются и более мощные препятствия для движения дислокации, прежде всего другие дислокации. При пластической деформации образуется большое количество различных дислокаций (полная длина всех дислокационных линий в 1 см<sup>3</sup> деформированного металла обычно составляет порядка 10<sup>7</sup>-10<sup>9</sup> см<sup>2</sup>), которые сильно взаимодействуют между собой, мешая движению друг друга. Такого типа препятствие из-за дальнедействующего характера взаимодействия не может преодолеваться термофлуктуационным способом, и для проталкивания дислокации мимо других дислокаций требуются действующие напряжения  $\sigma$ , превышающие определенный уровень  $\sigma_i$ , называемый внутренними напряжениями. Внутренние напряжения увеличиваются с ростом числа дислокаций в кристалле (именно этим объясняется явление деформационного или радиационно-индуцированного *упрочнения* - повышения прочности и твердости кристалла в результате его пластического деформирования или облучения). Изложенную картину движения дислокаций можно математически выразить при помощи основного уравнения кинетики пластической деформации:

$$\dot{\epsilon}_T = \dot{\epsilon}_0 \exp\left\{-\frac{U_a - (\sigma - \sigma_i)v_a}{k_B T}\right\}, \quad \dot{\epsilon}_0 \approx bL\rho_d^0\omega_d, \quad \sigma_i \approx \frac{\mu b}{2\pi}\sqrt{\rho_d}, \quad (1)$$

где  $\dot{\epsilon}$  - скорость пластической деформации,  $\omega_d$  - частотный множитель (частота попыток преодоления стопора),  $\rho_d^0$  - плотность подвижных дислокаций,  $\rho_d$  - полная плотность дислокаций,  $L$  - характерное расстояние между стопорами,  $b$  - величина вектора Бюргерса,  $\mu$  - модуль сдвига,  $U_a$  - энергия взаимодействия дислокации с локальным стопором,  $v_a$  - активационный объем этого взаимодействия,  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура кристалла, а индекс "Т" подчеркивает термофлуктуационную природу преодоления препятствий.

Следует отметить, что для количественного сравнения теории с экспериментальными данными вместо уравнения (1) следует использовать более сложные уравнения с нелинейной зависимостью свободной энергии активации от напряжений (см. например, [7]). Однако для иллюстрации новой физической идеи уравнение (1) удобно, поскольку оно содержит основные физические параметры, определяющие пластическую деформацию. Поэтому ниже мы приведем его упрощенный вывод, основанный на «струнной» модели дислокации.

Колебания сегмента длины  $L$  с линейной плотностью массы  $M$  и коэффициентом линейного натяжения  $C$  описываются уравнением [8]:

$$M\ddot{u} - Cu'' + BV = 0, \quad (2)$$

где  $V = \dot{u} = \frac{\partial u}{\partial t}$ ,  $u' = \frac{\partial u}{\partial x}$ ,  $u(x, t)$  - смещение элемента дислокационного сегмента от прямой,  $u(0, t) = u(L, t) = 0$ , что соответствует закреплению дислокации в точках 0 и  $L$ . Последнее слагаемое в (2) описывает силу электрон-фононного торможения дислокации [9, 10].

Разложив  $u(x, t)$  в ряд Фурье, можно представить движение дислокации в виде колебаний совокупности гармонических осцилляторов в вязкой среде и получить уравнение для смещения центральной точки сегмента  $u(L/2, t) = u_c(t)$  [8]:

$$\ddot{u}_c + \omega_0^2 u_c + \gamma \dot{u}_c = 0, \quad \omega_0 = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{C}{M}} \approx \frac{V_s}{L}, \quad \gamma \equiv \frac{B}{M}, \quad (3)$$

где  $\omega_0$  – собственная частота колебаний дислокационного сегмента,  $V_s$  – скорость звука,  $\gamma$  – коэффициент затухания свободных колебаний дислокации. Частота попыток преодоления стопора в этой модели зависит от длины сегмента и коэффициента затухания [9]:

$$\omega_d \approx \begin{cases} \omega_0, & \omega_0/\gamma \gg 1 \\ \omega_0^2/\gamma, & \omega_0/\gamma \ll 1. \end{cases} \quad (4)$$

Согласно общей теории флуктуаций [11], флуктуации величины  $u_c(t)$  можно считать результатом действия некоторой случайной силы  $\tilde{F}(t) = My(t)$  – силы Ланжевена или ланжевенского источника. Тогда для скорости движения центральной точки сегмента  $V \equiv \dot{u}_c(t)$  получаем уравнение Ланжевена, описывающее движение броуновской частицы в потенциальной яме  $U(u_c)$ :

$$\dot{V} + \frac{1}{M} \frac{\partial U}{\partial u_c} + \gamma V = y(t), \quad (5)$$

где глубина потенциальной ямы,  $U_a^* = U - (\sigma - \sigma_i)\nu$ , определяется энергией взаимодействия дислокации с локальным стопором и величиной механических напряжений.

Среднее значение случайной силы (первый момент ланжевенского источника) равно нулю:  $\langle y(t) \rangle = 0$ , а вторые двухвременные моменты определяются выражением [11]

$$y(t)y(t') = 2D\delta(t-t'), \quad (6)$$

где  $D$  – интенсивность ланжевенского источника, а наличие дельта функции означает, что время корреляции случайного процесса ( $\sim$  время между столкновениями с молекулами среды) мало по сравнению с характерным временем диссипации кинетической энергии броуновской частицы  $1/\gamma$ .

Частота флуктуационного преодоления барьера определяется, в общем случае, формулой [12 с. 206]:

$$w = \omega_d \exp\left\{-\frac{U_a^*}{DM/\gamma}\right\}, \quad (7)$$

где интенсивность ланжевенского источника может быть выражена через среднюю кинетическую энергию «броуновской частицы»,  $\langle \varepsilon_k \rangle$ , [11 с. 218]

$$D = \frac{2}{3} \frac{\gamma}{M} \langle \varepsilon_k \rangle. \quad (8)$$

В состоянии термодинамического равновесия средняя кинетическая энергия «броуновской частицы» любой массы равна  $\langle \varepsilon_k \rangle_0 = 3k_B T/2$  и мы приходим к известной формуле Эйнштейна, связывающей интенсивность ланжевенского источника с диссипативным фактором  $\gamma$  и температурой:

$$D = \gamma k_B T/M, \quad \Rightarrow \quad w_T(T, U_a^*) = \omega_d \exp\left\{-U_a^*/k_B T\right\}, \quad (9)$$

где  $w_T$  – частота термофлуктуационного преодоления барьера, определяющая скорость пластической деформации в условиях термодинамического равновесия (1).

При внешнем воздействии на электронную систему, сопровождающемся диссипацией энергии, величина  $D$ , вообще говоря, может увеличиться по сравнению с термодинамическим значением (9), и ее определение представляет собой отдельную задачу.

Кроме того, в условиях облучения, наряду с мелкомасштабными флуктуациями энергии, приводящими к выражениям для частоты флуктуационного преодоления барьера типа (7) или (9), возможны крупномасштабные флуктуации, ответственные за процессы «переброса», которые могут приводить к преодолению барьеров «одним рывком». В следующем разделе мы рассмотрим механизм «переброса», связанный с рассеянием на дислокациях фокусированных атомных столкновений, образующихся при облучении металлов частицами высоких энергий.

### ФОКУСОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОДОЛЕНИЯ БАРЬЕРОВ

Известно, что только часть энергии первично-выбитого атома (ПВА) расходуется на производство стабильных Френкелевских пар (ФП). Остальная энергия ПВА диссипирует посредством возбуждения колебаний решетки, порождая неустойчивые ФП [13] и фокусированные атомные столкновения - *фокусоны*, распространяющиеся вдоль плотноупакованных направлений кристалла [14, 15 с. 195-213]. Энергия, выносимая фокусонами из области каскада столкновений за его пределы, либо переходит в тепловые колебания решетки, либо рассеивается на ее макродефектах, таких как дислокации или поры. Получив квант энергии от фокусона, приграничные атомы макродефекта переходят в возбужденное состояние. Энергия возбуждения может быть потрачена на производство вакансии вблизи поверхности макродефекта. Такой механизм был предложен недавно для объяснения радиационно-индуцированной ползучести [16] и растворения пор под облучением [17] в области достаточно высоких температур, при которых возможна диффузия вакансий.

В нашем случае, возбуждение атомов, окружающих центр закрепления дислокации, может релаксировать посредством отрыва дислокации от стопора, если поглощенная энергия превосходит энергию активации,  $U_a^*$ . Вероятность такого события (в единицу времени) равна потоку достаточно энергичных фокусонов, поглощаемых областью размером несколько атомных расстояний,  $r_d$ , окружающих стопор.

Скорость производства фокусонов с начальной энергией  $E$ , в расчете на один атом решетки, для электронного облучения определяется выражением [15 с. 197]:

$$K_F(E) = j_e P_F \frac{d\sigma}{dE}, \quad P_F(E) \approx \frac{a \ln(E_F/E)}{b + 2a \ln(E_F/E)}, \quad (10)$$

где  $j_e$  – плотность потока электронов,  $P_F(E)$  – количество фокусонов, производимых одним ПВА с энергией  $E$ ,  $E_F$  – максимальная энергия фокусонов,  $a$  – константа Борна-Меера,  $d\sigma/dE$  – дифференциальное сечение производства ПВА, которое в приближении Маккинли-Фишбаха имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \pi \left( \frac{Z\varepsilon^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \frac{E_m}{E^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{E}{E_m} + \frac{\pi\beta Z}{137} \left\{ \left( \frac{E}{E_m} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{E}{E_m} \right\} \right] \quad (11)$$

$$\beta = \left[ 1 - \left( 1 + \frac{E_e}{m_e c^2} \right)^{-2} \right]^{1/2}, \quad E_m = \frac{2E_e(E_e + 2m_e c^2)}{Mc^2}, \quad (12)$$

где  $Z$  – атомная масса,  $\varepsilon$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $M$  – масса атома мишени,  $c$  – скорость света,  $E_e$  – энергия налетающих электронов,  $E_m$  – максимальная энергия, передаваемая атому мишени.

Фокусон теряет часть энергии,  $\varepsilon_F \sim 1\%$ , при каждом последующем столкновении, так что он способен доставить энергию  $E_0$  на расстояние  $l_0(E, E_0)$ :

$$l_0(E, E_0) = l_F^0 \ln(E/E_0), \quad l_F^0 = b/\varepsilon_F \sim 100b. \quad (13)$$

Соответственно, количество фокусонов, доставляющих энергию  $U_a^*$  в область центра закрепления дислокации в единицу времени, определяется интегралом от произведения  $K_F(E)$  на количество атомов в объеме

цилиндрической области длиной  $l_0(E, E_0)$  и радиусом  $r_d \approx b$  и на отношение числа таких областей к числу плотноупакованных направлений кристалла,  $z$  :

$$w_{irr}(j_e, E_e, U_a^*) = j_e \times l_F^0 \times \frac{\pi r_d^2}{V} \frac{z-2}{z} \int_{U_a^*}^{E_m(E_e)} \ln(E/E_0) P_F \frac{d\sigma}{dE} dE, \quad (14)$$

где  $V$  – атомный объем. Выражение (14) определяет искомую частоту преодоления локальных препятствий дислокацией в условиях электронного облучения как функцию плотности потока и энергии электронов, энергии активации преодоления стопа и характерной длины распространения фокусона. Легко видеть, что эта частота не зависит явно от температуры кристалла, в отличие от частоты *термофлуктуационного* преодоления барьера (9).

Соответственно, полная скорость пластической деформации пропорциональна сумме частот (9) и (14) и равна

$$\dot{\epsilon}(j_e, E_e, U_a^*, T) = bL\rho_d^0 [w_{irr}(j_e, E_e, U_a^*) + w_T(T, U_a^*)]. \quad (15)$$

На рис. 1 показана характерная температурная зависимость скорости пластической деформации при облучении кристаллов цинка электронами с энергией ниже порога выбивания атомов. Видно, что в области низких температур *радиационно-индуцированное* преодоление препятствий доминирует над *термофлуктуационным*. Вклад обоих механизмов становится сравнимым в области азотных температур, в согласии с экспериментальными данными [1-3].

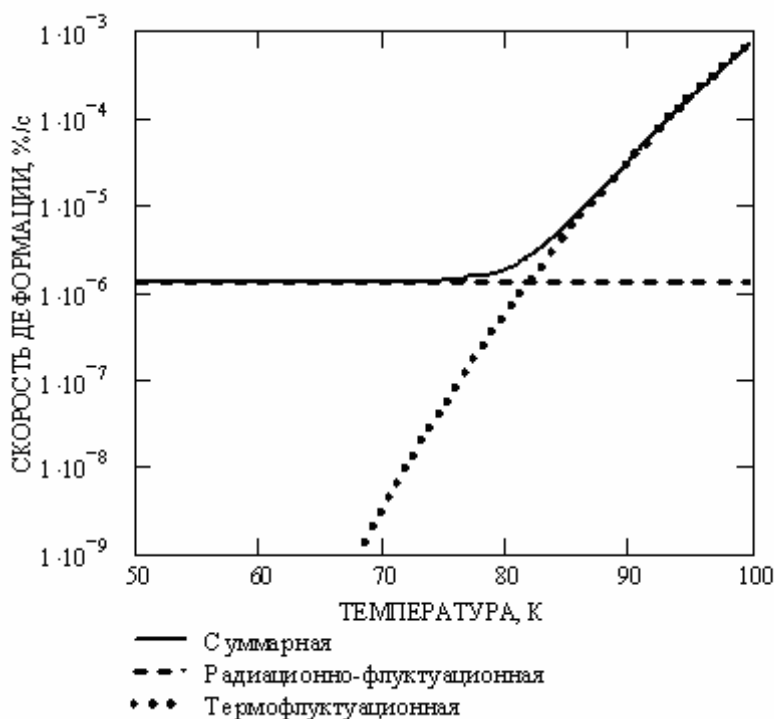


Рис.1. Зависимость увеличения скорости деформации от температуры в цинке, рассчитанная с учетом термофлуктуационных и радиационно-флуктуационных механизмов преодоления препятствий, при следующих параметрах материала и облучения:

$$J_e = 5 \times 10^{13} \text{ эл/см}^2\text{с}$$

$$E_e = 0,5 \text{ МэВ}$$

$$\sigma = 1 \text{ МПа}$$

$$U_a = 0,3 \text{ эВ}$$

$$\rho_d = 10^{10} \text{ см}^{-2},$$

$$l_F^0 = 100 b$$

$$L = 10^{-5} \text{ см}$$

При облучении электронами с энергией выше порога выбивания атомов, на эффект пластификации накладывается эффект радиационного *упрочнения*, связанный с увеличением уровня внутренних напряжений и с уменьшением средней длины дислокационных сегментов.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изложенное выше рассмотрение механизма влияния неравновесных флуктуаций на пластическую деформацию металлов под облучением основано на предельно упрощенной одночастичной дислокационной модели ПД, не учитывающей сложный стохастический характер эволюции дислокационных скоплений. Целью настоящего рассмотрения было, прежде всего, описание нового механизма, исходящее из простых физических соображений. Поэтому мы не будем обсуждать здесь количественные оценки, а остановимся на некоторых принципиальных следствиях модели.

Прежде всего, отметим *линейное увеличение* скорости выявленного эффекта пластификации с увеличением плотности потока электронов и его независимость от температуры кристалла. В условиях облучения быстрыми частицами с энергией выше порога выбивания атомов это означает, что его относительный вклад в суммарную скорость ПД возрастает с ростом интенсивности и с уменьшением температуры облучения.

Таким образом, учет механизмов *радиационно-индуцированной пластификации* особенно важен для имитационных экспериментов, в которых интенсивность облучения на несколько порядков превосходит интенсивность реакторного облучения, а также для прогнозирования радиационной стойкости материалов в условиях низкотемпературных режимов реакторного облучения.

В заключение, отметим, что при облучении заряженными частицами большая часть их энергии передается в электронную подсистему, возбуждая вторичные электроны и плазменные колебания, которые также передают импульсы силы и энергии на дислокации [2, 3, 18]. Этот эффект должен приводить к дополнительному увеличению частоты неравновесных флуктуаций. Однако его количественная оценка выходит за рамки настоящей статьи и будет произведена отдельно.

Пользуясь случаем, авторы выражают искреннюю признательность В.Д. Надику за ценные дискуссии по ряду затронутых вопросов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Троицкий О.А., Лихтман, В.И. Об анизотропии действия электронного и  $\gamma$ - облучения на процесс деформации монокристаллов цинка в хрупком состоянии // Докл. АН СССР. – 1963. – Т. 148.- №2. - С. 332-334.
2. Троицкий О.А., Спицын В.И. Исследование электронного воздействия на пластическую деформацию металла. - Сб.: Металлофизика, Вып. 51, «Наукова думка» Киев. -1974, С. 18-44.
3. Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. - М.: Наука, 1985. – 160 с.
4. Троицкий О.А., Баранов Ю.В., Аврамов Ю.С. Шляпин А.Д. Физические основы и технологии обработки современных материалов.- Москва-Ижевск, 2004.- 590 с.
5. Sprecher A.F., Mannan S.L., Conrad H. On the mechanisms for the electroplastic effects in metals // Acta met. - 1986. - V. 34. - №7. - P. 1145-1162.
6. Батаронов. И.Л. Механизмы электропластичности // Соросовский Образовательный Журнал. - 1999. - №10.- С. 93-99.
7. Надик В.Д. Квантовое движение дислокаций через локальные барьеры // ФНТ.- 1979.- Т. 5. - №4.- С 400-414.
8. Надик В.Д. Теория разупрочнения металлов при сверхпроводящем переходе // ЖЭТФ. – 1971. - Т. 61. - №6(12). - С. 2540-2554.
9. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Надик В.Д. Электронное торможение дислокаций в металлах // Успехи физ. наук. - 1973. Т. 111. - №4. - С. 655-682.
10. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. Роль фононной и электронной релаксации в динамическом торможении дислокаций.- Механизмы релаксационных явлений в твердых телах.- Каунас, 1974. – С. 24-34.
11. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. – М.: «Наука», 1982. – 608 с.
12. Болотин Ю.Л., Тур А.В., Яновский В. В. Конструктивный хаос. – Харьков: Институт монокристаллов. - 2005. – 420 с.
13. Кошкин В.М., Минков Б.И., Гальчинецкий Л.П., Кулик В.Н. Термодинамика неустойчивых пар вакансия-атом в междоузлии // ФТТ. – 1973. – Т. 15. - №1. – С. 128-132.
14. Leibfried G. Defects in dislocations produced by focusing collisions in f.c.c. lattices // J. Appl. Phys. – 1960. – V. 31. – P. 117-121.
15. Tompson M.W. Defects and Radiation Damage in Metals. – Cambridge, 1969. – 420 p.
16. Dubinko V.I. 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.
17. Dubinko V.I., Lazarev N.P. 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.
18. Надик В.Д., Маковоз Д.Б. Взаимодействие плазменных колебаний электронов проводимости металла с дислокациями // ФММ. – 1987. – Т. 63. - №4. – С. 645-652.

### THE INFLUENCE OF NONEQUILIBRIUM FLUCTUATIONS ON PLASTIC DEFORMATION OF METALS UNDER IRRADIATION

V.I. Dubinko<sup>1</sup>, V.F. Klepikov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> NSC Kharkov Institute of Physics and Technology, Akademicheskaya Str.1, Kharkov 61108, Ukraine

<sup>2</sup> Institute of Electrophysics and Radiation Technologies, National Academy of Sciences of Ukraine, 61002 Kharkiv-2, 28 Chernyshevsky St., P. O. BOX 8812, Ukraine

New mechanism is proposed for the enhancement of plasticity of metals under irradiation. The mechanism is based on the nonequilibrium fluctuations of energy states of the dislocation atoms due to scattering of radiation-induced excitations of atomic or electronic structure of metals. Scattering of radiation-induced focusing collisions at dislocation is argued to assist the dislocation in overcoming local obstacles. As a result, the plastic strain rate increases by the value, which does not depend on temperature and is proportional to irradiation flux. The proposed mechanism enhances the plasticity of metals under sub-threshold irradiation. Under over-threshold irradiation, the plasticity increase is usually shadowed by the radiation-induced hardening due to radiation-induced formation of additional defects, which increase the level of internal stresses.

**KEY WORDS:** plastic strain, nonequilibrium fluctuations, irradiation, focusons, plasmons.