

Пластификация ГЦК-металлов в процессе электронного облучения

© В.И. Дубинко¹, А.Н. Довбня¹, В.А. Кушнир¹, И.В. Ходак¹, В.П. Лебедев², В.С. Крыловский²,
С.В. Лебедев², В.Ф. Клепиков³, П.Н. Остапчук³

¹ Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“, Харьков, Украина

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

³ Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: vdubinko@mail.ru

(Поступила в Редакцию 14 мая 2012 г.)

Изучено влияние электронного пучка с энергией 0.5 MeV на деформацию поликристаллического алюминия (99.5%) и меди (99.5%) при одноосном растяжении со скоростью $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ при температурах 40–100°C. Установлено возрастание пластичности металла за счет воздействия электронного пучка: уровень деформирующего напряжения и коэффициент деформационного упрочнения в облучаемом состоянии снижаются, а общий ресурс пластичности возрастает. Предложен механизм возрастания пластичности металлов, основанный на радиационно-индуцированном образовании нелинейных, сильно локализованных возбуждений кристаллической решетки — дискретных бризеров, время жизни которых значительно превосходит времена релаксации фононов. Взаимодействие дискретных бризеров с дислокациями может стимулировать отрыв дислокаций от стопоров и, как следствие, повышение пластичности материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта УНТЦ–НАНУ № 5497.

1. Введение

Пластическое течение и деформационное упрочнение металлов и сплавов при температурах $T/T_{\text{mel}} < 0.5$ обусловлены движением дислокаций и их взаимодействием со структурными и примесными дефектами кристаллического строения. Однако в ряде случаев следует учитывать также взаимодействие носителей деформации с элементарными возбуждениями кристалла (фононы, магноны и др.) [1]. Рассеяние энергии движущейся дислокации на электронах проводимости металла экспериментально можно зафиксировать при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние [2]. Кинетика дислокаций изменяется также в сильном магнитном поле [3] и под действием импульсов электрического тока большой плотности [4–6]. Однако наиболее интересные эффекты возникают в процессе пластической деформации непосредственно под действием электронного, нейтронного и гамма-облучения [7–10].

В 60–70-е годы прошлого столетия были выполнены пионерские работы по изучению влияния облучения на деформацию некоторых ГПУ-кристаллов [7]. Было обнаружено повышение пластичности при низкотемпературном облучении монокристаллов цинка электронами и γ -квантами с энергией ниже порога выбивания атомов при условии совпадения направления пучка с базисной плоскостью кристалла. Последующие исследования показали, что аналогичный эффект наблюдается при пропускании через ГПУ- и ГЦК-металлы импульсов электрического тока плотностью порядка 10^5 A/cm^2 , длительностью $\sim 100 \mu\text{s}$ и частотой следова-

ния $\sim 1 \text{ Hz}$ [4–6]. Такие методы обработки были названы электронно-пластической деформацией (ЭПД). Несмотря на широкое применение и большое количество работ по изучению ЭПД, управляющий механизм этого явления не ясен до сих пор. Так, наиболее популярный механизм „электронного ветра“ [5] предсказывает возникновение дополнительной силы, действующей на дислокации за счет увлечения электронным потоком. Однако возникающая сила на два порядка меньше, чем сила, обусловленная внешней нагрузкой, что не может объяснить наблюдаемые эффекты. Кроме того, плотность тока при электронном облучении, приводящем к эффекту ЭПД, на десять порядков меньше, чем при обработке импульсным током, т.е. сила „электронного ветра“ при этом ничтожна. В работах [11–12] предложен фокусонный механизм ЭПД, обусловленный неравновесными флуктуациями энергетических состояний атомов дислокаций при рассеянии на них радиационно-индуцированных возбуждений атомной структуры металла — фокусон. Эффективность этого механизма в большой степени определяется длиной свободного пробега фокусон, которая может достигать нескольких десятков атомных расстояний при достаточно низких температурах. Однако фокусоны рассеиваются на фононах, и потому они термически нестабильны в области повышенных температур ($> 20^\circ\text{C}$), в которой эффект ЭПД наблюдается экспериментально [8–10].

Теплообмен между „горячими“ электронами и дислокационными фононами приводит к перенормировке эффективной температуры, которая играет важную роль в пластичности металлов [13]. При этом средняя

энергия фононной системы существенно не меняется (по сравнению с обычным джоулевым нагревом), и соответственно существенного увеличения эффективной температуры дислокационных фононов произойти не должно. Несмотря на это, обогащение кристалла коротковолновыми (дебаевскими) фононами может иметь важные физические следствия. Дело в том, что при этом значительно возрастает вероятность образования нелинейных сильно локализованных атомных колебаний — так называемых „дискретных бризеров“, время жизни которых значительно превосходит времена релаксации фононов [14,15]. В работе [15] показано, что учет дискретных бризеров приводит к увеличению скорости флуктуационно-индуцированных процессов на несколько порядков, что позволяет объяснить аномально низкотемпературные фазовые превращения (при 600 К вместо обычных 1200 К) в некоторых минералах. При этом в [15] рассмотрен „термодинамический“ механизм образования дискретных бризеров со скоростью, экспоненциально возрастающей с ростом температуры. При температуре 600 К этот механизм оказывается достаточно эффективным, но вряд ли следует ожидать того же при комнатных (и тем более азотных) температурах. В то же время образование неравновесных фононов под действием импульсов тока представляется весьма вероятным механизмом возникновения долгоживущих дискретных бризеров, взаимодействие которых с дислокациями может стимулировать их отрыв от стопоров, т. е. приводить к ЭПД. В настоящей работе наши эксперименты [10] по электронному облучению ГЦК металлов Al и Cu в процессе одноосного растяжения при температурах 40–10°С анализируются в рамках оригинальной модели, основанной на учете взаимодействия дислокаций с дискретными бризерами, возникающими в радиационно-индуцированных термических вспышках [16–17].

2. Методика эксперимента

Объектом исследования являлись поликристаллические образцы алюминия и меди промышленной чистоты (99.5%) в виде плоскопараллельных пластин с размерами рабочей части $(0.3–2.5) \times 4 \times 30$ mm и уширениями на концах под захваты разрывной машины. Перед испытаниями образцы проходили термическую обработку при $T = 400^\circ\text{C}$ в течение часа. Размер зерна поликристаллической структуры составлял ~ 0.3 mm. Диаграмма нагружения образца регистрировалась в координатах нагрузка (P)–время (t) с разрешением 1 s (электронный самопишущий потенциометр ЭПП-09) и 0.3 s (запоминающий цифровой мультиметр Sanwa PC 520M). Чувствительность регистрации составляла 0.5 N. Затем нагрузка P пересчитывалась в деформирующее напряжение по соотношению $\sigma = P(1 + \varepsilon)/S$ (S — начальное сечение образца, ε — его относительное удлинение). При равномерном перемещении штока разрывной машины относительная деформация образца определялась

как $\varepsilon = vt/L$ ($v = 4 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ — скорость перемещения штока, L — начальная длина рабочей части образца) с погрешностью $\pm 0.1\%$. В процессе деформирования поликристаллы алюминия подвергались электронному облучению с энергией $E = 0.5$ MeV и плотностью потока $\varphi = (0.5–5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ по методике, изложенной ранее [9,10]. Поскольку пороговая энергия электронов для создания устойчивых дефектов в алюминии составляет 0.15 MeV, а в меди — 0.5 MeV, в первом случае облучение было надпороговым, а во втором — практически подпороговым. Изменение температуры образца за счет внешнего нагревательного устройства или же в процессе электронного облучения определялось при помощи термопары медь–константан с погрешностью в определении $\Delta T = \pm 1^\circ\text{C}$.

3. Экспериментальные результаты

Воздействие электронного пучка высокой энергии на пластическое течение металла при комнатной температуре исследовалось в двух режимах: циклического включения электронного облучения на время от 10 до 100 s (дифференциальный режим) и непрерывного облучения. На рис. 1 приведен участок кривой нагружения поликристаллического алюминия с изменениями, вызванными воздействием электронного потока φ при разных временах экспозиции в диапазоне от 5 до 60 s. Видно, что при включении электронного пучка происходит достаточно быстрое снижение уровня деформирующего напряжения на величину δP_φ . При временах облучения более 10 s наблюдается также стадия линейного во времени снижения действующей нагрузки, которое характеризуется углом θ_φ . В результате полное снижение нагрузки характеризуется величиной ΔP_φ . После выключения электронного пучка ($\varphi = 0$) происходит мгновенное восстановление уровня деформирующего усилия на δP_φ и дальнейшее его увеличение со скоростью θ . В дальнейшем зависимость $P(t)$ пересчитывалась в кривую

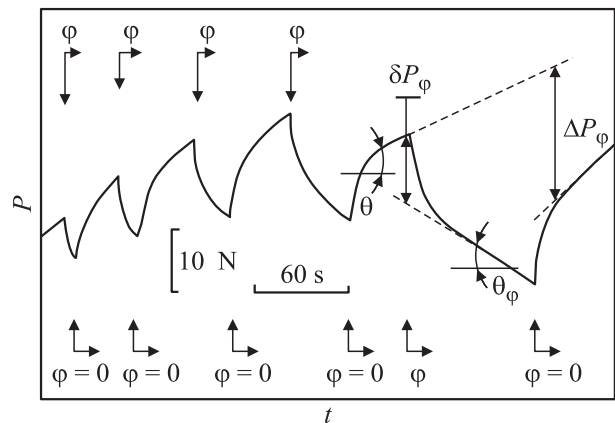


Рис. 1. Скачки нагрузки в процессе деформации образца алюминия при различных временах экспозиции электронного потока φ .

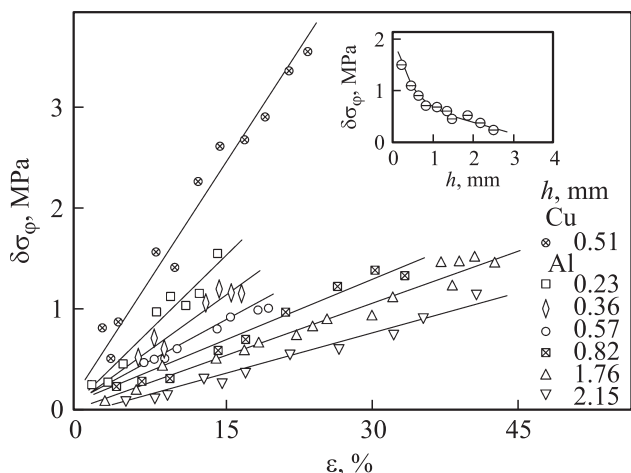


Рис. 2. Изменение радиационно-индуцированного скачка разупрочнения $\delta\sigma_\phi$ как функция степени относительного удлинения ϵ для образцов меди и алюминия различной толщины h . На вставке показана зависимость $\delta\sigma_\phi$ ($\epsilon = 15\%$) от толщины алюминиевого образца в направлении электронного потока.

деформационного упрочнения металла $\sigma(\epsilon)$, по которой определялись динамические характеристики ЭПД: $\delta\sigma_\phi$ — начальный скачок деформирующего напряжения и $\theta = d\sigma/d\epsilon$.

Особый интерес представляет поведение начального (обратимого) скачка деформирующего напряжения $\delta\sigma_\phi$ на различных участках диаграммы деформирования. На рис. 2 приведена зависимость величины скачка $\delta\sigma_\phi$ от относительной деформации ϵ образцов меди и алюминия различной толщины. Характерным является линейное нарастание $\delta\sigma_\phi$ с ростом ϵ до достижения предела прочности материала. Поскольку толщина слоя поглощения электронов с энергией $E = 0.5 \text{ MeV}$ для алюминия составляет $\sim 0.5 \text{ mm}$, была изучена зависимость величины $\delta\sigma_\phi$ от толщины образца алюминия в направлении падающего излучения. Общей тенденцией является снижение скачка разупрочнения по мере роста толщины образца. Так, при увеличении h от 0.23 до 2.5 mm $\delta\sigma_\phi$ снижается в ~ 4 раза (вставка на рис. 2). Однако относительная величина $\delta\sigma_\phi$ не зависит от материала и толщины образцов и составляет порядка 1% на уровне деформации $\epsilon = 15\%$.

Проводилось также деформирование металла при непрерывном облучении ($\phi \neq 0$) и сравнение его с деформированием без облучения ($\phi = 0$) для поликристаллического алюминия разной толщины. В результате электронного облучения в непрерывном режиме происходит снижение уровня деформирующего напряжения во всем диапазоне деформаций от предела текучести до разрушения образца, а также увеличение ресурса пластичности металла (рис. 3 и вставка *b* к нему). В качестве иллюстрации на вставке *a* к рис. 3 показаны фотографии образцов алюминия толщиной 2.5 mm в исходном состоянии (A), после деформирования до

образования шейки без облучения (B) и в процессе электронного облучения (C). Как видно, электронное облучение приводит к увеличению ресурса пластичности металла.

Для учета дополнительного термического воздействия на дислокационную систему в процессе облучения фиксировалось изменение температуры во времени при помощи термопары, закрепленной на образце и изолированной от прямого попадания пучка электронов. Сопоставление деформирующего напряжения и температуры образца в зависимости от времени показано на рис. 4. Как видно, при $t \geq 15 \text{ min}$ устанавливается динамическое равновесие между процессами теплоотвода и рассеяния энергии со стационарной температурой $\sim 80^\circ\text{C}$. При этом стационарная температура образца толщиной $h = 1.28 \text{ mm}$ не является линейной функцией плотности потока на рабочей поверхности образца ϕ (вставка *a* на рис. 4). Для плотности потока $\phi = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ и времени выдержки под пучком $t = 15 \text{ min}$ по мере увеличения толщины образца наблюдается снижение

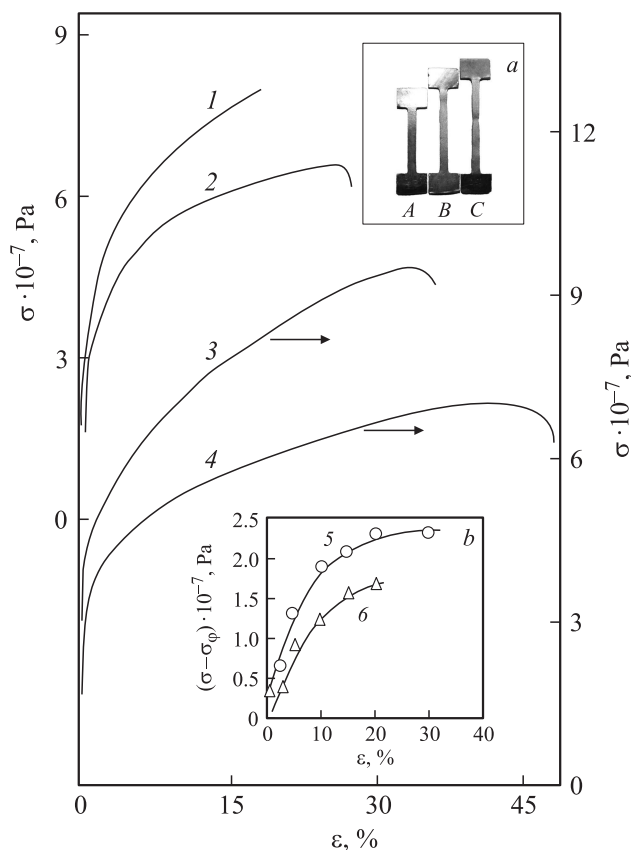


Рис. 3. Диаграммы деформирования $\sigma(\epsilon)$ поликристаллов алюминия толщиной $h = 0.36$ (1, 2) и 2.5 mm (3, 4), $\phi = 0$ (1, 3) и $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (2, 4). На вставке *b* — различие в уровнях деформирующего напряжения $\sigma - \sigma_\phi$ как функция ϵ для $h = 0.36$ (5) и 2.5 mm (6). На вставке *a* — фотографии образцов алюминия ($h = 2.5 \text{ mm}$) в исходном состоянии (A), после предельной деформации (до разрыва) без облучения (B) и в процессе электронного облучения (C).

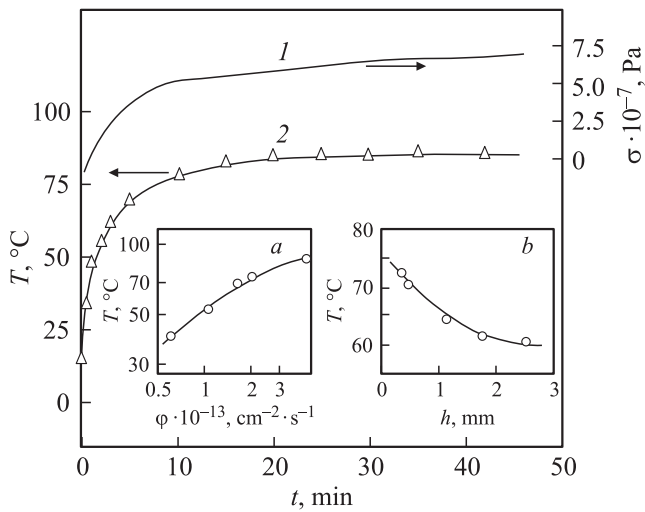


Рис. 4. Зависимость деформационного упрочнения (1) и повышения температуры (2) от времени при облучении алюминия ($h = 1.28 \text{ mm}$, $\phi = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). На вставках — изменение температуры T в зависимости от плотности потока ϕ ($h = 1.28 \text{ mm}$) (a) и толщины образца ($t = 15 \text{ min}$, $\phi = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) (b).

температуры разогрева (вставка *b* на рис. 4) и происходит увеличение ресурса пластичности.

Для разделения вкладов непосредственного воздействия электронного облучения и его вторичного воздей-

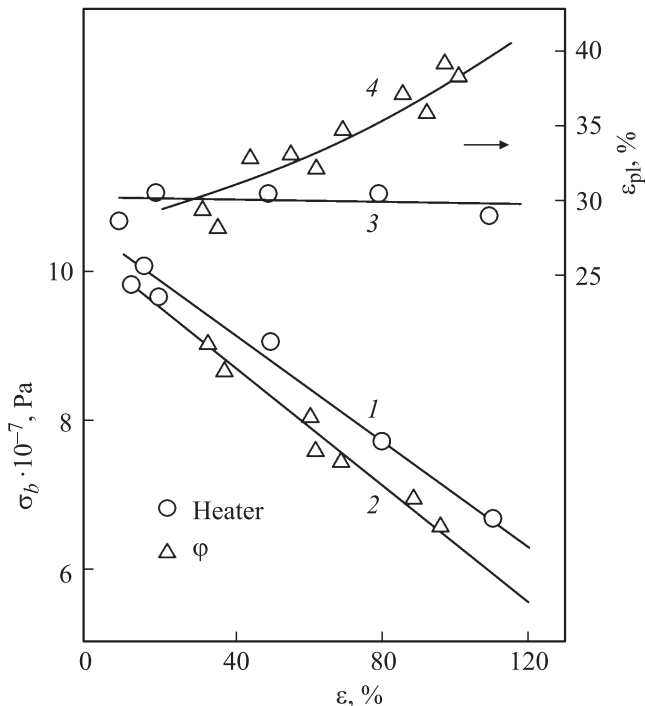


Рис. 5. Изменение предела прочности σ_b (1, 2) и ресурса пластичности ϵ_{pl} (3, 4) поликристаллического алюминия от температуры, созданной внешним нагревателем (1, 3) или электронным облучением (2, 4).

ствия (термического разогрева) было проведено деформирование алюминия при различных температурах испытания, созданных внешним нагревателем или потоком электронов (рис. 5). Снижение предела прочности σ_b происходит независимо от способа разогрева металла. На фоне снижения σ_b при повышении T облучение электронами способствует увеличению ресурса пластичности ϵ_{pl} примерно на 25%, в то время как повышение температуры деформации без облучения на ресурс пластичности не влияет.

Таким образом, анализ температурных зависимостей механических характеристик позволяет сделать вывод о качественном различии механизмов пластической деформации при наличии и в отсутствие облучения. В следующем разделе рассмотрен возможный механизм радиационно-индуцированной пластификации (РИП).

4. Модель радиационно-индуцированной пластификации

Одним из классических механизмов радиационного воздействия на структурные характеристики материалов является механизм радиационно-индуцированных термических вспышек (TS — от англ. „thermal spikes“) [16]. При электронном облучении основная доля энергии тратится на возбуждение электронной подсистемы металла, которая передает энергию кристаллической решетке (и структурным дефектам) посредством электрон-фононного взаимодействия. Это может приводить к повышению энергии колебаний дислокационных сегментов, что помогает им отрывать от локальных препятствий. Теория TS-индуцированного ускорения скоростей реакций с последовательным учетом электрон-фононного взаимодействия разработана в работе [17]. Результаты [17] использованы в модели [18], описывающей эффекты, связанные с образованием дискретных бризеров в радиационно-индуцированных TS. Дискретные бризеры (DB — от английского „discrete breathers“) — сильно ангармонические колебания, локализованные на нескольких атомах. Они имеют частоты выше или ниже фононной зоны, поэтому DB практически не взаимодействуют с фононами и их времена жизни велики по сравнению с TS [14,15]. В работе [18] показано, что скорость реакции в твердых телах изменяется с учетом DB, которые могут зарождаться в радиационно-индуцированных термических вспышках. Атомные колебания большой амплитуды в окрестности DB описываются в терминах периодических по времени модуляций потенциальных барьеров для химических реакций. Скорость реакции, усредненная по большим макроскопическим объемам и временам, возрастает на величину, зависящую от статистики DB. Статистика DB исследована в [18] для равновесных кристаллов и кристаллов под облучением. В этом разделе результаты модели использованы для анализа атермической компоненты РИП.

Практически мгновенный обратимый скачок $\delta\sigma_\phi$ характеризует атермический отклик имеющейся дислокационной структуры на облучение, поскольку температура и дислокационная структура не успевают измениться за время скачка. Его величина резко убывает, когда толщина образцов превышает толщину облучаемого слоя (вставка на рис. 2), что подтверждает его радиационную природу. Величина $\delta\sigma_\phi$ больше для меди, чем для алюминия, и возрастает линейно с ростом уровня деформации во всех исследованных металлах (рис. 2). При уровне деформации $\varepsilon = 15\%$ $\delta\sigma_\phi \sim 2.5$ МПа в меди и порядка ~ 1 МПа в алюминии, что соответствует примерно одинаковой относительной величине скачка: $\delta\sigma_\phi/\sigma \sim 1\%$. Последнее обстоятельство указывает на возможную зависимость эффекта от упругих модулей материала. Мы используем результаты [16–18], предполагая, что электроны MeV-энергий генерируют в материале TS и DB, которые ускоряют отрыв дислокаций от препятствий (стопоров). Для этой цели мы используем классическую модель дислокационной <струны>, в рамках которой был проведен анализ ЭПД при импульсном пропускании электрического тока [11]. В этой модели скорость термически активированной деформации $\dot{\varepsilon}_T$ имеет хорошо известный вид

$$\dot{\varepsilon}_T = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left\{-\frac{E_a(\sigma)}{k_B T}\right\}, \quad \dot{\varepsilon}_0 = b l_d \rho_d \omega_d, \quad \omega_d \approx \frac{2}{\pi b x_{cr}} \sqrt{\frac{H_0 \omega_D b}{\rho v_s}}, \quad (1)$$

где b — величина вектора Бюргерса, ρ_d — плотность подвижных дислокаций, l_d — среднее расстояние между стопорами, ω_D — частота Дебая, ω_d — частотный множитель, определяющий частоту „попыток“ преодоления стопора, ρ — плотность материала, v_s — скорость звука, x_{cr} и $E_a(\sigma)$ — критическое расстояние и активационная энергия, необходимые для отрыва дислокации от стопора при заданном внешнем напряжении σ

$$E_a(\sigma) = H_0 \left(1 - \frac{\sigma_{eff}}{\sigma_c}\right)^2, \quad \sigma_{eff} = \sigma - \sigma_{in}, \quad \sigma_c = \kappa \sqrt{c_l}, \quad \sigma_{in} = \frac{\mu b}{2\pi} \sqrt{\rho_d}. \quad (2)$$

Здесь H_0 — активационная энергия преодоления стопора при нулевом эффективном напряжении σ_{eff} , σ_c — критическое напряжение срыва дислокации при нулевой температуре (в отсутствие квантовых осцилляций), σ_{in} — внутренние напряжения, создаваемые дислокационной структурой, μ — модуль сдвига, κ — феноменологический коэффициент, пропорциональный модулю сдвига. Среднее расстояние между стопорами l_d определяется плотностью дислокаций и концентрацией „примесных“ центров закрепления c_l

$$l_d(\rho_d, c_l) = \left(\sqrt{\rho_d} + \frac{1}{b} \sqrt{c_l}\right)^{-1}. \quad (3)$$

Для вычисления напряжения течения при постоянной скорости деформации необходимо решить уравнение (1) относительно σ , что приводит к известной зависимости деформационного упрочнения от скорости деформации $\dot{\varepsilon}_{ex}$ [1]

$$\sigma_T(T, \dot{\varepsilon}_{ex}) = \sigma_{in} + \sigma_c \left(1 - \sqrt{\frac{k_B T}{H_0} \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_{ex}}\right)}\right). \quad (4)$$

Учет радиационного образования TS приводит к перенормировке скорости деформации, которая становится зависящей от плотности потока налетающих частиц ϕ и суммарной энергии ε_a , передаваемой частицей в область ее трека длиной L [17,18],

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle_{TS} \approx 2\varepsilon_0 \left(\frac{k_b T_a^*(\phi)}{E_a(\sigma)}\right)^2, \quad T_a^*(\phi) \equiv \sqrt{\frac{1}{16\pi} \left(\frac{\varepsilon_a}{L}\right)^2 \frac{\phi}{\chi_a c_a^2}}, \quad \chi_a \equiv (\chi_e c_e + \chi_p c_p)/c_a,$$

где $c_{e,p}$ и $\chi_{e,p}$ — теплоемкость и теплопроводность электронной и ионной подсистем соответственно; $c_a \equiv c_e + c_p$, отсюда следует выражение для перенормированного напряжения течения

$$\sigma_{TS}(\phi, \dot{\varepsilon}_{ex}) = \sigma_{in} + \sigma_c \left(1 - \left(\frac{2\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_{ex}}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{k_b T_a^*(\phi)}{H_0}}\right). \quad (6)$$

Учет флуктуационного образования DB в радиационно-индуцированных TS приводит к дополнительному коэффициенту ускорения реакций срыва дислокаций $\langle A \rangle_{DB}$, который зависит от скорости генерации и времени жизни DB [18],

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle_{DB,TS} = \langle A \rangle_{DB} \langle \dot{\varepsilon} \rangle_{TS}. \quad (7)$$

Коэффициент ускорения не зависит от условий облучения, но сложным образом зависит от энергии активации $E_a(\sigma)$, что затрудняет решение уравнения (7) относительно σ . Однако, как показано в работе [18], эта зависимость может быть аппроксимирована простой формулой в области энергий активации малых по сравнению с максимальной энергией DB

$$\langle A \rangle_{DB} \approx A_{DB}^0 E_a(\sigma)^{3/2}, \quad E_a(\sigma) \ll E_{DB}^{max}. \quad (8)$$

С учетом этой аппроксимации получаем из (7) и (5) выражение для перенормированного напряжения течения

$$\sigma_{DB}(\phi, \dot{\varepsilon}_{ex}) = \sigma_{in} + \sigma_c \left(1 - A_{DB}^0 \left(\frac{2\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_{ex}}\right) \frac{[k_b T_a^*(\phi)]^2}{\sqrt{H_0}}\right), \quad (9)$$

в котором A_{DB}^0 — перенормированный коэффициент ускорения, зависящий только от параметров DB [18]. Полученные выше выражения напряжения течения справедливы для монокристаллов. Для описания деформации поликристаллов их следует умножить на коэффициент

Тейлора $M = 3.06$ для ОЦК- и ГЦК-металлов [19]. В зависимости от механизма величина обратимого скачка напряжения течения $\delta\sigma_\phi$ определяется разностью выражений для напряжения течения (4), (6) или (9) при нулевом и ненулевом значении ϕ . Соответственно классическое выражение (4), не зависящее от ϕ , дает нулевой РИП-эффект: $|\delta\sigma_\phi|_T = 0$, в то время как учет TS и DB приводит к следующим результатам, показанным на рис. 6:

$$|\delta\sigma_\phi|_{TS}(\phi, \dot{\epsilon}_{ex}) = M\sigma_c \left(\frac{2\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}_{ex}}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{k_b T_a^*(\phi)}{H_0}} \propto \rho_d^{1/4} \phi^{1/4}, \tag{10}$$

$$|\delta\sigma_\phi|_{DB}(\phi, \dot{\epsilon}_{ex}) = M\sigma_c A_{DB}^0 \left(\frac{2\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}_{ex}}\right) \frac{[k_b T_a^*(\phi)]^2}{\sqrt{H_0}} \propto \rho_d \phi. \tag{11}$$

Сразу отметим пропорциональность величины $\delta\sigma_\phi$ модулю сдвига материала ($\sigma_c \propto \kappa \propto \mu$) и ее независимость от температуры, что согласуется с экспериментальными наблюдениями. В то же время зависимость $\delta\sigma_\phi$ от плотности потока электронов и плотности дислокаций по механизмам TS и DB качественно различна. Первый предсказывает насыщение $\delta\sigma_\phi$, а второй — линейный рост. Согласно классической модели Тейлора, плотность дислокаций пропорциональна уровню пластической деформации [20]

$$\epsilon = b\rho_d L_{eff}, \tag{12}$$

где L_{eff} — среднее расстояние, проходимое дислокациями до остановки в дислокационном „лесу“, которое имеет порядок микрометра (см. таблицу). Соответственно

Параметры материалов и облучения

Параметр	Значение
Вектор Бюргенса b , м	$3.23 \cdot 10^{-10}$
Атомный объем ω , м ⁻³	$2.36 \cdot 10^{-29}$
Модуль сдвига μ , GPa	26.5 (Al), 54.6 (Cu)
Коэффициент критических напряжений κ , МПа	110 (Al), 248 (Cu)
Активационная энергия $H_0 = \mu\omega/4$	0.977 (Al), 2.012 (Cu)
Концентрация примесных центров закрепления c_I	$5 \cdot 10^{-3}$
Начальная плотность дислокаций ρ_d^0 , м ⁻²	10^{12}
Средняя длина пробега дислокаций L_{eff} , μm	2.6
Энергия электронного пучка ϵ_a , MeV	0.5
Плотность электронного пучка ϕ , см ⁻² · с ⁻¹	$(0.5-5) \cdot 10^{13}$
Скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_{ex}$	10^{-4}

оба механизма предсказывают увеличение эффекта РИП с ростом деформации, что согласуется с экспериментом (рис. 2). Более детальное сравнение показывает (рис. 6), что вклад механизма TS может быть замечен только на начальном уровне деформаций, а затем начинает доминировать механизм DB. Он предсказывает линейную зависимость $\delta\sigma_\phi$ от уровня пластической деформации, наблюдаемую экспериментально во всех исследованных материалах.

5. Заключение

Установлено возрастание пластичности металла за счет воздействия электронного пучка: уровень деформирующего напряжения и коэффициент деформационного упрочнения в облучаемом состоянии снижается, а общий ресурс пластичности возрастает. Повышение поверхностной температуры за счет прохождения пучка электронов находится в интервале 20–60°C, что недостаточно для объяснения наблюдающихся эффектов.

Отметим отсутствие принципиального различия влияния подпорогового и надпорогового облучения в наших экспериментах в отличие от результатов пионерских работ [1,2] по низкотемпературному электронному облучению ГПУ-металлов. По-видимому, оно объясняется тем, что скорость создания устойчивых атомных смещений (пар Френкеля) даже при надпороговом облучении алюминия была весьма низкой (не более 10^{-9} dpa/s). Поэтому концентрация радиационно-стимулированных дислокационных стопоров за время облучения слишком мала по сравнению с исходной концентрацией и не приводит к радиационному упрочнению. Вместе с тем при обоих типах облучения происходит радиационно-

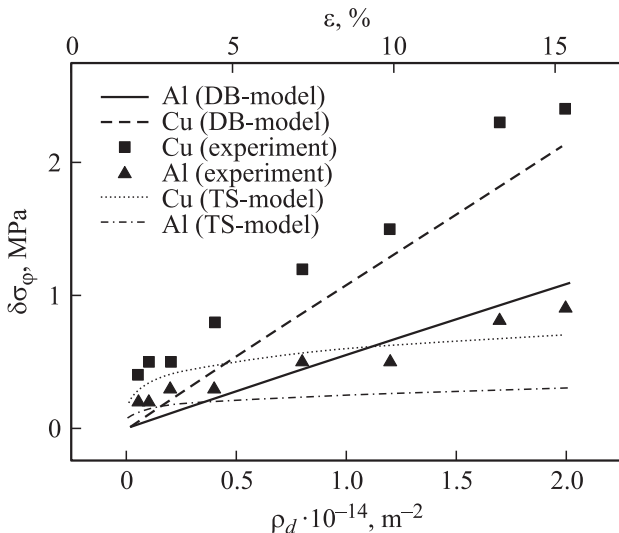


Рис. 6. Обратимый скачок напряжения течения $\delta\sigma_\phi$ как функция плотности дислокаций ρ_d , и уровня пластической деформации ϵ согласно модели РИП по механизмам TS (формула (10)) и DB (формула (11)). Символы — экспериментальные данные для образцов Al и Cu с толщиной $h = 0.51$ mm. Параметры материала и облучения представлены в таблице.

индуцированное возбуждение электронной и ионной систем, которое приводит к наблюдаемому разупрочнению металла.

Возможный механизм возрастания пластичности металлов связан с радиационно-индуцированным образованием нелинейных сильно локализованных возбуждений кристаллической решетки — дискретных бризеров [14,15,18], время жизни которых значительно превосходит времена релаксации фононов. Взаимодействие ДВ с дислокациями может стимулировать отрыв дислокаций от стопоров и, как следствие, повышение пластичности материала. Отметим, что в наших экспериментах скорость создания устойчивых атомных смещений при надпороговом облучении алюминия была сравнима со скоростью создания смещений при реакторном облучении корпусных сталей (10^{-10} – 10^{-9} dpa/s). Это позволяет сделать важный вывод о том, что механические свойства материалов в условиях реакторного облучения могут значительно отличаться от свойств образцов-свидетелей при послереакторных испытаниях. Таким образом, прогнозирование механического ресурса материалов ядерных реакторов должно проводиться с учетом как механизмов радиационного упрочнения, так и механизмов радиационного разупрочнения в процессе реакторного облучения.

Список литературы

- [1] В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. Металлургия, М. (1975). 328 с.
- [2] М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацк. УФН **111**, 655 (1973).
- [3] В.П. Лебедев, В.С. Крыловский. Письма в ЖЭТФ **36**, 3 (1982).
- [4] В.И. Спицын, О.А. Троицкий. Металлофизика. Наук. думка, Киев (1974) В. 51. С. 18.
- [5] A.F. Sprecher, S.L. Mannan, H. Conrad. Acta Met. **34**, 1145 (1986).
- [6] О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Аврамов, А.Д. Шляпин. Физические основы и технологии обработки современных материалов. Москва–Ижевск. (2004). 590 с.
- [7] О.А. Троицкий, В.И. Лихтман. ДАН СССР **148**, 332 (1963).
- [8] В.С. Карасев, Э.У. Гриник. Атомная энергия **54**, 177 (1983).
- [9] Н.И. Айзацкий, А.Н. Довбня, В.И. Дубинко, В.Ф. Жигло, А.И. Косой, В.А. Кушнир, В.В. Митроченко, С.А. Перезогин, Д.Л. Степин, И.В. Ходак, В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев. ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования **3** (54), 145 (2010).
- [10] В.И. Дубинко, А.Н. Довбня, В.А. Кушнир, В.В. Митроченко, И.В. Ходак, В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, В.Ф. Клепиков. ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования **3** (54), 140 (2010).
- [11] В.И. Дубинко, В.Ф. Клепиков. Вестн. Харьков. национал. ун-та. Сер. Ядра, частицы, поля **710**, 3 (28), 87 (2005).
- [12] V.I. Dubinko, V.F. Klepikov. J. Nucl. Mater. **362**, 146 (2007).
- [13] П.Н. Остапчук, В.И. Дубинко, В.И. Карась, В.Ф. Клепиков. ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение **1** (65), 49 (2010).
- [14] M.V. Ivanchenko, O.I. Kanakov, V.D. Shalfeev, S. Flach. Physica D **198**, 120 (2004).
- [15] J.F.R. Archilla, J. Cuevas, M.D. Alba, M. Naranjo, J.M. Trillo. J. Phys. Chem. B **110**, 24 112 (2006).
- [16] И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров. Атом. энергия **6**, 391 (1959).
- [17] В.И. Дубинко, В.Ф. Клепиков, В.Е. Новиков, П.Н. Остапчук, А.А. Сорока, Л.В. Танатаров, И.В. Танатаров. ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение **2**, 48 (2007).
- [18] V.I. Dubinko, P.A. Selyshchev, J.F.R. Archilla. Phys. Rev. E **83**, 041 124 (2011).
- [19] V.I. Dubinko, S.A. Kotrechko, V.F. Klepikov. Rad. Eff. Def. Solids bf **164**, 647 (2009).
- [20] Physical metallurgy / Eds R.W. Cahn, P. Haasen. North-Holland Phys. Publ., Amsterdam–Oxford–N.Y.–Tokyo (1983).