

Анализ факторов, вызывающих нестабильность деформации и потерю пластичности облученной нейтронами меди

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 7 июля 2004 г.)

На примере меди теоретически рассмотрено влияние облучения на кривые растяжения и стабильность деформации радиационно-упрочненных металлов. Анализ базируется на уравнении эволюции плотности дислокаций с деформацией в пластически деформируемом материале. Неустойчивость деформации на начальной стадии кривых растяжения обусловлена сильной локализацией деформации на микроуровне в результате превращения неподвижных радиационных дефектов (вакансионных и межузельных петель) в подвижные дислокации. Из-за каналирования большого числа дислокаций вдоль плоскостей скольжения на кривых напряжения–деформация возникают зуб и площадка текучести. Найдены критические условия их появления и теоретические зависимости длины площадки текучести и величины равномерной деформации до образования шейки от дозы облучения.

Облучение металлов нейтронами дозами выше 10^{17} см^{-2} при температурах $T < 0.3T_m$, где T_m — температура плавления металла, сопровождается рядом характерных явлений. Главными из них являются образование кластеров радиационных дефектов (вакансионных и межузельных петель и тетраэдров дефектов упаковки) с плотностью $10^{16}–10^{18} \text{ см}^{-3}$, вызывающих резкое увеличение критического напряжения сдвига и появление зуба и площадки текучести на кривых деформационного упрочнения облученного металла, а также сильное снижение величины равномерной деформации до образования шейки. Последние два обстоятельства свидетельствуют о повышенной неустойчивости пластической деформации радиационно-упрочненного металла к локализации деформации и разрушению. При высоких дозах облучения, превышающих 10^{23} см^{-2} ($> 1 \text{ dpa}$), наблюдается полная потеря металлом пластичности, т.е. практически хрупкое его разрушение. Все указанные явления имеют место как в чистых ГЦК и ОЦК металлах, так и в конструкционных сплавах аустенитного и ферритного классов, используемых в атомной энергетике [1].

Структурные исследования пластически деформированных после облучения металлов, выполненные с помощью оптических и электронно-микроскопических методов, обнаружили, что локализация деформации при радиационном упрочнении наблюдается не только на макроуровне, но и на мезо- и микроуровнях. На мезоуровне это проявляется в возникновении и распространении вдоль рабочей длины растягиваемого образца неоднородной деформации в виде фронта Людерса [2], а на микроуровне — в явлении каналирования дислокаций (dislocation channeling). Этот термин означает формирование в облученном металле в процессе пластической деформации свободных от радиационных дефектов „каналов“ шириной $0.1–0.5 \mu\text{m}$ вдоль плоскостей скольжения в результате прохождения по ним дислокаций и заметания дефектов [3,4]. С каналами связаны большие локальные пластические сдвиги поряд-

ка $1–10$, в то время как макроскопическая деформация образца составляет при этом всего несколько процентов. Сдвиги такой величины свидетельствуют о прохождении вдоль каналов большого числа дислокаций. Связанные с ними ступеньки на поверхности кристалла достигают несколько микрон [3], что в случае поликристаллического материала может быть опасно, если границы зерен в результате облучения становятся хрупкими.

Механизм образования бездефектных каналов и каналирования дислокаций был теоретически рассмотрен в [5,6] на основе кинетического уравнения для плотности дислокаций, образующихся в результате превращения радиационных призматических петель Франка и тетраэдров дефектов упаковки в скользящие дислокации с последующей аннигиляцией винтовых участков дислокаций, вызывающей исчезновение как петель, так и дислокаций в каналах. В настоящей работе эти результаты будут использованы для анализа факторов, оказывающих влияние на нестабильность пластической деформации облученных металлов с ГЦК решеткой на начальной стадии их деформации (возникновение зуба и площадки текучести) и на величину равномерной деформации до момента локализации деформации в виде шейки.

Как и в [7,8], анализ влияния структурных факторов (радиационных дефектов в виде кластеров точечных дефектов) на параметры кривой деформационного упрочнения облученного металла базируется на уравнении эволюции средней плотности дислокаций с деформацией. Для иллюстрации и верификации теоретических результатов используются имеющиеся в литературе данные по пластической деформации и дефектной структуре радиационно-упрочненной меди [1,9–12]. Первые два раздела работы посвящены обобщению и анализу экспериментальных и теоретических результатов исследования эволюции плотности радиационных дефектов и критических напряжений сдвига в меди с ростом дозы облучения. В третьем и четвертом разделах теоретически рассмотрено влияние радиационных дефектов на

стабильность пластической деформации, параметры и вид кривой деформационного упрочнения облученного нейтронами металла.

1. Плотность дефектов и критическое напряжение сдвига

На рис. 1 в качестве примера приведены кривые растяжения поликристаллической меди после ее облучения нейтронами до различных доз [1,9]. Видно, что с ростом дозы облучения предел текучести (в случае монокристалла — критическое напряжение сдвига τ_i) меди сильно увеличивается. Величина критического напряжения сдвига при взаимодействии дислокаций с радиационными дефектами с объемной плотностью N и поперечным размером d , как сейчас хорошо установлено, подчиняется выражению [1,10,12]

$$\tau_i = \alpha_i(T, \dot{\epsilon})\mu b(dN)^{1/2}, \quad (1)$$

где μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргера, α_i — коэффициент, определяющий величину взаимодействия дислокации с дефектом, зависящий от температуры T и скорости деформации $\dot{\epsilon}$, если дислокации преодолевают дефекты с помощью термической активации. От дозы облучения в формуле (1) могут зависеть два фактора — средний размер дефектов d и их объемная плотность N [10,11]. Как показывают данные [11], в меди средний размер дефектов с ростом дозы облучения существенно не изменяется, в то время как плотность петель увеличивается на несколько порядков, достигая насыщения при дозах облучения $D > 10^{-2}$ дпа. Зависимость N от дозы облучения для меди, найденная в [11], описывается формулой

$$N = N_m \left[1 - \exp\left(-\frac{D}{D_0}\right) \right], \quad (2)$$

где $N_m = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $D_0 = 1.25 \cdot 10^{-2}$ дпа. Если дозу облучения выразить не в единицах дпа (число смещений на атом), а в единицах флюенса ϕ , т.е. числа нейтронов на единицу площади облучаемого объекта, то с учетом того, что $N \ll N_m$ плотность дефектов в меди увеличивается как $N \sim \phi^{2/3}$ [5,10], получаем альтернативную (2) зависимость объемной плотности дефектов от флюенса ϕ

$$N = N_m \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{2/3}\right) \right]. \quad (3)$$

Далее, подставляя (2) и (3) в (1), находим зависимость критического напряжения сдвига от дозы облучения в соответствующих единицах

$$\tau_i = \tau_{im} \left[1 - \exp\left(-\frac{D}{D_0}\right) \right]^{1/2}, \quad (4a)$$

$$\tau_i = \tau_{im} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{2/3}\right) \right]^{1/2}, \quad (4b)$$

$$\tau_{im} = \alpha_i(T, \dot{\epsilon})\mu b(dN_m)^{1/2}.$$

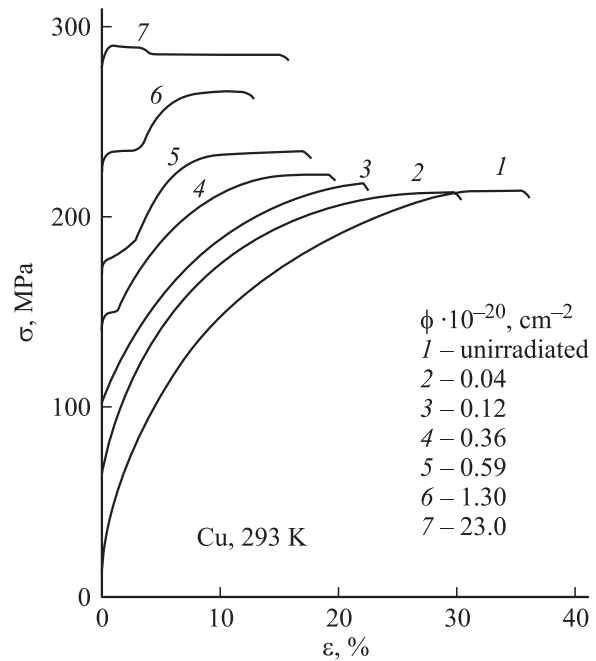


Рис. 1. Кривые растяжения поликристаллической меди, облученной нейтронами до различных доз ϕ [1,9].

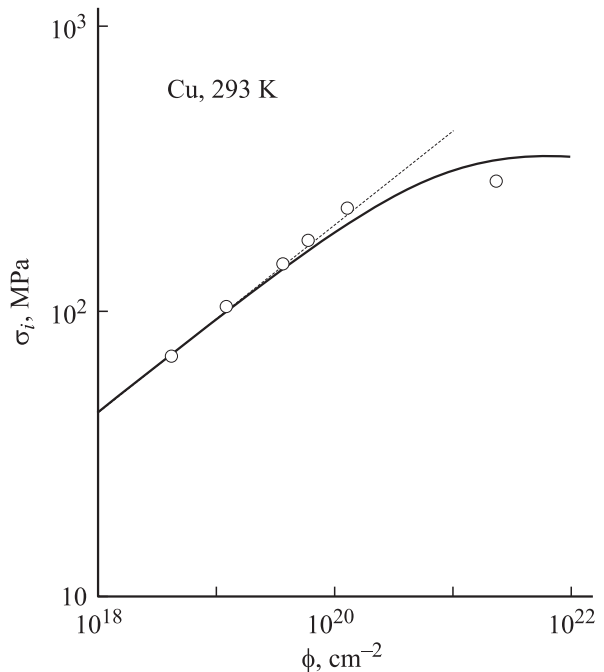


Рис. 2. Зависимость предела текучести меди от дозы облучения (рис. 1). Сплошная кривая — согласно выражению (4b), штриховая — в соответствии с законом $\sigma_i \sim \phi^{1/3}$.

Эволюция предела текучести с дозой облучения вида (4a) имеет место для широкого круга аустенитных сталей [13]. Из выражения (4b) при $\phi \ll \phi_0$ следует, что $\tau_i \sim \phi^{1/3}$. Такого рода зависимости зафиксированы в меди в работах [14–16]. На рис. 2 экспериментальные

точки демонстрируют в координатах $\log \sigma_i - \log \phi$ зависимость предела текучести поликристаллической меди $\sigma_i = m\tau_i$ от дозы облучения (рис. 1). Сплошная кривая на рис. 2 проведена в соответствии с формулой (4b) при $\sigma_{im} = m\tau_{im} = 370 \text{ МПа}$ и $\phi_0 = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (m — фактор Тейлора). Наклон штриховой прямой на этом рисунке соответствует закону $\sigma_i \sim \phi^{1/3}$.

Из проведенного в [14,17] термоактивационного анализа взаимодействия дислокаций с радиационными дефектами в меди следует, что коэффициент α_i , определяющий величину взаимодействия дислокации с дефектом, изменяется с температурой T и скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ в соответствии с выражением

$$\alpha_i = \alpha_{0i} + \alpha_{i0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_i} \right)^q \right]^{1/q}, \quad T_i = \frac{H_0}{k \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}}, \quad (5)$$

где α_{i0} — атермическая компонента этого взаимодействия, α_{0i} — величина термической компоненты при $T = 0$, $q = 2/3$ [14] или $1/2$ [17], H_0 — полная величина потенциального барьера, преодолеваемого дислокацией, $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор в выражении для скорости пластической деформации, k — постоянная Больцмана. Из экспериментальных данных [17] следует, что в облученной нейтронами меди $\alpha_{0i} = 0.05$, $\alpha_{i0} = 1$, $T_i \approx 10^3 \text{ К}$, $q = 1/2$. Согласно (5), при температуре 293 К в этом случае получаем величину $\alpha_i = 0.26$, близкую к эксперименту [12].

2. Зависимость плотности радиационных дефектов от деформации

Образование бездефектных каналов на начальной стадии деформации облученного металла и связанные с ними большие локальные сдвиговые деформации свидетельствуют о каналировании большого числа дислокаций вдоль соответствующих плоскостей скольжения. Действительно, если предположить, что все радиационные дефекты в виде призматических петель Франка или тетраэдров дефектов упаковки в результате взаимодействия и реакций со скользящими дислокациями превращаются в подвижные дислокации, то их начальная плотность в материале будет равна $\rho_{i0} = \pi dN$. Например, в меди при $d = 2 \text{ нм}$ и $N = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [11] получаем $\rho_{i0} \approx 6 \cdot (10^9 - 10^{11}) \text{ см}^{-2}$. Такая плотность дислокаций характерна для больших пластических деформаций и поздних (третьей и далее) стадий кривой деформационного упрочнения, когда в дислокационном ансамбле при температурах $T < 0.3T_m$ развиваются процессы динамического отдыха и аннигиляции винтовых дислокаций.

Превращение призматических петель в подвижные дислокации и образование бездефектных каналов происходит неоднородно по кристаллу. Согласно [5,6], этот процесс описывается следующим кинетическим уравне-

нием для плотности „радиационных“ дислокаций ρ_i :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + u_x \frac{\partial \rho_i}{\partial x} + D_y \frac{\partial^2 \rho_i}{\partial y^2} = nu + (1 - \beta_{im}) \frac{u}{\lambda_m} \rho_i - h_a u \rho_i^2. \quad (6)$$

Здесь $\rho_i = \rho_i(x, y, t)$ — плотность подвижных дислокаций в кристалле (в зерне поликристалла) в данный момент времени t , u_x — скорость движения дислокаций в плоскости скольжения в направлении координаты x , $D_y > 0$ — коэффициент диффузии дислокаций в поперечном к плоскости движения дислокаций направлении y с учетом инверсии знака дислокационного потока вследствие деформационного упрочнения [18], $n = n(\rho_{i0})$ — объемная плотность дислокационных источников, возникающих в результате превращения петель Франка и тетраэдров дефектов упаковки в скользящие дислокации, β_{im} — коэффициент иммобилизации дислокаций на препятствиях недеформационного происхождения, λ_m — длина пробега дислокаций между этими препятствиями, h_a — характерное расстояние аннигиляции винтовых участков дислокационных петель, u — средняя скорость движения дислокаций в кристалле.

Уравнение (6) описывает как движение фронта аннигиляции дислокаций вдоль отдельного канала [6], так и образование новых каналов по мере продвижения фронта Людерса по кристаллу в поперечном к плоскостям скольжения дислокаций направлении. В случае поликристаллического образца ось y , вдоль которой движется фронт Людерса, совпадает с осью образца. Коэффициент диффузии дислокаций D_y в этом случае имеет смысл усредненного по зернам коэффициента диффузии. К сожалению, решение уравнения (6) в общем случае получить не удастся, в [5] найдено лишь решение уравнения в стационарном случае, когда движение фронта Людерса завершено и в кристалле возникает система бездефектных каналов шириной $\Delta\Lambda$ со средним расстоянием между ними Λ .

Очевидно, что исчезновение части радиационных дефектов в результате образования каналов с большой величиной локального пластического сдвига в них должно вызывать падение напряжения течения и возникновение зуба текучести, а при распространении фронта Людерса по образцу — появление площадки текучести на диаграмме деформации облученного материала, что и наблюдается на опыте (рис. 1). Чтобы продемонстрировать это теоретически, рассмотрим решение уравнения (6) в однородном приближении, для чего опустим в левой части уравнения (6) второй и третий члены и примем во внимание, что $\partial \rho_i / \partial t = (\partial \rho_i / \partial \gamma_i) \dot{\gamma}_i$, где $\dot{\gamma}_i = b \rho_i u$ — скорость локальной пластической деформации в канале. В результате имеем следующее уравнение эволюции с деформацией плотности радиационных дислокаций ρ_i :

$$\rho_i \frac{d\rho_i}{d\gamma_i} = \frac{n}{b} + (1 - \beta_{im}) k_m \rho_i - k_a \rho_i^2, \quad (7a)$$

где $k_m = 1/b\lambda_m$, $k_a = h_a/b$ — коэффициент аннигиляции дислокаций. Оценки показывают [5], что в чистых металлах вторым слагаемым в правой части уравнения (7)

можно пренебречь по сравнению с другими двумя.¹ В результате получаем уравнение

$$\rho_i \frac{d\rho_i}{d\gamma_i} = \frac{n}{b} - k_a \rho_i^2. \quad (7b)$$

Интегрируя его при начальном условии $\rho_i(0) = \rho_{i0}$, находим зависимость плотности радиационных дислокаций от локальной деформации γ_i

$$\rho_i = \rho_{i0} [\eta_i + (1 - \eta_i) \exp(-2k_a \gamma_i)]^{1/2}, \quad (8)$$

где $\eta_i = n/bk_a \rho_{i0}^2$. Для объемной плотности дислокационных источников имеем соотношение $n = \delta_0 l_i^{-3}$, где $l_i = \rho_{i0}^{-1/2}$ — средняя длина дислокационных сегментов, образующих источники Франка–Рида, $\delta_0 < 1$ — относительная доля эффективных источников. Таким образом, находим, что $\eta_i = \delta_0/bk_a \rho_{i0}^{1/2}$.

Принимая далее во внимание (3), получаем следующую зависимость параметра η_i от дозы облучения:

$$\eta_i(\phi) = \eta_{im} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{2/3}\right) \right]^{-1/2},$$

$$\eta_{im} = \frac{\delta_0}{bk_a (dN_m)^{1/2}}. \quad (9)$$

Для меди при $\delta_0 = 1.4 \cdot 10^{-2}$ [5], $T = 293$ К, $k_a = 3.5$ [18] и приведенных выше значениях d , N_m и ϕ_0 имеем оценку $\eta_{im} = 0.24$. Из (9), таким образом, следует, что при больших дозах облучения $\eta_i = \eta_{im} < 1$, а при малых, $\phi \ll \phi_0$, дозах — $\eta_i \sim \phi^{-1/3} > 1$. На рис. 3 показано, как согласно формуле (8) изменяется с локальной деформацией γ_i плотность радиационных дислокаций ρ_i относительно ее начального значения ρ_{i0} при разных значениях параметра η_i . Видно, что при малых дозах, когда $\eta_i > 1$, плотность дислокаций относительно возрастает с ростом локальной деформации (кривая 1), а при больших дозах, когда $\eta_i < 1$, уменьшается (кривая 2). Процесс аннигиляции дислокаций в этом случае превалирует над процессом их генерации из дислокационных источников. При $\eta_i = 1$ указанные процессы уравновешены и плотность дислокаций остается постоянной (штриховая кривая на рис. 3). Критерий $\eta_i < 1$ доминирования аннигиляции дислокаций над процессом их генерации из дислокационных источников совпадает с критерием возникновения бездефектных каналов в облученных металлах [5].

Поскольку плотность радиационных дефектов в виде призматических петель Франка и плотность радиационных дислокаций связаны соотношением $\rho_i = \pi dN$, то, подставляя его в уравнение (7b), получаем кинетическое уравнение для плотности радиационных дефектов

$$N \frac{dN}{d\gamma_i} = \frac{n}{\pi^2 b d^2} - k_a N^2. \quad (10)$$

¹ Указанное слагаемое оказывает, однако, существенное влияние на образование бездефектных каналов в сплавах, содержащих достаточно высокую объемную плотность precipитатов или других дисперсных частиц. Этот вопрос требует отдельного обсуждения.

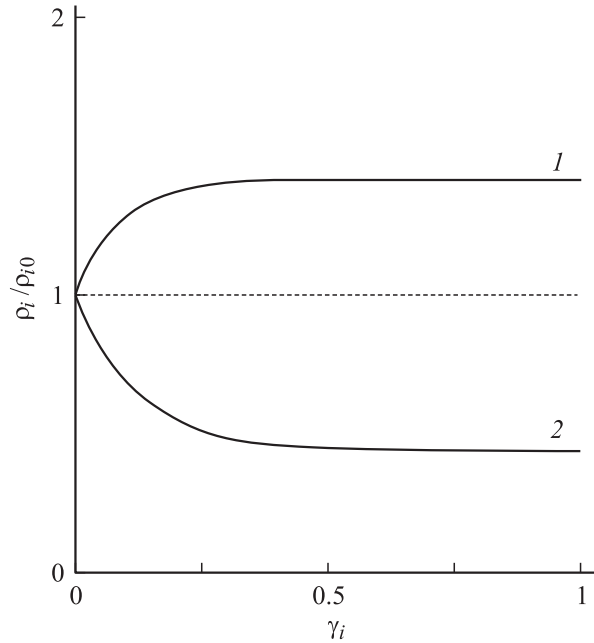


Рис. 3. Зависимость относительного изменения плотности радиационных дислокаций от величины локальной деформации γ_i согласно выражению (8) при $k_a = 5$ и величине параметра η_i : 2 — кривая 1, 1 — штриховая линия и 0.2 — кривая 2.

Оно имеет решение $N(\gamma_i, \phi)$, аналогичное выражению (8), и описывает изменение плотности исходных радиационных дефектов в облученном материале в результате его пластического деформирования. Уравнение для плотности радиационных дефектов типа (10) в частном случае $n = 0$ рассматривалось ранее в [19].

3. Зуб и площадка текучести

Снижение плотности радиационных дефектов из-за образования бездефектных каналов приводит согласно соотношениям (1), (8) и (9) к снижению напряжения течения в соответствии с выражением

$$\tau_i(\gamma_i, \phi) = \alpha'_i \mu b \rho_i^{1/2}(\gamma_i, \phi), \quad (11)$$

где $\alpha'_i = \pi^{-1/2} \alpha_i$, поскольку $\rho_i = \pi dN$. С учетом того что деформация материала при образовании каналов составляет $\varepsilon = f_i \gamma_i / m$, где $f_i = \Delta \Lambda / \Lambda$ — относительная доля материала, занятая каналами, получаем в случае поликристаллического материала зависимость напряжения $\sigma_i = m \tau_i$ от степени пластической деформации и дозы облучения вида

$$\sigma_i(\varepsilon, \phi) = \sigma_{i0}(\phi) \left[\eta_i(\phi) + (1 - \eta_i(\phi)) \times \exp(-2m f_i^{-1} k_a \varepsilon) \right]^{1/4}, \quad (12a)$$

$$\sigma_{i0}(\phi) = m \alpha'_i \mu b \rho_{i0}^{1/2}(\phi). \quad (12b)$$

В отсутствие радиационных дефектов и других структурных дефектов кинетическое уравнение для плотности дислокаций ρ_d в условиях множественного скольжения имеет вид [18,20]

$$\frac{d\rho_d}{d\gamma} = k_f \rho_d^{1/2} - k_a \rho_d, \quad (13)$$

где k_f — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса. Интегрируя (13) и принимая во внимание, что напряжение течения в рассматриваемом случае определяется соотношением $\sigma_d = m\alpha\mu b\rho_d^{1/2}$, получаем кривую деформационного упрочнения необлученного материала

$$\sigma_d(\varepsilon) = \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} m k_a \varepsilon\right) \right],$$

$$\sigma_3 = m\alpha\mu b \rho_3^{1/2}, \quad \rho_3 = (k_f/k_a)^2, \quad (14)$$

где σ_3 — напряжение течения в конце третьей стадии кривой упрочнения (стадии динамического отжига), ρ_3 — плотность дислокаций в конце этой стадии, α — коэффициент взаимодействия дислокаций при множественном скольжении. Таким образом, с учетом напряжения (12), определяющего уровень радиационного упрочнения материала, полное напряжение течения материала равно

$$\sigma(\varepsilon, \phi) = \sigma_i(\varepsilon, \phi) + \sigma_d(\varepsilon). \quad (15)$$

Формула (15) предполагает линейное суммирование напряжений в результате радиационного и деформационного упрочнения материала. Возможен также вариант квадратичного суммирования указанных напряжений. Анализ показывает, что линейное суммирование в данном случае более соответствует опыту.

На рис. 4 приведены рассчитанные в соответствии с формулами (12)–(15) кривые деформационного упрочнения меди, облученной различными дозами нейтронов. Указанные на рисунке дозы соответствуют дозам, приведенным выше на рис. 1. При расчете напряжения σ_i предполагалось, что $f_i = 0.1$ [5], $k_a = 3.4$, $m = 3$, а при расчете напряжения σ_d , что $\alpha = 0.5$, $b k_f = 1.1 \cdot 10^{-2}$, $b = 0.256$ nm, $\mu = 48.5$ GPa. Значения остальных параметров были указаны выше. Хотя полного количественного соответствия между кривыми упрочнения на рис. 1 и 4 нет, имеется достаточно удовлетворительное общее соответствие между теорией и экспериментом. Из рис. 4 видно, что при дозах облучения выше 10^{19} cm⁻² на кривых упрочнения 3–5, как и на соответствующих кривых на рис. 1, появляется зуб текучести вследствие возникновения большого числа подвижных дислокаций при образовании каналов. Поскольку новые каналы формируются в результате движения фронта Людерса, то вслед за зубом текучести на кривых σ – ε на рис. 1 появляется площадка текучести и соответствующее ей напряжение (нижний предел текучести σ_L).

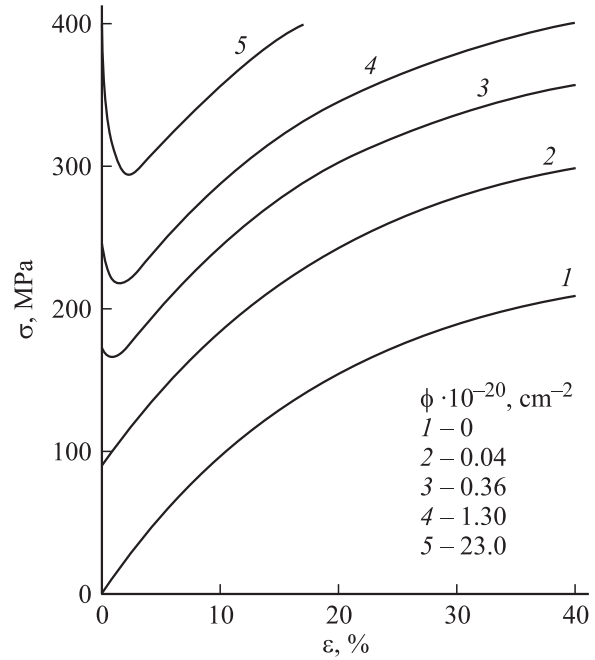


Рис. 4. Кривые деформационного упрочнения меди, облученной нейтронами до различных доз ϕ , рассчитанные согласно формуле (15).

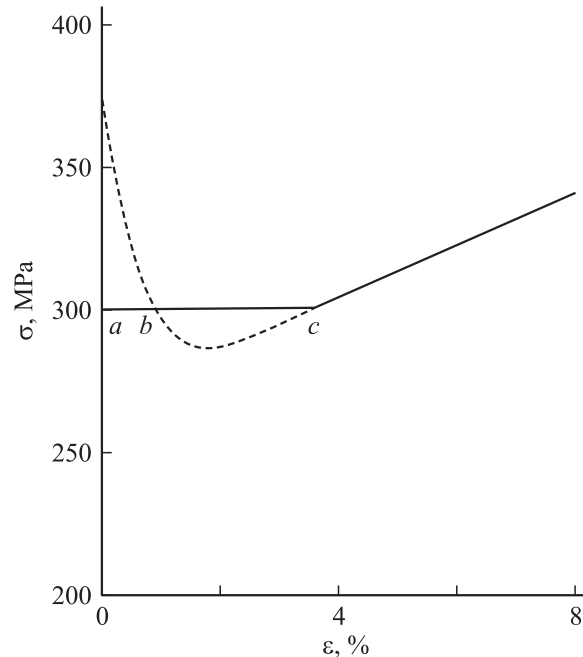


Рис. 5. Схема определения деформации Людерса и нижнего предела текучести (см. текст).

Чтобы найти длину площадки текучести (деформацию Людерса ε_L) и напряжение σ_L , воспользуемся правилом равных площадей. На рис. 5 в качестве примера приведена кривая 5 (штриховая линия) из рис. 4. Буквами b и c обозначены точки пересечения прямой ac на уровне нижнего предела текучести с кривой $\sigma(\varepsilon)$. Правило

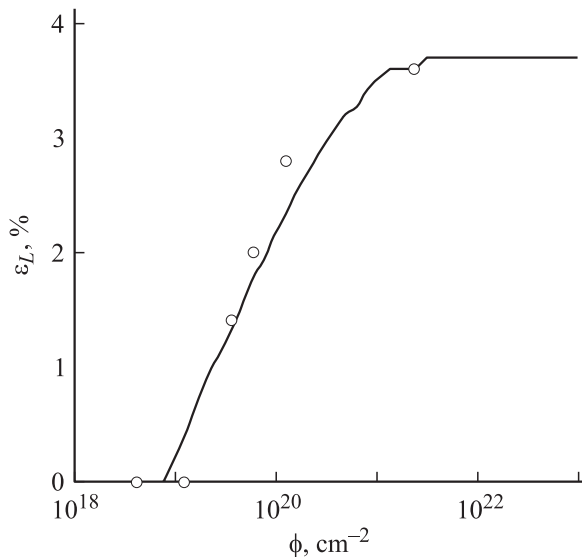


Рис. 6. Зависимость длины площадки текучести ε_L в меди от дозы облучения ϕ согласно уравнениям (16) и (17). Экспериментальные точки — данные рис. 1.

равных площадей означает равенство площадей между этой кривой и прямой ac выше и ниже ее. Оно имеет вид

$$\int_0^{\varepsilon_b} [\sigma(\varepsilon, \phi) - \sigma_L(\phi)] d\varepsilon = - \int_{\varepsilon_b}^{\varepsilon_c} [\sigma(\varepsilon, \phi) - \sigma_L(\phi)] d\varepsilon \quad (16a)$$

или после некоторых преобразований

$$\int_0^{\varepsilon_c} \sigma(\varepsilon, \phi) d\varepsilon = \sigma_L \varepsilon_c, \quad (16b)$$

где ε_b и ε_c — деформации, соответствующие точкам b и c на этом рисунке. Второе условие для определения деформаций ε_b и ε_c одновременно является и условием, определяющим нижний предел текучести

$$\sigma_L(\phi) = \sigma(\varepsilon_b, \phi) = \sigma(\varepsilon_c, \phi), \quad (17)$$

а также деформацию Людерса $\varepsilon_L(\phi) = \varepsilon_c(\phi)$. Система уравнений (16) и (17) относительно деформаций ε_b и ε_c решалась численно для каждой дозы облучения ϕ . На рис. 6 показана полученная в результате решения уравнений зависимость деформации ε_L от дозы облучения, а также экспериментальная зависимость $\varepsilon_L(\phi)$ для меди согласно данным рис. 1. Видно, что площадка текучести появляется при дозах облучения выше 10^{19} cm^{-2} , когда в материале возникает эффект каналирования дислокаций.

4. Равномерная деформация

Еще одно связанное с облучением явление — сильное снижение при растяжении радиационно-упрочненного материала величины равномерной деформации ε_u до

возникновения пластической неустойчивости, так называемой „шейки“, приводящей к разрушению материала путем его пластического разделения (рис. 1). Возникновение этой неустойчивости определяется известным критерием Консидера $d\sigma/d\varepsilon \leq \sigma$. Согласно ему деформация теряет устойчивость, когда коэффициент деформационного упрочнения $d\sigma/d\varepsilon$ становится меньше напряжения течения σ . Очевидно, что чем больше в уравнении (15) напряжение радиационного упрочнения $\sigma_i(\phi)$, тем меньше деформация ε_u , когда этот момент наступает. Соотношения (12)–(15) позволяют получить теоретические зависимости величины равномерной деформации ε_u и соответствующего ей напряжения течения σ_u (условного предела прочности) от напряжения $\sigma_i(\phi)$ и, следовательно, от дозы облучения.

Из рис. 1 видно, что потеря устойчивости деформации в облученной меди наступает при деформациях, превышающих деформацию Людерса ($\varepsilon_u > \varepsilon_L$). При этих деформациях из выражения (12a) следует, что напряжение радиационного упрочнения $\sigma_i(\phi) = \eta_i^{1/4} \sigma_{i0}(\phi)$. Оно не зависит от деформации и, следовательно, не вносит вклада в левую часть условия Консидера. В таком случае после подстановки (15) в это условие находим с учетом соотношения (14), что

$$\varepsilon_u = \frac{2}{mk_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2} mk_a}{1 + \xi \frac{\sigma_i(\phi)}{\sigma_3}}, \quad (18a)$$

$$\sigma_u = \frac{\frac{1}{2} mk_a}{1 + \frac{1}{2} mk_a} (\sigma_i(\phi) + \sigma_3), \quad (18b)$$

где ξ — некоторый поправочный коэффициент. На рис. 7 кривая 1 иллюстрирует теоретическую зависимость деформации ε_u от дозы облучения согласно формуле (18a) при величине коэффициента ξ , равного двум. Экспериментальные точки (кружки) на рис. 7 демонстрируют зависимость величины равномерной деформации в меди, облученной до различных доз (рис. 1). Видно, что облучение дозой $2.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ более чем вдвое снижает величину равномерной деформации до образования шейки.

Это снижение, по-видимому, еще более значительно, если за начало образования шейки принять первый спад напряжения на кривой 7 на рис. 1 сразу же после окончания площадки текучести. Соответствующая этому моменту деформация 4% тоже приведена на рис. 7. Для сравнения на рисунке показана также зависимость деформации Людерса от дозы облучения (рис. 6). Видно, что при высоких дозах деформации ε_u и ε_L сближаются, что свидетельствует о значительной потере и отсутствии запаса пластичности у радиационно-упрочненного металла. Аналогичный результат был получен в облученном нейтронами никеле [21]. Поскольку возникновение площадки текучести и деформации Людерса связано с образованием бездефектных каналов, в [21] эта деформация рассматривалась в качестве критической деформации, необходимой при данной дозе облучения

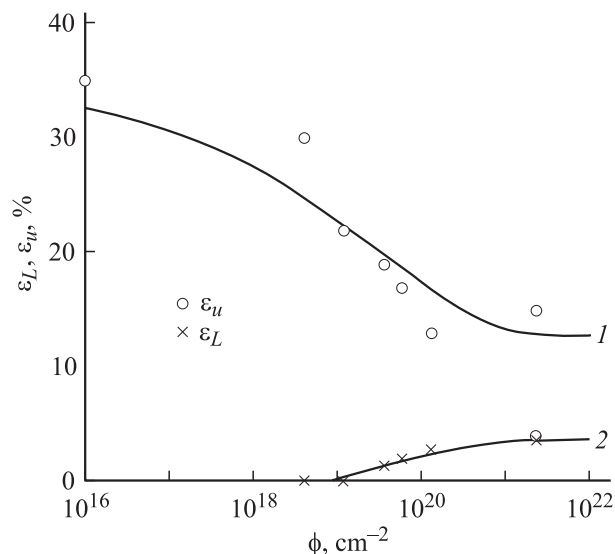


Рис. 7. Зависимость равномерной деформации ε_u и деформации Людерса ε_L в меди от дозы облучения согласно данным рис. 1. Теоретические кривые: 1 — согласно выражению (18a), 2 — решению уравнений (16) и (17).

для их появления. Следует заметить, что при больших дозах облучения теоретическая зависимость $\varepsilon_u(\phi)$ в меди (кривая 1 на рис. 7) сильно отклоняется от экспериментальной зависимости, если в качестве деформации ε_u при дозе $2,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ принять деформацию Людерса. Причина расхождения связана, возможно, с тем, что при больших дозах облучения закон квадратичного суммирования радиационного и деформационного упрочнений более соответствует опыту, чем линейный закон.

В заключение отметим, что основанный на уравнениях дислокационной кинетики подход к анализу влияния облучения на устойчивость деформации и пластичность радиационно-упрочненных материалов позволяет, во-первых, достаточно адекватно описать характер и особенности кривых деформационного упрочнения этих материалов, а, во-вторых, установить количественную связь этих особенностей с дозой облучения.

Список литературы

- [1] Л.И. Иванов, Ю.М. Платов. Радиационная физика металлов и ее приложения. М.: Интерконтакт, Наука, (2002). 300 с.
- [2] H. Neuhäuser. In: Dislocation in Solids. Vol. 6 / Ed. F.R.N. Nabarro. North Holland Publ., Amsterdam (1983). P. 319.
- [3] L.V. Sharp. Radiation Effects **14**, 1, 71 (1972).
- [4] Z. Yao, R. Schaublin, M. Victoria. J. Nucl. Mater. **307/311**, 374 (2002).
- [5] Г.А. Малыгин. ФТТ **33**, 4, 1069 (1991).
- [6] Г.А. Малыгин. ФТТ **33**, 6, 1855 (1991).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 2, 236 (2005).
- [8] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 5, 870 (2005).
- [9] M.J. Makin. Radiation Effects. Gordon and Breach, N.Y., (1967). P. 627.
- [10] M.J. Makin, A.D. Whampham, F.J. Minter. Phil. Mag. **7**, 74, 285 (1962).
- [11] M. Victoria, N. Baluc, C. Bailat, Y. Dai, M.I. Luppó, R. Schaublin, B.N. Singh. J. Nucl. Mater. **276**, 114 (2000).
- [12] S. Kojima, S.J. Zinkle, H.L. Heinisch. J. Nucl. Mater. **179/181**, 982 (1991).
- [13] G.R. Odetta, G.E. Lucas. J. Nucl. Mater. **179/181**, 572 (1991).
- [14] M.J. Makin, F.J. Minter. Acta Met. **8**, 10, 691 (1960).
- [15] T.A. Blewitt, R.R. Coltman, R.E. Jamison. J. Nucl. Mater. **2**, 4, 277 (1960).
- [16] F.W. Young. J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. 1, 1 (1963).
- [17] T.J. Koppelaar, R.J. Arsenault. Phil. Mag. **12**, 119, 951 (1965).
- [18] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 9, 979 (1999).
- [19] C. Pokor, X. Averty, Y. Brechet, P. Dubusson, J.P. Massoud. Scripta Mater. **50**, 5, 597 (2004).
- [20] U.F. Kocks, A.S. Argon. M.F. Ashby. Thermodynamics and kinetics of slip. Pergamon Press, N.Y. (1975). 288 p.
- [21] A. Okada, K. Kanao, T.Y. Yoshii et al. Trans. Japan Inst. Metals **30**, 4, 265 (1989).