

Размерные эффекты при ударном пластическом сжатии наноразмерных кристаллов

© Г.А. Малыгин, О.В. Клявин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 23 марта 2017 г.)

В рамках дислокационно-кинетического подхода, основанного на уравнениях и соотношениях кинетики дислокаций, впервые сделан теоретический анализ размерных эффектов при ударно-пластическом сжатии наноразмерных кристаллов. Получены количественные соотношения для зависимости предела текучести кристаллов τ_y от размера их поперечного сечения D и скорости ударной деформации $\dot{\epsilon}$, $\tau_y \sim \dot{\epsilon}^{2/3} D$. Указанный вид зависимости имеет место при релаксации упругих напряжений в результате эмиссии дислокаций из однополосных источников Франка–Рида вблизи поверхности кристалла.

DOI: 10.21883/FTT.2017.10.44966.090

1. Введение

Как показывают исследования (см. обзоры [1–3]), прочность кристаллов с поперечными размерами $D < 1 \mu\text{m}$ в условиях низкоскоростной (квазистатической) деформации чувствительна к размерному фактору. При сжатии металлических кристаллов с ГЦК решеткой (Ni [4], Au [5]) в виде микростолбиков (micropillars [1,2]) с указанными поперечными сечениями их прочность, т. е. сопротивление пластической деформации, возрастает с уменьшением поперечного размера столбика согласно закону $\sigma \sim D^{-n}$, где $n = 0.6–1.0$. Значения $n = 0.6–0.7$, относятся к начальной стадии сжатия нанокристалла (деформациям 0.2–2%), а $n = 0.9–1.0$ — к стадии истощения деформационного упрочнения (деформациям 10–30%). Компьютерное МД [6] и дискретно-дислокационное 3–D [7] моделирование пластической деформации кристаллов с субмикронными поперечными размерами подтверждает существование размерных эффектов.

Эксперименты показали также, что прочность нанокристаллов существенно зависит от наличия в кристалле и на его поверхности дефектов. Так, выращенные кристаллизацией из газовой фазы микрокристаллы („усы“) меди с поперечными размерами 1–10 μm [8,9] имеют такую же прочность, как и нанокристаллы (nanopillars [1,2]) меди с поперечным размером 0.1–1 μm [10], полученные травлением поверхности массивного кристалла фокусированным ионным пучком. В микрокристаллах, выращенных из газовой фазы, отсутствуют объемные и поверхностные дефекты, в то время как на боковой поверхности нанокристаллов, вырезанных ионным пучком, могут присутствовать концентраторы напряжений в виде ступенек, а в приповерхностном слое — радиационные дефекты (вакансионные петли и петли внедрения). В процессе деформации петли превращаются в скользящие дислокации и снижают тем самым прочность кристалла [11].

Особенностью пластической деформации нанокристаллов является наличие в их приповерхностном слое большой плотности однополосных дислокационных источников [7]. Их возникновение связано с поперечным скольжением винтовых участков дислокационных петель при их выходе из кристалла. В результате частичного обрезания (truncation) поверхностью кристалла эмитируемой дислокационным источником петли образуются два однополосных дислокационных источника [12–14]. Процесс эмиссии однополосными источниками дислокаций и уход их из кристалла существенным образом зависят от его поперечного сечения [3].

Ударно-волновое деформирование массивных кристаллов также сопровождается размерными эффектами [15]. Они связаны с влиянием толщины (длины) кристалла в направлении удара на устойчивость образования и движения ударной пластической волны. Согласно [16] для возникновения устойчивого фронта волны необходимо, чтобы толщина кристалла в направлении движения волны была больше ширины ее фронта. Этим условием объясняется наблюдаемая в [15] зависимость параметров пластической волны (давления и скорости деформации в ней) от длины кристалла.

Другим важным обстоятельством ударного сжатия массивного кристалла при скоростях деформации выше 10^8 s^{-1} (давлениях больше 1–10 GPa) является гомогенный механизм зарождения дислокационных петель на ударном фронте [17–20]. С ним связана специфическая зависимость скорости деформации от напряжения в виде закона Свигла–Грэди [18,21], $\dot{\epsilon} \sim \sigma^4$. При скоростях деформации меньше $10^7–10^8 \text{ s}^{-1}$ доминирующим механизмом роста плотности дислокаций в нагружаемом ударом кристалле является гетерогенный механизм их зарождения на источниках типа источников Франка–Рида (ФР) [19,20].

Целью настоящей работы является теоретический анализ размерных эффектов при ударном сжатии кри-

сталлов с субмикронным поперечным сечением. Анализ основывается на уравнениях и соотношениях кинетики дислокаций [3,16,18]. Предполагается рассмотреть гетерогенный механизм образования дислокаций в кристаллах с указанными поперечными размерами. Дислокационно-кинетический подход позволяет получить количественные соотношения для параметров ударной деформации нанокристаллов и зависимость их от размера поперечного сечения и скорости деформации. Можно ожидать, что часть отмеченных выше особенностей низкоскоростной пластической деформации наноразмерных кристаллов будет присуща и их высокоскоростной ($\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$) и ударной ($\dot{\epsilon} > 10^5 \text{ s}^{-1}$) пластической деформации. Следует заметить, что из-за экспериментальных трудностей осуществления реальных ударных экспериментов с нанокристаллами имеющиеся в настоящее время сведения об их поведении при сжатии получены при компьютерном МД [6,13] и мультимасштабном дискретно-дислокационном 3-D [7,14,20] моделировании процесса их пластической деформации.

2. Зарождение дислокаций на источниках Франка—Рида

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию плотности дислокаций ρ в нанокристалле при гетерогенном механизме их зарождения имеет вид [3]

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{n_s}{L_s} u - \frac{\beta_e}{D} u \rho + \delta_f \rho^{3/2} u - b k_a \rho^2 u, \quad (1)$$

где t — время, u — скорость дислокаций, $n_s = 2/L_s^2$ — плотность приповерхностных однополюсных источников ФР, $L_s = \delta_s D$ — эффективная длина однополюсного источника ФР, $\delta_s < 1$ — коэффициент, определяющий близость источников к боковой поверхности круглого кристалла диаметром D [3,22]. Второе слагаемое в правой части уравнения (1) определяет скорость ухода (escape) дислокаций из кристалла, где $L_e = D/\beta_e$ — среднее расстояние пробега дислокаций до боковой поверхности, $\beta_e = 2(1 + 1/m_e)$, $m_e = \cos \varphi$, φ — угол наклона плоскости скольжения к оси сжатия кристалла. Последние два слагаемых в правой части (1) вносят заметный вклад в эволюцию плотности дислокаций только в достаточно толстом ($D > 10 \mu\text{m}$) кристалле [3] и определяют соответственно размножение дислокаций на дислокациях леса ($\delta_f \approx 10^{-2}$) и аннигиляцию винтовых компонент дислокационных петель механизмом микропоперечного (cross-slip) скольжения, k_a — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций. При записи уравнения (1) предполагалось, что длина (высота) кристалла $H \gg D$ и, следовательно, его торцовые поверхности не влияют на плотность дислокаций в кристалле [10].

В условиях низкоскоростной деформации, принимая во внимание, что в уравнении (1) $d\rho/dt = (d\rho/d\gamma)\dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b\rho u$ — скорость сдвиговой деформации, получаем, подставляя $d\rho/dt$ в левую часть этого уравнения и

ограничиваясь первыми двумя членами в его правой части, уравнение [3,22]

$$\rho \frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{\eta_s}{bD^3} - \frac{\beta_e}{bD} \rho, \quad \eta_s = 2/\delta_s^3. \quad (2)$$

Оно описывает эволюцию плотности дислокаций в нанокристалле с ростом деформации пластического сдвига γ . Как будет показано ниже, из решения уравнения (2) следует, что на начальной стадии деформации, когда доминирует эмиссия дислокаций из однополюсных источников, зависимость плотности дислокаций от поперечного сечения кристалла имеет вид $\rho \sim D^{-3/2}$. Следовательно, согласно формуле Тейлора для деформационного (дислокационного) упрочнения кристалла, $\tau = \alpha \mu b \rho^{1/2}$, напряжения течения изменяется с D в соответствии законом $\tau \sim D^{-3/4}$. При более высоких деформациях, когда наступает равновесие между скоростью генерации дислокаций из источников и их уходом из кристалла, имеем $\rho \sim D^{-2}$ и $\tau \sim D^{-1}$. Найденные зависимости согласуются с приведенными выше эмпирическими данными относительно зависимости напряжения течения нанокристаллов с ГЦК решеткой от размера их поперечного сечения при малых и больших деформациях.

При анализе высокоскоростной и ударной деформации нанокристаллов необходимо учесть ряд обстоятельств. Согласно [19] зависимость ширины упругого фронта от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ описывается соотношением $\delta_{el} = (c_L/\dot{\epsilon})(\Delta V/V_0)$, где c_L — скорость продольных волн, $\Delta V = V_0 - V$ — разница удельных объемов кристалла до сжатия (V_0) и при сжатии (V) его ударом. При типичных значениях для металлов $c_L = 5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $\Delta V/V_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ и скоростях деформации $10^6 - 10^{10} \text{ s}^{-1}$ получаем оценку ширины упругого фронта $\delta_{el} \approx 0.1 - 100 \mu\text{m}$. Это означает, что в диапазоне скоростей деформации $10^6 - 10^8 \text{ s}^{-1}$ в нанокристаллах длиной (высотой) $H < 2 - 3 \mu\text{m}$, характерной для опытов на сжатие, упругая деформация равномерно распределена по кристаллу, а в диапазоне скоростей деформации больше 10^8 s^{-1} нанокристалл подвергается ударно-волновой деформации с шириной ударного фронта $0.1 - 1 \mu\text{m}$. В [19] сделан анализ работы дислокационных источников ФР в диапазоне скоростей деформации $10^6 - 10^{10} \text{ s}^{-1}$ с учетом механизма вязкого торможения дислокаций, инерционных и релятивистских эффектов. Анализ показывает, что при скоростях деформации выше 10^8 s^{-1} время активации источника достигает предельного значения. Оно оказывается больше, чем время прохождения вблизи источника упругого импульса. Релаксация упругих напряжений при таких скоростях деформации путем эмиссии дислокаций из источников оказывается не возможной. Для этого требуется „включение“ гомогенного механизма зарождения дислокаций [17–20].

Пусть кристалл с поперечными размерами $D \ll H$, где H — длина (высота) кристалла, подвергается ударной деформации сжатия вдоль продольной оси z со скоро-

стью $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_z$. При указанном соотношении сечения и длины кристалла компонентами упругого поля напряжений σ_x и σ_y можно в первом приближении пренебречь по сравнению с напряжением σ_z . Таким образом, кристалл нагружается сдвиговым напряжением $\tau = \sigma_z/2$ и испытывает деформацию сдвига $\gamma_z = \epsilon_z/2$. Принимая во внимание соотношение Орована для скорости пластической деформации $\dot{\gamma} = b\rho u$, уравнение релаксации напряжения τ со временем имеет вид

$$\frac{d\tau}{dt} = \mu(\dot{\gamma}_z - b\rho u), \quad (3)$$

где плотность дислокаций ρ определяется уравнением (1). Поскольку $\gamma_z = \dot{\gamma}_z t$, то уравнение (3) можно записать также в виде

$$\frac{d\tau}{d\gamma_z} = \mu \left(1 - \frac{b\rho}{\dot{\gamma}_z} u \right), \quad (4)$$

Уравнения (2) и (4) являются системой уравнений, описывающих кинетику изменения плотности дислокаций в нанокристалле и динамику релаксации напряжения в зависимости от скорости сдвиговой деформации $\dot{\gamma}_z$ и поперечного размера кристалла D . В уравнении (4) скорость дислокаций u контролируется механизмом вязкого торможения дислокаций. С учетом релятивистского ограничения вязкости зависимость скорости дислокаций от напряжения $u(\tau)$ определяется уравнением [18,19]

$$\frac{Bu}{(1 - u^2/u_s^2)^{1/2}} = b\tau, \quad (5a)$$

где B — коэффициент вязкого торможения дислокаций при скоростях $u \ll u_s$, u_s — скорость сдвиговых волн. Обращая (5a), получаем зависимость $u(\tau)$ в явном виде

$$u(\tau) = u_s \frac{\tau}{\sqrt{\tau^2 + \tau_s^2}}, \quad (5b)$$

где $\tau_s = Bu_s/b \approx 0.1-1$ ГПа при характерных для металлов значениях $B = 10^{-5}-10^{-4}$ Па · с, $b = 0.25$ нм, $u_s = 3 \cdot 10^3$ м/с.

Реальные [23] и компьютерные [24,25] эксперименты с ударным нагружением объемных кристаллов показывают, что в них формируются такие же дислокационные структуры, как и в квазистатических условиях деформации. Это означает, что в качестве исходных уравнений для теоретического анализа ударной пластической деформации нанокристаллов можно использовать уравнения (2) и (4) в следующей записи

$$\rho \frac{d\rho}{d\gamma_p} = \frac{\eta_s}{bD^3} - \frac{\beta_e}{bD} \rho, \quad (6a)$$

$$\frac{d\tau}{d\gamma_z} = \mu \left(1 - \frac{b\rho(\gamma_p, D)u(\tau)}{\dot{\gamma}_z} \right), \quad (6b)$$

где γ_p — величина пластического, а γ_z — упругого сдвига, $u(\tau)$ — скорость дислокаций согласно формуле (5b). Запись уравнения (2) в виде (6a) означает,

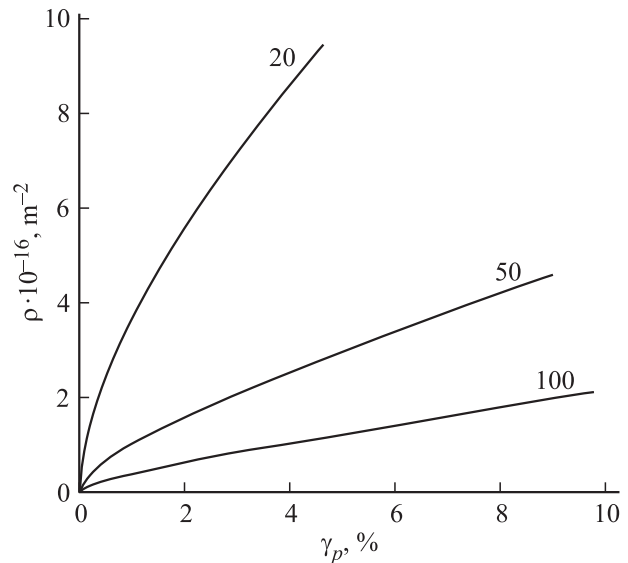


Рис. 1. Зависимость плотности дислокаций от деформации пластического сдвига и размера поперечного сечения нанокристалла меди (цифры у кривых в нм) согласно уравнению (7a).

что эволюция плотности дислокаций зависит только от величины пластической деформации и поперечного размера кристалла. Нелинейные уравнения (6) могут быть численно решены при различных наборах коэффициентов, при этом, однако, теряются функциональные, аналитические зависимости параметров релаксации напряжения от поперечного размера кристалла и скорости деформации. Эти зависимости можно найти, используя в соотношении (5b) и уравнении (6b) асимптотические приближения для скорости дислокаций, а именно $u(\tau) \approx b\tau/B$ при $\tau \ll \tau_s$ и $u = u_s$ при $\tau \gg \tau_s$.

Интегрируя уравнение (6a), получаем зависимость плотности дислокаций от деформации в неявной форме [22]

$$\frac{\gamma_p}{\gamma_D} = - \left(\frac{\rho}{\rho_D} + \ln \left(1 - \frac{\rho}{\rho_D} \right) \right), \quad (7a)$$

$$\rho_D = \frac{\eta_s}{\beta_e D^2}, \quad \gamma_D = \frac{\eta_s}{\beta_e^2} \left(\frac{b}{D} \right).$$

В явной форме эта зависимость может быть найдена в двух случаях: при $\rho \ll \rho_D$ и $\rho \leq \rho_D$. Соответственно имеем

$$\rho = \rho_D \left(\frac{2\gamma_p}{\gamma_D} \right)^{1/2} \sim D^{-3/2},$$

$$\rho = \rho_D \left[1 - c \exp \left(- \frac{\gamma}{\gamma_D} \right) \right] \sim D^{-2}, \quad (7b)$$

где $c = e^{-1}$, e — основание натуральных логарифмов. На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнения (7a) для трех значений поперечного размера кристалла меди и $b = 0.25$ нм, $\beta_e = 4$, $\eta_s = 100$. Указанному значению параметра η_s соответствует согласно (1) и (2) эффективная длина однополюсного источника $L_s = 0.27D$, что близко к ее экспериментальной

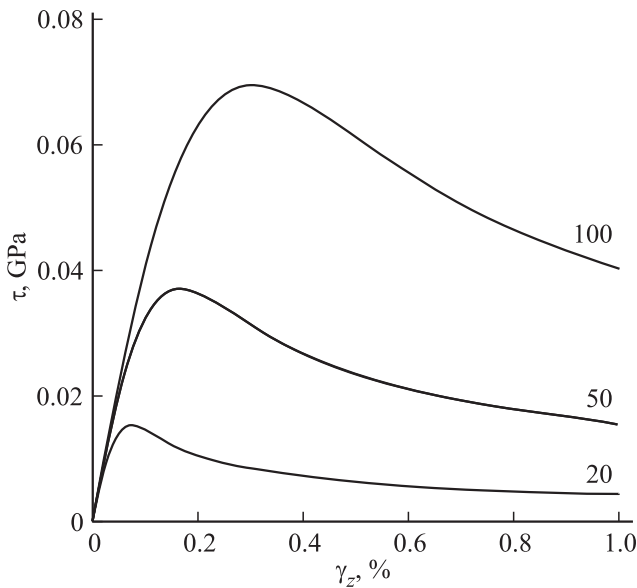


Рис. 2. Кривые релаксации напряжения в нанокристаллах меди с различной величиной поперечного сечения (цифры у кривых в nm) при скорости удара 10^9 s^{-1} согласно уравнениям (7) и (8).

величине в кристаллах меди [22]. Видно также, что в пределах по крайней мере 10% деформации плотность дислокаций увеличивается с деформацией сдвига и поперечным размером кристалла в соответствии с первым соотношением (7b). Приведенные на рисунке плотности дислокаций $10^{16} - 10^{17} \text{ m}^{-2}$ характерны для ударных экспериментов с нанокристаллами [13].

Рис. 2 демонстрирует результаты интегрирования уравнения релаксации напряжения (6b)

$$\tau(\gamma_z, \gamma_p) = \frac{\tau_B}{b^2 \rho(\gamma_p)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\mu \gamma_z}{\tau_B} b^2 \rho(\gamma_p)\right) \right], \quad (8)$$

где $\tau_B = B \dot{\gamma}_z$. При интегрировании (6b) учтено, что релаксация напряжений является следствием роста плотности дислокаций и имеет отличную от плотности дислокаций кинетику. На рис. 2 приведены зависимости напряжения $\tau(\gamma_z, D, \dot{\gamma}_z)$ от деформации γ_z при $\gamma_p = \gamma_z$, $\dot{\gamma}_z = 10^9 \text{ s}^{-1}$, $B = 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ и трех значениях поперечного сечения кристалла (цифры у кривых). Видно, что по мере роста плотности дислокаций при уменьшении размера сечения (рис. 1) релаксация напряжений увеличивается, а максимальное значение напряжения (предел текучести τ_y) снижается. Анализ показывает, что зависимость напряжения τ_y от D и скорости деформации $\dot{\gamma}_z$ имеет вид

$$\tau_y = \mu \gamma_y, \quad \gamma_y \approx \frac{1}{(2\eta_s)^{1/3}} \left(\frac{B \dot{\gamma}_z}{\mu} \ln(2A) \right)^{2/3} \left(\frac{D}{b} \right) \sim \dot{\gamma}_z^{2/3} D, \quad (9a)$$

$$A(\gamma_y) = \frac{\mu b^2}{B \dot{\gamma}_z} \rho(\gamma_y).$$

Из формулы (9a) также следует, что при снижении плотности однополюсных источников ФР $\eta_s = 2/\delta_s^3$, т.е. роста активационной длины источника $L_s = \delta_s D$, предел текучести кристалла увеличивается с η_s , как $\tau_y \sim \eta_s^{-1/3}$. Согласно (8) при больших деформациях напряжения стремятся к постоянной величине τ_∞ , зависящей от сечения кристалла и скорости деформации. Принимая во внимание второе соотношение (7b), находим, что при $\rho \leq \rho_D$

$$\tau_\infty = \frac{B \dot{\gamma}_z}{b^2 \rho_D} \sim \dot{\gamma}_z D^2 \eta_s^{-1}. \quad (9b)$$

Из приведенных на рис. 2 результатов расчета видно, что имеет место глубокая релаксация приложенных к кристаллу касательных напряжений вследствие большой плотности генерируемых источниками дислокаций. Соответственно, согласно (7) и соотношению Тейлора $\tau_\mu = \alpha \mu b \rho^{1/2}$, высокая плотность дислокаций определяет большие значения напряжений деформационного упрочнения кристаллов. На рис. 3 приведены результаты расчета этих напряжений в меди ($\alpha = 0.5$, $\mu = 48 \text{ GPa}$) для трех размеров сечений кристалла (цифры у кривых).

В заключение рассмотрим ситуацию, когда в уравнении релаксации напряжений (6b) скорость дислокаций достигает согласно (5b) предельного значения u_s . Интегрируя уравнение (6b), получаем в этом случае следующую зависимость напряжения от деформации γ_z

$$\tau = \mu \left(\gamma_z - \frac{b u_s}{\dot{\gamma}_z} \int_0^{\gamma_z} \rho(\gamma_p, D) d\gamma_p \right). \quad (10)$$

На рис. 4 показаны эти зависимости для кристаллов меди для трех значений размеров их поперечного се-

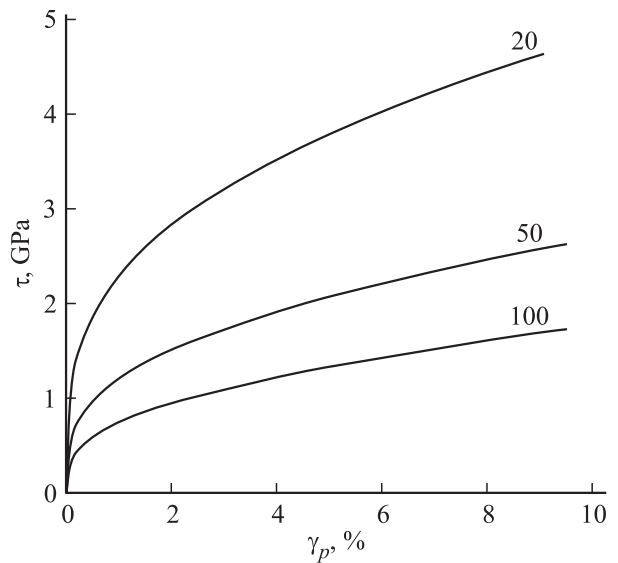


Рис. 3. Кривые деформационного (дислокационного) упрочнения нанокристаллов меди с различной величиной поперечного сечения (цифры у кривых в nm) согласно соотношению Тейлора $\tau = \alpha \mu b \rho^{1/2}$ и плотности дислокаций, найденной при численном решении уравнения (7a).

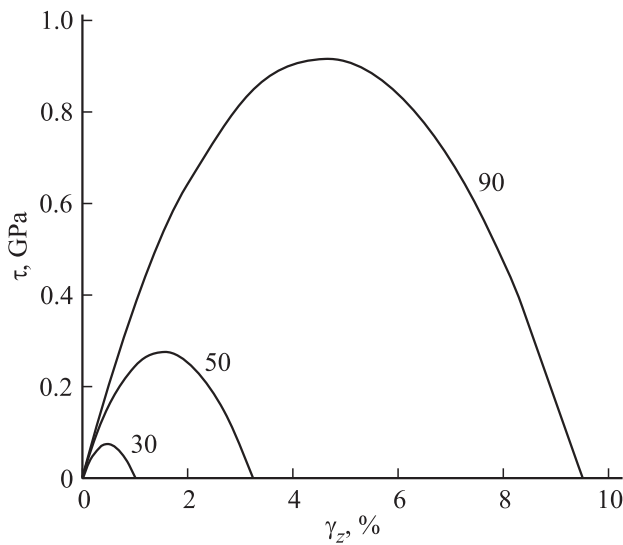


Рис. 4. Кривые релаксации напряжения в нанокристаллах меди с различной величиной поперечного сечения при скорости удара 10^{10} s^{-1} согласно уравнению (10) в предположении, что скорость дислокаций равна скорости поперечных волн в меди.

чения и скорости деформации 10^{10} s^{-1} . Видно, что в отличие от выше рассмотренного варианта (рис. 2) в обсуждаемом случае имеет место полная релаксация напряжения сдвига, а значит, и продольного напряжения σ_z . Кристалл оказывается полностью в пластически деформированном состоянии. Согласно рис. 4, величина пластических деформаций и плотность дислокаций находятся в пределах, описываемых первым соотношением (7b). Подставляя (7b) в (10) и интегрируя, получаем в явном виде зависимость напряжения τ от скорости и величины деформации, а также от размера сечения кристалла

$$\tau = \mu\gamma_z \left(1 - \frac{2b\mu_s\rho_D}{3\dot{\gamma}_z} \left(\frac{2\gamma_z}{\gamma_D} \right)^{1/2} \right). \quad (11a)$$

Далее, принимая во внимание, что величина деформации, соответствующая максимуму зависимостей $\tau(\gamma_z)$ на рис. 4, определяются условием $d\tau/d\gamma_z = 0$, находим зависимость предела текучести τ_y от размера сечения кристалла и скорости деформации

$$\tau_y = \frac{1}{3}\mu\gamma_y, \quad \gamma_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{\gamma}_z}{b\mu_s\rho_D} \right)^2 \gamma_D \sim \dot{\gamma}_z^2 D^3. \quad (11b)$$

Соответственно из условия (11a) $\tau = 0$ получаем зависимость предельной деформации сжатия γ_m от указанных факторов

$$\gamma_m = \frac{1}{2} \left(\frac{3\dot{\gamma}_z}{2b\mu_s\rho_D} \right)^2 \gamma_D \sim \frac{9}{4}\gamma_y \sim \dot{\gamma}_z^2 D^3. \quad (11c)$$

По сравнению с приведенными выше зависимостями (9) соотношения (11) демонстрируют более сильную зави-

симость параметров релаксации напряжения от скорости деформации и размера сечения кристалла. Следует заметить, что в настоящее время нет эмпирических данных или результатов компьютерного моделирования как на массивных, так и наноразмерных кристаллах, которые бы четко указывали на существование релятивистских эффектов при ударной пластической деформации кристаллов. Поэтому приведенные выше соотношения (11) имеют в значительной степени эвристический характер.

3. Заключение

Как следует из проведенного анализа, при эмиссии дислокаций из приповерхностных однополюсных источников ФР, напряжение начала пластической релаксации упругих напряжений $\tau_y \sim D$ в наноразмерных кристаллах не совсем обычным образом зависит от размера поперечного сечения кристалла. Такой характер этой зависимости обусловлен тем, что согласно рассматриваемому механизму, чем больше сечение кристалла, тем меньше в нем плотность дислокаций. И следовательно, тем самым при более высоком значении напряжения начинается его релаксация. Как показывает предварительный анализ, в случае гомогенного механизма зарождения дислокаций зависимость начала релаксации напряжений от сечения нанокристалла имеет более обычный вид, $\tau_y \sim D^{-n}$.

Список литературы

- [1] M.D. Uchic, P.A. Shade, D.M. Dimiduk. *Annu. Rev. Mater. Res.* **39**, 361 (2009).
- [2] J.R. Greer, J.T.M. de Hosson. *Progr. Mater. Sci.* **56**, 654 (2011).
- [3] Г.А. Малыгин. *УФН* **181**, 1129 (2011).
- [4] D.M. Dimiduk, M.D. Uchic, T.A. Parthasarathy. *Acta Mater.* **53**, 4065 (2005).
- [5] J.R. Greer, W.D. Nix. *Phys. Rev. B* **73**, 245410 (2006).
- [6] C. Li, G. Xu. *Phil. Mag.* **86**, 2957 (2006).
- [7] C. Zhou, S.B. Biner, R. LeSar. *Acta Mater.* **58**, 1565 (2010).
- [8] S.S. Brenner. *J. Appl. Phys.* **28**, 1023 (1957).
- [9] K. Ioshida, Y. Gotoh, M. Yamamoto. *J. Phys. Soc. Jpn* **24**, 1099 (1968).
- [10] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **54**, 523 (2012).
- [11] M.B. Lowry, D. Kiener, M.M. Le Blank, C. Chisholm, J.N. Florando, J.W. Morris, A.M. Minor. *Acta Mater.* **58**, 5160 (2010).
- [12] A. Hussein, S. Rao, M. Uchic, D. Dimiduk. *J. El-Awady.* **85**, 180 (2015).
- [13] M. Yaghoobi, G.Z. Voadjis. *Acta Mater.* **121**, 190 (2016).
- [14] D. Kiner, A.M. Minor. *Acta Mater.* **59**, 1328 (2011).
- [15] R.F. Smith, J.H. Eggert, R.E. Rudd, D.C. Swift, C.A. Bolme, G.W. Collins. *J. Appl. Phys.* **110**, 123515 (2011).
- [16] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. *ФТТ* **55**, 2168 (2013).

- [17] M.A. Meyers, F. Gregory, B.K. Kad, M.S. Schneider, D.H. Kallantar, B.A. Remington, G. Ravichandran, T. Boehly, J.S. Wark. *Acta Mater.* **51**, 1211 (2003).
- [18] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. *ФТТ* **55**, 715 (2013).
- [19] B. Gurrutxaga-Lerma, D.S. Balint, D. Dini, A.P. Sutton. *J. Mech. Phys. Solids* **84**, 273 (2015).
- [20] M. Kattoura, M.A. Shehadeh. *Phil.Mag. Lett.* **94**, 415 (2014).
- [21] J.W. Swegle, D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **58**, 692 (1985).
- [22] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **54**, 1507 (2012).
- [23] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, B.A. Remington. *Dislocation in Solids / Ed. J.P. Hirth, L. Kubin. Elsevier.* (2009) V. 15. Ch. 89. P. 96–197.
- [24] M.A. Shehadeh, E.M. Bringa, H.M. Zbib, J.M. McNaney, B.A. Remington. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 171918 (2006).
- [25] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. *ФТТ* **56**, 1123 (2014).