

07

Предел текучести нанокристаллических металлов при высокоскоростной пластической деформации

© И.Н. Бородин, А.Е. Майер

Челябинский государственный университет,
Челябинск, Россия

E-mail: elbor7@gmail.com

(Поступила в Редакцию 7 июля 2011 г.

В окончательной редакции 11 октября 2011 г.)

Рассматривается высокоскоростная пластическая деформация мелкозернистых материалов как результат конкурирующих процессов дислокационного скольжения в зернах и зернограничного проскальзывания. Предложена структурная модель для описания зернограничного проскальзывания как основного механизма пластичности нанокристаллических металлов. Численно исследуется зависимость предела текучести от свойств материала, температуры и скорости деформации. Для корректного описания экспериментальных данных и молекулярно-динамических расчетов оказывается необходимым учитывать два параметра: барьерное напряжение, зависящее от упругих констант материала, и вязкость границ, существенно зависящую от температуры.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-08-00521-а.

1. Введение

Одним из основных существенных эффектов, открытых при экспериментальном [1–4] и теоретическом (в основном методами молекулярно-динамического моделирования [5–8]) исследовании нанокристаллического состояния вещества, является смена доминирующего механизма деформации материала с внутризеренной дислокационной пластичности на скольжение вдоль границ зерен [9]. Эти результаты широко обсуждаются в ряде обзоров, но, несмотря на это, сам факт разупрочнения металла при дальнейшем уменьшении размеров его зерен ниже некоторого критического значения является дискусионным [10]. В большинстве исследований тем не менее наблюдаются две критические области: 1) при размерах зерен, меньших $1\ \mu\text{m}$, по-видимому, источники Франка–Рида внутри зерен становятся менее эффективными, чем источники дислокаций на границах зерен, и кривая Холла–Петча изменяет свой наклон [11]; 2) в наноматериалах (при размерах зерна около $10\ \text{nm}$) проскальзывание плоскостей зерен вдоль границ становится эффективнее дислокационного скольжения, и наблюдается аномальный или обратный эффект Холла–Петча [1,4,12,13]. При этом точка смены механизмов является одновременно и областью, в которой достигается максимально возможный для данного материала при данных условиях деформирования предел текучести. Поэтому для приложений особенно важным является определение зависимости оптимального размера зерна от условий деформирования и параметров материала.

В настоящей работе зернограничное проскальзывание рассматривается как основной механизм пластичности наноматериалов. В рамках предложенной модели изучается зависимость максимума предела текучести нано-

материала от его структуры, температуры и скорости деформации.

2. Пластичность и прочность поликристаллических металлов

Одним из основных направлений исследований последних десятилетий в области материаловедения стали поиски возможностей управления внутренней дефектной подструктурой кристаллов для получения наилучших прочностных и пластических свойств материала [14–16]. Под прочностью здесь понимается способность выдерживать как можно большие нагрузки без начала пластической деформации. Высокая пластичность предполагает возможность выдерживать высокие пластические деформации до начала локализации пластического течения и последующего разрушения металла. Пластичность является ключевым явлением, от природы которого зависят оба этих важных для практики параметра. Как оказалось, она определяется дефектной подструктурой кристалла, и при различных условиях деформирования могут реализовываться разные механизмы пластической деформации. Скольжение дислокаций, механическое двойникование и скольжение по границам зерен являются основными из них. Прочность материала в каждом из этих механизмов зависит от сил сопротивления свободному перемещению соответствующих дефектов.

Для случая дислокационного скольжения основными механизмами упрочнения, которые нашли свое отражение в известных эмпирических закономерностях Тейлора [17] и Холла–Петча [18,19], являются соответственно упрочнение посредством развития дислокационной подструктуры и торможение дислокаций границами зерен в

поликристалле. Закон Тейлора [17] описывает упрочнение за счет увеличения числа неподвижных „дислокаций леса“ в материале:

$$Y_m = Y_0 + \alpha G b \sqrt{\rho_D}. \quad (1)$$

Здесь Y_m — предел текучести монокристалла, Y_0 — сопротивление от точечных дефектов и рельефа Пайерлса, G — модуль сдвига материала, b — модуль вектора Бюргера дислокации. Постоянная $\alpha \approx 0.3-0.5$. Основными недостатками дислокационного метода упрочнения являются неизбежное уменьшение пластичности при увеличении прочности материала и физическое ограничение на максимально достижимый предел прочности.

Для преодоления данных недостатков, т.е. для значительного повышения предела текучести при удовлетворительных значениях пластичности, требуется формирование более сложных дефектных подструктур. Естественным видом таких дефектов являются границы зерен в поликристалле. Эмпирическая зависимость Холла–Петча [18,19] описывает упрочнение металлов при уменьшении размеров зерна кристаллитов, из которых они состоят. Для предела текучести она имеет вид

$$y_h = Y_m + k d^{-1/2}, \quad (2)$$

где k — постоянная Холла–Петча. Причины данного эмпирически найденного соотношения долгое время оставались дискуссионными. В настоящее время общепринято связывать эту зависимость с преодолением дислокациями границ зерен, которые являются барьерами для их свободного скольжения, посредством формирования дислокационных скоплений. Параметр k , характеризующий „барьерное напряжение“, необходимое для преодоления дислокацией границы зерна, зависит от свойств самой границы и остается эмпирически определяемым. Зернограничное упрочнение позволяет создавать структуры в сотни раз более прочные, чем металлы, получаемые методами наклепа за счет увеличения плотности дислокаций.

Когда размер зерна в материале становится сопоставимым с размерами базы дислокационных источников Франка–Рида, зарождение дислокаций и механизм их торможения также изменяются. Закон Холла–Петча становится малоприменимым уже при размерах зерен порядка микрометра. Результаты моделирования методами молекулярной динамики [20,21] демонстрируют, что сегменты дислокаций в нанокристаллических металлах зарождаются на границах зерен и далее пересекают зерно, делокализуясь в противоположной границе. При пересечении зерна сегмент дислокационной линии длиной d взаимодействует с границей и дислокациями, группирующимися вдоль нее [22]. Согласно теории Ли [17], это можно описать законом Тейлора (1) как торможение скользящей дислокации дислокациями, зародившимися вдоль границы зерна, плотность которых пропорциональна площади поверхности зерна. Следовательно, в

мелкозернистых металлах упрочнение также описывается законом Холла–Петча (2) с отличным от характерного для крупнозернистого состояния коэффициентом пропорциональности

$$Y_n = Y_0 + \alpha G \sqrt{3b} / \sqrt{d}, \quad (3)$$

что подтверждается экспериментами [11].

Таким образом, предел текучести, связанный с дислокационным скольжением в наноматериале, вполне определен. Но многие молекулярно-динамические расчеты [5–8] показывают, что сдвиговая прочность материала увеличивается не до бесконечности. Естественно предположить, что подобное поведение материала, противоречащее закону дислокационного упрочнения, соответствует иным механизмам пластичности, связанным с границами зерен. Это открывает перспективы получения одновременно пластичных и прочных металлов [23,24]. Основными механизмами, обнаруженными методами молекулярной динамики и предложенными для объяснения аномальной пластичности наноматериалов, стали зернограничное проскальзывание [9] и вращение зерен [25,26]. Вращение зерен обеспечивает частичную релаксацию напряжений внутри материала и не приводит к пластическому течению [26]. Зернограничное проскальзывание, напротив, является эффективным механизмом пластической деформации нанокристаллических металлов.

2.1. Пороговое напряжение течения. При малом размере зерен сопротивление движению дислокаций (см. (1)–(3)) становится очень большим, делая дислокационный механизм пластической релаксации неэффективным. При этом оказывается возможной деформация за счет коллективного сдвига зерен; следовательно, меняется и механизм упрочнения материала.

Ряд наблюдений показывает, что при уменьшении размеров зерен до десятков нанометров материал начинает представлять собой систему равноосных зерен [5,26,27]. Аналогичная ситуация наблюдается внутри полос сдвига при локализации деформации в ультрамелкозернистых поликристаллах [28]. Структура материала становится сопоставимой со структурой плотноупакованных сфер, в которой можно выделить различные плоскости скольжения зерен (кристаллитов).

Для определения барьерного напряжения рассмотрим более подробно процесс деформации движущимся зерном соседних зерен (рис. 1). Будем считать скользящее зерно и соседние с ним зерна сферами одинакового радиуса. Расстояние от наклонной линии до границы деформируемой окружности соответствует величине максимальной радиальной деформации зерен h

$$h = \frac{d_s}{2} \left(1 - \frac{\cos \psi}{\cos \alpha} \right), \quad (4)$$

где d_s — диаметр скользящей сферы.

Для плотной упаковки шаров $\psi = \pi/6$. Используя приведенное в [29] выражение для радиальной упругой силы, действующей со стороны деформированной сферы

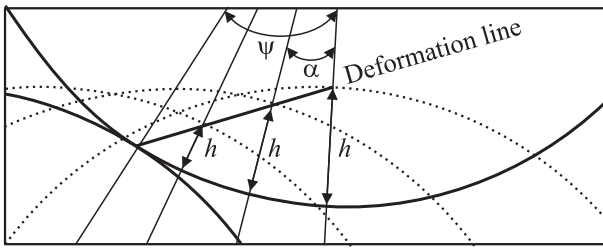


Рис. 1. Деформация двух соседних зерен: скользящее зерно находится слева и двигается по горизонтали вправо, взаимно деформируя верхнее неподвижное зерно. Пунктиром показано положение скользящего зерна в различные моменты времени. Линия деформации пересекает точки, в которых достигается максимальная упругая деформация h при данном угле между центрами зерен α .

на другую, деформирующую ее сферу, с учетом (4) получаем

$$F = \frac{d_s^2}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\cos \psi}{\cos \alpha}\right)^{3/2} \frac{G}{3(1-\nu)}. \quad (5)$$

Важно отметить, что средний размер зерна материала d , определяемый экспериментально и используемый в вычислениях, включает в себя также и ширину границы зерна δ , а упруго деформируется только внутренняя часть зерна, обладающая кристаллической решеткой. Поэтому в (4) и (5) должно быть использовано значение $d_s = d - \delta$. Проекция силы (5) на направление оси движения скользящего зерна составляет

$$F_z = \xi(\alpha) \frac{G}{1-\nu} (d - \delta)^2, \quad (6)$$

где

$$\xi(\alpha) = \frac{\sin \alpha}{3\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\cos \psi}{\cos \alpha}\right)^{3/2}. \quad (7)$$

Сила F_z препятствует скольжению зерен.

При $\psi = \pi/6$ максимумы $\xi(\alpha)$ и F_z наблюдаются при $\alpha = 15^\circ$, что соответствует значению $\xi_{\max} = 2.059 \cdot 10^{-3}$. Барьерное касательное напряжение, действующее на скользящее зерно со стороны двух препятствующих его сдвигу зерен в соседней плоскости, составит

$$y_b = \frac{2F_z^{\max}}{\pi d^2/4}, \quad (8)$$

где в числителе стоит максимальная касательная сила, а в знаменателе — площадь поперечного сечения зерна. Полученные из (8) значения барьерного напряжения по порядку величины хорошо согласуются с данными экспериментов и молекулярно-динамических расчетов.

В реальных наноматериалах, кроме того, всегда существует распределение зерен по размерам, близкое к логнормальному [30,31]:

$$f(d') = (1/d' \sqrt{2\pi\sigma^2}) \exp\{-(\ln d' - \ln d)/2\sigma^2\}, \quad (9)$$

где σ — стандартное отклонение. Наличие распределения зерен по размерам обычно принимается во внимание

при молекулярно-динамических расчетах [8,26]. Для учета распределения зерен по размерам в нашей модели рассмотрим следующую задачу. Поместим в структуру плотной упаковки шаров со средним диаметром d шар большего диаметра d' . Тогда значение начального угла касания двух шаров ψ (рис. 1) изменится и будет определяться соотношением $\cos \psi = \sqrt{3}(1 + d'/d)^{-1}$. При $d' = d$ получаем значение $\psi = \pi/6$, использованное нами ранее. Допустимые пределы изменения косинуса $\cos \psi$ можно оценить сверху как

$$\cos \psi < \sqrt{3} \left(2 + \frac{\sigma}{d}\right)^{-1}. \quad (10)$$

Для параметра σ будем использовать оценку [30]: $\sigma = d/7$. Тогда для барьерного сопротивления скольжению в плотноупакованной структуре сферических зерен с учетом распределения зерен по размерам получаем

$$y_b = 10.3 \cdot 10^{-3} \frac{G}{1-\nu} \left(1 - \frac{\delta}{d}\right)^2. \quad (11)$$

Не зависящая от размера зерна часть уравнения (11) полностью определяется упругими свойствами данного вещества

$$y_G = 10.3 \cdot 10^{-3} \frac{G}{1-\nu}. \quad (12)$$

Величина y_G определяет пороговые напряжения зернограницного проскальзывания при $d \gg \delta$. Коэффициент Пуассона мало различается для разных металлов, поэтому можно заключить, что барьерное напряжение пропорционально модулю сдвига для данного металла. Для большинства металлов эти значения лежат в пределах от 0.5 до 1 GPa.

Зависимости порогового напряжения от размера зерна для меди и никеля представлены на рис. 2. Из рисунка можно заключить, что выражение (11) хорошо описывает экспериментальные данные как по величине предела текучести, так и по характеру его зависимости от размера зерна. Также получено соответствие расчетных и экспериментальных данных для квазистатических деформаций золота [36], палладия [13] и железа [37] (в последнем случае при несколько больших значениях σ). Следует отметить, что в данной модели нам не потребовалось искусственно увеличивать ширину границы зерна, как это часто делается в литературе [38] для корректного описания пластических свойств наноматериалов. В нашей модели для удовлетворительного описания экспериментальных данных размер границы (рис. 2) составляет от 0.5 nm (для меди и никеля) до 1 nm (для золота и палладия), что хорошо согласуется с экспериментальными данными о ширине границы, а также отвечает значению, задаваемому в молекулярно-динамических расчетах [39].

Смена механизмов пластичности с дислокационного на зернограницный сопровождается также сменой доминирующего механизма упрочнения материала. Интересно сопоставить значение максимума, наблюдаемого

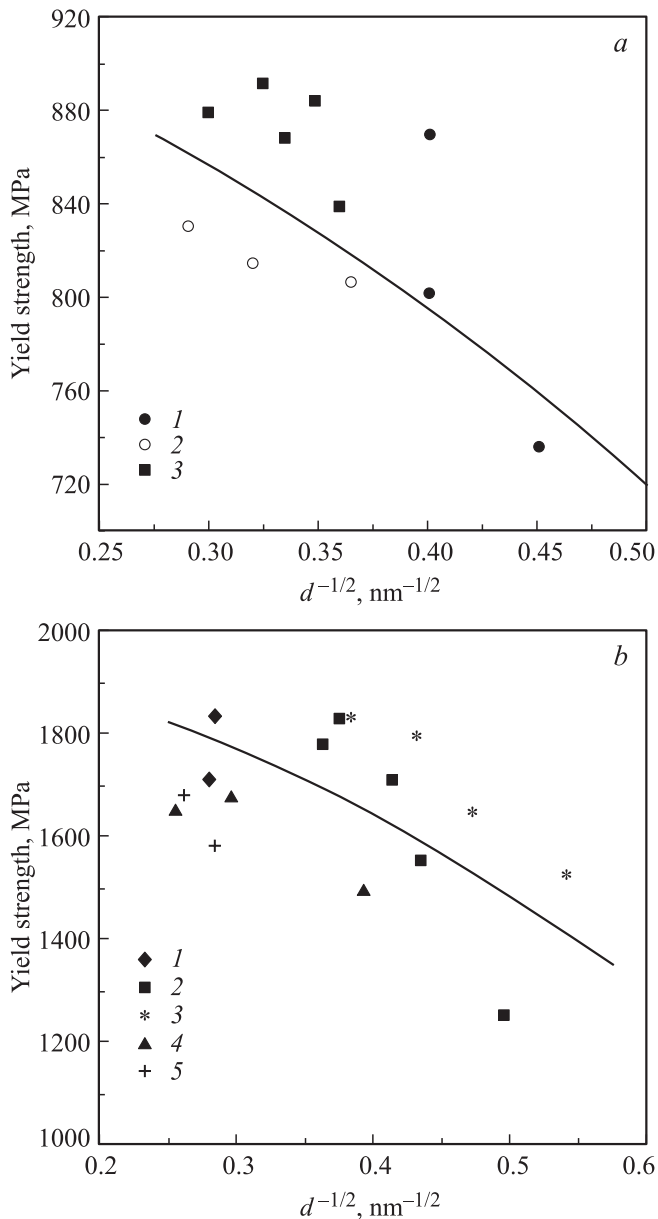


Рис. 2. Зависимости предела текучести (равного $2y_b$) от размера зерна при квазистатической деформации меди (1 — [1], 2 — [3], 3 — [32]) (а) и никеля (1 — [33], 2 — [4], 3 — [12], 4 — [34], 5 — [35]) (б). Сплошная линия — наши расчеты.

для зависимости предела текучести от размера зерна, со значением, получаемым из условия смены механизмов упрочнения. Размер зерна, при котором предел текучести для движения дислокаций (3) становится равен барьерному напряжению для скольжения зерен (12), с точностью до членов более высоких порядков малости по $1/d$ определяется выражением

$$\frac{1}{\sqrt{d}} = \frac{y_G}{\sqrt{3baG}}. \quad (13)$$

2.2. Влияние вязких напряжений при высоких скоростях пластической деформации. В подразделе 2.1 обсуждался квазистатический случай

деформации со скоростями $10^{-5} - 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, типичными для экспериментов. Однако сравнение с данными молекулярно-динамических расчетов показывает, что при скоростях деформации, превышающих 10^5 s^{-1} , большую роль начинают играть вязкие силы в границе зерна, увеличивающиеся при повышении скорости деформации. Этот процесс хорошо описывается моделью Максвелла для очень вязких жидкостей [29], с помощью которой для касательных напряжений можно получить соотношение

$$\sigma_\tau(t) = \sigma_\tau(0) + 2G\tau\dot{\epsilon}(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (14)$$

с начальным условием $\sigma_\tau(0) = y_b$.

Когда скорость деформации достаточно низкая, касательные напряжения, появляющиеся в разупорядоченной структуре границы зерна, успевают релаксировать (за характерное время $\tau \sim \mu/G$, где μ характеризует вязкость границы) и сопротивление проскальзыванию зерен определяется только величиной барьерного сопротивления. При увеличении скорости деформации оказывается необходимым определить еще и значение вязких сил в границе зерна.

Для этого обратимся к результатам молекулярно-динамического моделирования [26,40,41]. Согласно этим данным, деформация по границам осуществляется одиночными перескоками в процессе самодиффузии атомов границы [26,40]. Зависимость напряжения течения от размера зерна имеет вид $\sigma_{\text{eff}} \sim d^{-1}$ [40]. Здесь $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_\tau - y_b$ (см. (14)) есть некоторое эффективное напряжение в границах зерен материала. Данный результат отличается от механизмов ползучести Набарро-Херинга и Кобла [42] и должен быть справедлив при относительно больших скоростях деформации. Согласно [40,41], скорость деформации в этом случае может быть выражена как

$$\dot{\epsilon} = \frac{6bv_D}{d} \exp\left(-\frac{U_s}{k_B T}\right) \text{sh}\left(\frac{\sigma_{\text{eff}} V_s}{k_B T}\right). \quad (15)$$

Здесь b — вектор Бюргера, v_D — дебаевская частота, U_s и V_s — энергия активации (равная энергии активации вязкого течения в расплаве данного металла) и активационный объем ($\sim b^3$) для данного процесса, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Уравнение для вязких напряжений в жидкости имеет вид $\sigma = 2\mu\dot{\epsilon}$ [29], поэтому в линейном приближении для коэффициента вязких сил можно написать

$$\mu = \frac{k_B T}{12bv_D V_s} \exp\left(\frac{U_s}{k_B T}\right). \quad (16)$$

Вычисленные в этих приближениях параметры вязкости хорошо согласуются со значениями, подобранными при сравнении с молекулярно-динамическими расчетами для меди [8,43,44] и алюминия [39,45]. Для никеля эти данные согласуются с параметрами, представленными в [40]. В табл. 1 приведены значения энергий активации и активационных объемов для разных металлов и

Таблица 1. Параметры вязкого сопротивления в границах зерен [40,46,47]

Металл	$b, 10^{-10} \text{ m}$	$\nu_D, 10^{12} \text{ s}^{-1}$	$V_s, 10^{-10} \text{ m}^3$	$U_s, \text{ eV}$	$\mu(300 \text{ K}), \text{ GPa}$
Ni	2.493	7.19	16	0.268	0.4
Cu	2.56	6.46	17.4	0.246	0.17
Al	2.965	8.12	27	0.185	0.007

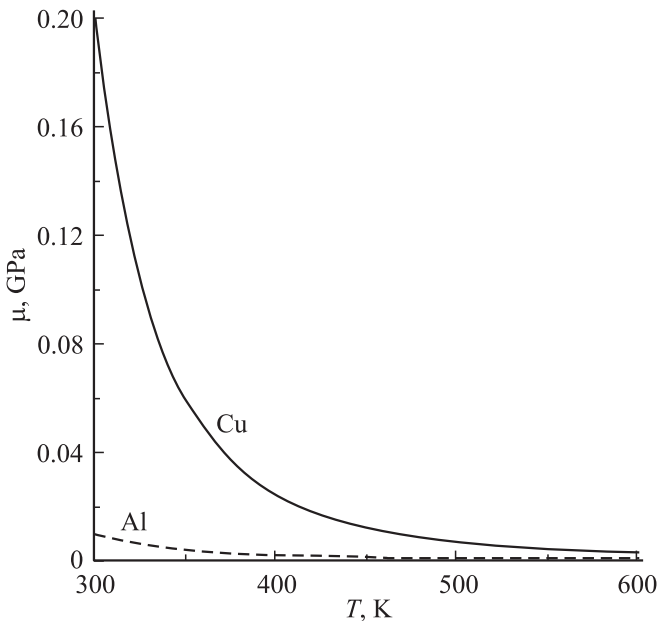


Рис. 3. Зависимости коэффициента вязкости от температуры для меди и алюминия.

соответствующие им значения коэффициента вязкости границ.

Температурная зависимость коэффициента вязкости, если известны значения параметров при некоторой данной температуре, может быть представлена в виде

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T \nu_D^0}{\nu_D T_0} \right) \exp \left(\frac{U_s}{k_B T} - \frac{U_s}{k_B T_0} \right), \quad (17)$$

где частота Дебая ν_D также зависит от температуры [46].

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента вязкости от температуры для нанокристаллических меди и алюминия. Коэффициент вязкости границ достаточно быстро уменьшается с ростом температуры, и для температур, больших 600 K, при умеренных скоростях деформации вязкостью границ можно пренебречь.

3. Исследование прочностных свойств нанокристаллических металлов в широком диапазоне размеров зерен

Изложенная выше модель позволяет провести исследование прочностных свойств поликристаллических

металлов в широком диапазоне размеров зерен, а также сравнить полученные с ее помощью результаты с данными молекулярно-динамических расчетов для высокоскоростной пластической деформации металлов.

Для моделирования ситуации, аналогичной молекулярно-динамическим расчетам [8,39,43,45], рассмотрим упругопластическую деформацию меди и алюминия с заданной скоростью деформации. Для описания дислокационной пластичности внутри зерен будем использовать законы упрочнения (1)–(3) вместе с моделью дислокационной пластичности, предложенной в работах [48,49]. Данная модель позволяет корректно описывать высокоскоростную пластическую деформацию для большинства крупнозернистых металлов [49]. Также будем учитывать зависимость модуля сдвига от температуры и давления в линейном виде $G = G_0 + G'_{T_0}(T - T_0) + G'_{P_0}P$, где G_0 — величина модуля сдвига при нормальных условиях (при температуре $T_0 = 300 \text{ K}$ и давлении $P \approx 0$), G'_{T_0} и G'_{P_0} — производные модуля сдвига по температуре и давлению при нормальных условиях. Значения этих констант были взяты из [50], где они приведены для 65 простых веществ. Пластичность, связанную с механизмами зернограничного проскальзывания в нанокристаллических металлах, будем описывать в соответствии с моделью, предложенной в разделе 2.

На рис. 4 представлены результаты молекулярно-динамического моделирования высокоскоростной деформации меди и алюминия. Точки на этом рисунке соответствуют молекулярно-динамическим расчетам [8,39,44,45] со скоростями деформации $10^8 - 10^9 \text{ s}^{-1}$, а также экспериментальным данным [43]. Сплошная линия соответствует расчетам по нашей модели. Параметры расчетов представлены в табл. 2. В области больших размеров зерен данные эксперимента и молекулярно-динамических расчетов демонстрируют увеличение предела текучести в соответствии с законом Холла–Петча (2) с коэффициентом $k = 0.51 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{1/2}$ для меди и алюминия.

Для меди при уменьшении размеров зерен до величин порядка 15 nm данные молекулярно-динамических расчетов [44] указывают на разупрочнение материала. Критический размер зерна, при котором происходит переход от упрочнения к разупрочнению материала, для

Таблица 2. Расчетные параметры модели

Металл	$\dot{\epsilon}, \text{ s}^{-1}$	$\rho_D, \text{ m}^{-2}$	$\mu/d, \text{ GPa}$	$Y_b, \text{ GPa}$
Cu	$3 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^{15}$	0.2	0.7
Al	$8 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{16}$	0.01	1.2

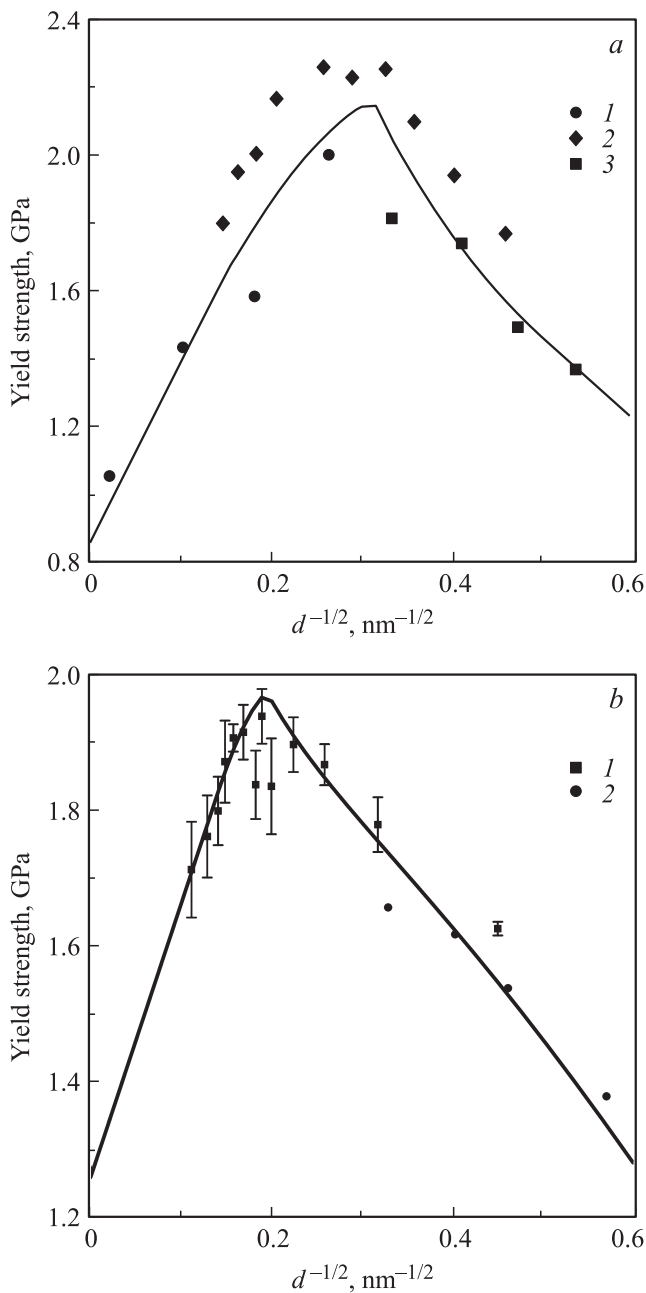


Рис. 4. Зависимости предела текучести от размера зерна при высокоскоростной деформации меди (1 — [43], 2 — [44], 3 — [8]) (a) и алюминия (1 — [39], 2 — [45]) (b). Сплошная линия — наши расчеты.

меди, составляет порядка 12–15 nm. Похожая ситуация наблюдается в результатах молекулярно-динамического моделирования для высокоскоростной деформации алюминия [39,45]. Критический размер зерна, при котором упрочнение в соответствии с законом Холла–Петча сменяется разупрочнением материала при последующем уменьшении размеров зерна, здесь составляет около 25 nm [39].

Обращают на себя внимание очень высокие начальные плотности дислокаций ρ_D в материале. Подобные

плотности характерны для соответствующих скоростей деформации и действительно наблюдались в экспериментах по высокоскоростной деформации металлов [51].

Таким образом, критический размер зерна соответствует области, в которой механизм внутризерен-

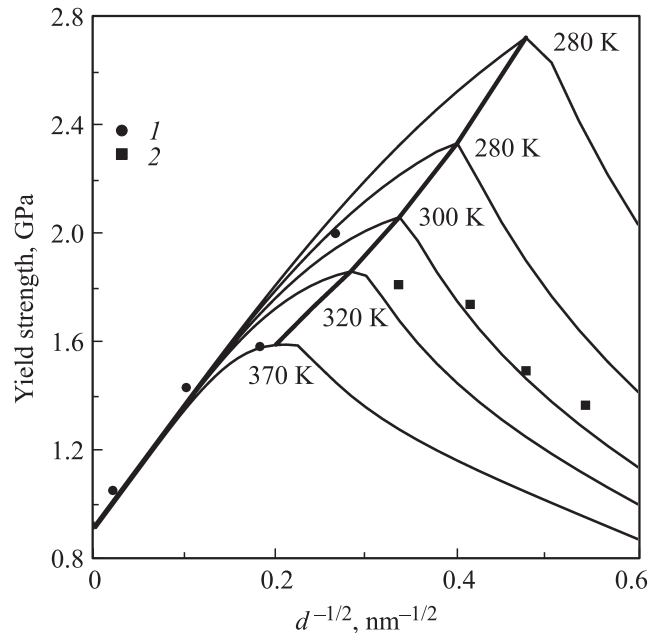


Рис. 5. Зависимости предела текучести Cu от размера зерна для различных температур и скорости деформации $5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. 1 — данные эксперимента [43], 2 — молекулярно-динамические расчеты [8] при температуре 300 K.

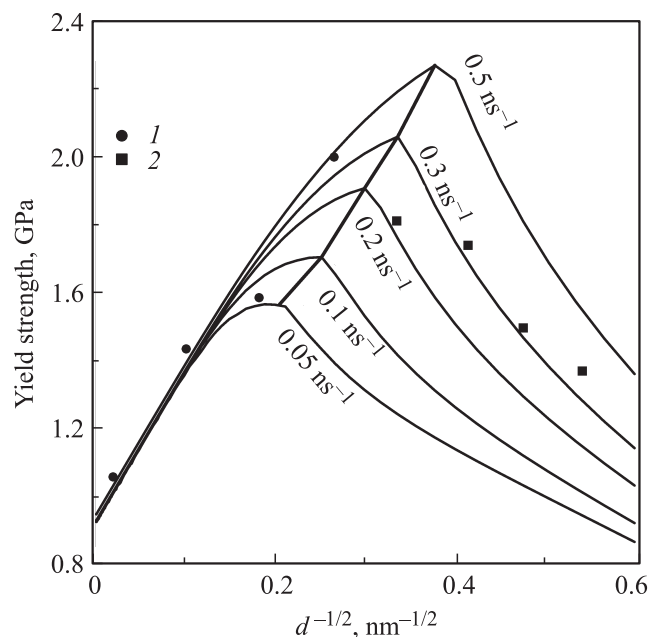


Рис. 6. Зависимости предела текучести Cu от размера зерна для различных скоростей деформации при температуре 300 K. 1 — данные эксперимента [43], 2 — молекулярно-динамические расчеты [8].

ной дислокационной пластичности кристалла сменяется скольжением плоскостей по границам зерен. Результаты расчетов указывают на то, что критический размер зависит как от структуры и свойств самого материала, так и от температуры. На рис. 5 представлены зависимости предела текучести от размера зерна для различных начальных температур. Видно, что размер зерна, на который приходится положение максимума кривой, изменяется от 25 nm при 370 К до 5 nm при 260 К, что связано со значительной зависимостью вязкости границ от температуры (17).

Наблюдается также существенная зависимость данной кривой от скорости деформации. Расчеты показывают, что при больших скоростях деформации и плотностях дислокаций в материале с увеличением скорости деформации максимум кривой сдвигается в сторону большего значения предела текучести материала и больших размеров зерен (рис. 6).

4. Заключение

Предложена модель пластичности поликристаллических металлов, дополняющая дислокационную пластичность внутри зерен механизмом проскальзывания по граница зерен. Численно исследована зависимость максимума предела текучести наноматериала от его структуры (размера зерен поликристалла), температуры и скорости деформации. При размерах зерен, превышающих 20–30 nm, основной вклад в пластическую деформацию вносит скольжение дислокаций внутри зерен. При меньших размерах зерен более эффективными становятся механизмы пластической релаксации, связанные с зернограницным проскальзыванием.

Процесс зернограницного проскальзывания контролируется двумя параметрами: величиной барьерного сопротивления скольжению зерен и вязкостью их границ. Величина барьерного сопротивления пропорциональна модулю сдвига материала, зависит от размера зерна и имеет определяющее значение при малых скоростях пластической деформации. Полученное аналитическое выражение для барьерного сопротивления соответствует экспериментальным данным для квазистатической деформации. Роль вязкости увеличивается с ростом скорости деформации, и при значениях, превышающих 10^5 s^{-1} , вязкость становится доминирующим фактором. Учет вязкости важен при описании молекулярно-динамических экспериментов с характерными скоростями более 10^8 s^{-1} . Вязкость границ (а вместе с ней и динамический предел текучести материала) существенно зависит от температуры.

Список литературы

[1] G.W. Nieman, J.R. Weertman, R.W. Siegel. *J. Mater. Res.* **6**, 1012 (1991).
 [2] Y.M. Wang, K. Wang, D. Pan, K. Lu, K.J. Hemker, E. Ma. *Scripta Mater.* **48**, 1581 (2003).

[3] P.G. Sanders, J.A. Eastman, J.R. Weertman. *Acta Mater.* **45**, 4019 (1997).
 [4] K.J. Van Vliet, S. Tsikata, S. Suresh. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1441 (2003).
 [5] D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A. Mukherjee, H. Gleiter. *Acta Mater.* **53**, 1 (2005).
 [6] K.S. Kumar, H. Van Swygenhoven, S. Suresh. *Acta Mater.* **51**, 5743 (2003).
 [7] P.A. Андриевский, А.М. Глезер. *УФН* **179**, 337 (2009).
 [8] А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. *ФТТ* **50**, 1984 (2008).
 [9] H. Hahn, P. Mondal, K.A. Padmanabhan. *Nanostruct. Mater.* **9**, 603 (1997).
 [10] N.Q. Vo, R.S. Averbach, P. Bellon, A. Caro. *Phys. Rev. B* **78**, 241 402(R) (2008).
 [11] H. Conrad, K. Jung. *Mater. Sci. Eng. A* **391**, 272 (2005).
 [12] J. Schiotz, F.D. Di Tolla, K.W. Jacobsen. *Nature (London)* **391**, 561 (1998).
 [13] A.H. Chokshi, A. Rosen, J. Karch, H. Gleiter. *Scripta Met.* **23**, 1679 (1989).
 [14] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, E. Ma. *Acta Mater.* **55**, 4041 (2007).
 [15] M.A. Meyers, A. Mishra, D.J. Benson. *Prog. Mater. Sci.* **51**, 427 (2006).
 [16] P.A. Андриевский, А.В. Пагуля. *Наноструктурные материалы. Академия, М.* (2005). 192 с.
 [17] M.A. Meyers, K.K. Chawla. *Mechanical behavior of materials.* Cambridge University Press, N.Y. (2009). 856 p.
 [18] E.O. Hall. *Proc. Roy. Soc. B* **64**, 474 (1951).
 [19] N.J. Petch. *J. Iron Steel Inst.* **174**, 25 (1953).
 [20] H. Van Swygenhoven, P.M. Derlet, A. Hasnaoui. *Acta Mater.* **52**, 2251 (2004).
 [21] A.G. Froseth, P.M. Derlet, H.V. Swygenhoven. *Acta Mater.* **52**, 5870 (2004).
 [22] M.A. Meyers, E. Ashworth. *Phil. Mag.* **46**, 73 723 (1982).
 [23] R.Z. Valiev, I.V. Alexandrov. *J. Mater. Res.* **17**, 1 (2002).
 [24] L. Lu, Y. Shen, X. Chen, L. Qian, K. Lu. *Science* **304**, 422 (2004).
 [25] Y.G. Zheng, H.W. Zhang, Z. Chen, C. Lu, Y.-W. Mai. *Phys. Lett. A* **373**, 570 (2009).
 [26] J. Schiotz, T. Vegge, F. Di Tolla, K.W. Jacobsen. *Phys. Rev. B* **60**, 11 971 (1999).
 [27] A.V. Sergueeva, C. Song, R.Z. Valiev, A.K. Mukherjee. *Mater. Sci. Eng. A* **339**, 159 (2003).
 [28] Y. Xu, J. Zhang, Y. Bai, M.A. Meyers. *Met. Trans. A* **39**, 811 (2008).
 [29] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Теория упругости. Наука, М.* (2003). 264 с.
 [30] S. Mercier, A. Molinari, Y. Estrin. *J. Mater. Sci.* **42**, 1455 (2007).
 [31] B. Zhu, R.J. Asaro, P. Krysl, K. Zhang, J.R. Weertman. *Acta Mater.* **54**, 3307 (2006).
 [32] G.E. Fougere, J.R. Weertman, R.W. Siegel, S. Kim. *Scripta Met. Mater.* **26**, 1879 (1992).
 [33] G.D. Hughes, S.D. Smith, C.S. Pande, H.R. Johnson, R.W. Armstrong. *Scripta Met. Mater.* **20**, 93 (1986).
 [34] U. Erb, A.M. El-Sharik, G. Palumbo, G.K.T. Aust. *Nanostruct. Mater.* **2**, 383 (1993).
 [35] C.A. Schuh, T.G. Nieh, T. Yamasaki. *Scripta Mater.* **46**, 735 (2002).
 [36] H. Conrad. *Nanotechnology* **18**, 325 701 (2007).

- [37] T.R. Malow, C.C. Koch, P.Q. Miraglia, K.L. Murty. *Mater. Sci. Eng. A* **252**, 36 (1998).
- [38] M. Zhao, J.C. Li, Q. Jiang. *J. Alloys Comp.* **361**, 160 (2003).
- [39] T. Shimokawa, A. Nakatani, H. Kitagawa. *Phys. Rev. B* **71**, 224 110 (2005).
- [40] H.V. Swygenhoven, A. Caro. *Phys. Rev. B* **58**, 17 (1998).
- [41] H. Conrad, J. Narayan. *Scripta Mater.* **42**, 1025 (2000).
- [42] М.А. Штремель. Прочность сплавов. Ч. 2. Деформация. МИСиС, М. (1997). 527 с.
- [43] R.W. Siegel, G.E. Fougere. *Nanostruct. Mater.* **6**, 205 (1995).
- [44] J. Schiøtz, K.W. Jakobsen. *Science*. **301**, 1357 (2003).
- [45] K. Kadau, P.S. Lomdahl, B.L. Holian, T.C. Germann, D. Kadau, P. Entel, D.E. Wolf, M. Kreth, F. Westerhoff. *Met. Trans. A* **35**, 2719 (2004).
- [46] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 789 с.
- [47] Н.В. Чувильдеев. Неравновесные границы зерен в металлах: теория и приложения. Физматлит, М. (2004). 304 с.
- [48] В.С. Красников, А.Ю. Куксин, А.Е. Майер, А.В. Янилкин. *ФТТ*. **52**, 1295 (2010).
- [49] V.S. Krasnikov, A.E. Mayer, A.P. Yalovets. *Int. J. Plast.* **27**, 1294 (2011).
- [50] M.W. Guinan, D.J. Steinberg. *J. Phys. Chem. Solids* **35**, 1501 (1974).
- [51] Y.M. Wang, E.M. Bringa, J.M. McNaney, M. Victoria, A. Caro, A.M. Hodge, R. Smith, B. Torralva, B.A. Remington, C.A. Schuh, H. Jamarani, M.A. Meyers. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061 917, (2006).