

07,01

## Релаксационный механизм пластического деформирования и его обоснование на примере явления зуба текучести в нитевидных кристаллах

© Ю.В. Петров<sup>1,2</sup>, И.Н. Бородин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Челябинский государственный университет,  
Челябинск, Россия

E-mail: elbor7@gmail.com

(Поступила в Редакцию 17 июня 2014 г.)

В окончательной редакции 7 сентября 2014 г.)

На примере деформации нитевидных кристаллов кадмия и меди демонстрируется общность динамического подхода к широкому спектру задач механики сплошных сред, включая деформацию со скоростями, определяющими квазистатические условия деформации. Эффект зуба текучести анализируется с точки зрения теории дислокаций и феноменологических интегральных критериев пластичности. Показано, что используемые в этих критериях характерные времена релаксации независимо от используемой модели пластичности отражают существенные свойства самого процесса деформации.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ МД-286.2014.1 и РФФИ (проект № 14-01-31454), а также грантов СПбГУ 6.38.243.2014 и 6.39.319.2014.

### 1. Введение

По своей природе пластическая деформация является релаксационным процессом, в котором упругие напряжения, возникающие в материале при его нагружении, релаксируют с течением времени за счет перемещения дефектов кристаллической решетки. На практике этим динамическим характером пластичности часто пренебрегают и фактически считают, что релаксация напряжений происходит мгновенно, как только приложенные напряжения начинают превышать величину предела текучести материала [1]. Такой подход обычно приводит к удовлетворительным результатам при описании малых скоростей пластической деформации в квазистатических условиях нагружения, но не позволяет моделировать высокие скорости деформации [2]. При этом оказывается, что и в области низких скоростей в ряде материалов проявляются аномальные с точки зрения классического понимания пластичности типично динамические эффекты. Одним из таких примеров является возникновение зуба текучести при квазистатической деформации образцов металлов с малым числом дефектов кристаллической решетки — так называемых усов или нитевидных кристаллов [3]. Эффект аномально высокого напряжения течения при малых степенях деформации является отражением типичного релаксационного процесса, требующего определенного характерного времени для своего развития. Различают две ситуации возникновения зуба текучести на диаграмме растяжение—деформация. Первый случай, типичный для сплавов и сталей, ассоци-

ируется с осаждением примесных атмосфер на линиях дислокаций так, что для инициации дислокационного скольжения требуются заметно большие напряжения, чем для его дальнейшего развития. Второй случай наблюдается в малодислокационных кристаллах чистых металлов [3]. Для него характерна существенно большая амплитуда напряжений, достигаемых в зубе текучести, которые могут в десятки и сотни раз превышать значения квазистатического предела текучести материала [3]. Механизм образования зуба текучести в этом случае связывают с „дислокационным голоданием“ — известным эффектом в области физики наноструктур [4]. Существует большое число работ, посвященных подобным исследованиям деформации нитевидных кристаллов [3,5] и интерпретирующих такое поведение в рамках дислокационного подхода с использованием классических моделей кинетики дислокаций [5]. При этом остается мало раскрытым более общий вопрос о связи величин, характеризующих квазистатические и динамические режимы деформации. Эффект зуба текучести, являясь своеобразным парадоксом квазистатического подхода к описанию пластической деформации, демонстрирует общность процессов, имеющих место в этих двух обычно разделяемых случаях. Динамические эффекты, проявляющиеся во всем диапазоне скоростей деформации, в свою очередь требуют построения единой модели для ее описания. Это может быть сделано дополнением набора прочностных характеристик материала параметром характерного времени релаксации напряжений.

## 2. Кинетическая модель релаксационной пластичности

С точки зрения структурного подхода к пластической деформации материала она осуществляется за счет кооперативного скольжения отдельных дефектов кристаллической решетки, и при умеренных температурах и скоростях деформации доминирующий вклад в нее вносит скольжение дислокаций [1]. При таком рассмотрении можно выделить набор времен, определяющий ход процесса деформации: для увеличения скорости дислокаций требуется определенное время, необходимое для их разгона, и дополнительное время для увеличения их количества до уровня, требуемого для поддержания скорости пластического течения, не меньшей, чем скорость деформации. Первое из этих времен определяется очень малой полевой массой дислокаций  $m_0 \sim 10^{-16}$  кг и не превышает  $10^{-10}$  с. Время увеличения плотности дислокаций до некоторого постоянного значения определяется как характеристиками самого материала, так и напряженным состоянием и может варьироваться в широких пределах. Кроме того, независимо от этих двух времен и определяемых ими процессов требуется некоторое конечное время для релаксации упругих напряжений, возникающих в материале за счет скольжения дислокаций. Ни одно из перечисленных времен не может считаться характеристикой материала, так как все они существенно зависят от самого процесса деформирования. Временная характеристика материала должна отражать энергетические особенности процесса деформации и способность системы к диссипации ее внутренней энергии.

Одной из наиболее простых моделей упруговязкопластической среды является модель Максвелла для очень вязкой жидкости [6]. В рамках этой модели полагается, что существует время релаксации напряжений  $\tau$ , такое, что на меньших временах материал при деформации ведет себя упруго, а на больших — вязкопластически. Уравнение для изменения сдвиговых напряжений  $\sigma_\tau$  в рамках этой модели может быть записано в виде [6]

$$\frac{d\sigma_\tau}{dt} = 2G \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\sigma_{\text{eff}}}{\tau} H(\sigma_{\text{eff}}), \quad (1)$$

где  $G$  — модуль сдвига материала,  $\varepsilon$  — деформация,  $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_\tau - \sigma_y$  — эффективное действующее напряжение, при положительном значении которого становится возможна релаксация сдвиговых напряжений,  $\sigma_y$  — барьерное напряжение, которое необходимо преодолеть для начала скольжения дислокаций,  $H(x)$  — функция Хэвисайда. Интегрирование уравнения (1) при постоянной скорости деформации  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$  и начальном условии  $\sigma_\tau(0) = \sigma_y$  дает следующую зависимость напряжений от времени [6]:

$$\sigma_\tau(t) = \sigma_y + 2G\tau\dot{\varepsilon}(1 - \exp(-t/\tau)). \quad (2)$$

В случае установившегося режима течения выражение (2) определяет уровень максимальных напряжений,

достигаемых в материале, и его можно переписать в виде

$$\sigma_\tau^{\text{max}} = \sigma_y + 2G\tau\dot{\varepsilon}. \quad (3)$$

Максимальные сдвиговые напряжения (3) пропорциональны пределу текучести материала. В случае малых характерных времен и скоростей деформации, согласно (3), имеем постоянное значение предела текучести, которое может изменяться только за счет деформационного упрочнения. С другой стороны, при высоких скоростях деформации или при больших характерных временах релаксации становится значимым второе слагаемое уравнения (3), и предел текучести приобретает сложную зависимость от скорости деформации.

Для оценки характерного времени пластической релаксации, связанной со скольжением дислокаций, обратимся к уравнению (1). При временах, превышающих время разгона дислокаций (порядка  $10^{-10}$  с), режим их движения можно считать установившимся, и  $\dot{\sigma} = 0$ . Тогда из (2) при условии высоких внешних напряжений, существенно превышающих барьерные напряжения ( $\sigma_\tau \gg \sigma_y$ ), имеем

$$\sigma_\tau = 2G\tau\dot{\varepsilon}. \quad (4)$$

В работе [7] было показано, что, подставляя выражение (4) в соотношение Орована и используя уравнение для динамики дислокаций [2,8,9], можно получить выражение для величины характерного времени релаксации напряжений в виде

$$\tau_D = \frac{B_f}{Gb^2\rho_D} \sim \frac{B_f}{E_D}, \quad (5)$$

где  $E_D$  — есть полная упругая энергия дислокационных линий в единице объема,  $b$  — вектор Бюргера дислокации, а  $B_f = (v_D/2)\rho b^2$  характеризует скорость рассеяния кинетической энергии дислокаций [9];  $v_D \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup> — частота, близкая к дебаевской, обратная величина которой дает время рассеяния кинетической энергии движущейся дислокации;  $\rho$  — плотность материала. Время (5) обратно пропорционально плотности дислокаций и может изменяться в достаточно широких пределах. На начальных стадиях деформации, имеющих значение для явления зуба текучести, время релаксации полностью определяется плотностью дислокаций, имеющих в материале до начала деформирования.

В случае квазистатической деформации с  $V_D \ll c_t$ , где  $V_D$  — скорость дислокации,  $c_t$  — поперечная скорость звука, можно записать классическое уравнение для кинетики дислокаций [10]

$$\frac{d\rho_D}{d\varepsilon_{\text{pl}}} = \frac{\delta_f}{b} \sqrt{\rho_D} - k_a \rho_D, \quad (6)$$

где  $\rho_D$  — скалярная плотность дислокаций,  $\varepsilon_{\text{pl}}$  — величина пластической деформации, параметр  $\delta_f = \alpha G b^3 \eta / \varepsilon_D \sim 0.01$  [9],  $\eta$  — доля работы пластической деформации, запасаемая в материале в виде упругой энергии дефектов [9,10],  $\varepsilon_L \sim 8$  эВ/б — энергия единицы длины дислокации,  $b$  — вектор Бюргера дислокации,  $\alpha \sim 0.5$  — постоянная Тэйлора [1],  $k_a \sim 10$  — коэффициент аннигиляции дислокаций [10]. На ранних стадиях пластической деформации, на которых и наблюдается

эффект зуба текучести, значение параметра  $\eta \sim 0.1$  определено экспериментально [11], а деформационным упрочнением в первом приближении можно пренебречь. Максимальная плотность дислокаций, генерируемая в материале, определяется величиной его предела текучести или максимальными сдвиговыми напряжениями, в нем достигаемыми. Вводя параметр максимальной плотности дислокаций  $\rho_D^{\max} \sim \eta \sigma_y / k_\alpha \varepsilon_L$ , где предел текучести  $\sigma_y \sim \alpha G b \sqrt{\rho_D}$  [1], можно записать (6) как

$$\frac{d\rho_D}{d\varepsilon_{pl}} = k_\alpha \rho_D \left( \sqrt{\frac{\rho_D^{\max}}{\rho_D}} - 1 \right). \quad (7)$$

В отсутствие деформационного упрочнения  $\sigma_y(\varepsilon) = \text{const}$  и решение уравнения (7) имеет вид

$$\rho_D(\varepsilon_{pl}) = \rho_D^{\max} + (\rho_D^0 - \rho_D^{\max}) \exp(-\varepsilon_{pl} k_\alpha). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (5), для характерного времени релаксации имеем

$$\tau(\varepsilon_{pl}) = \frac{B_f}{G b^2 (\rho_D^{\max} + (\rho_D^0 - \rho_D^{\max}) \exp(-\varepsilon_{pl} k_\alpha))}, \quad (9)$$

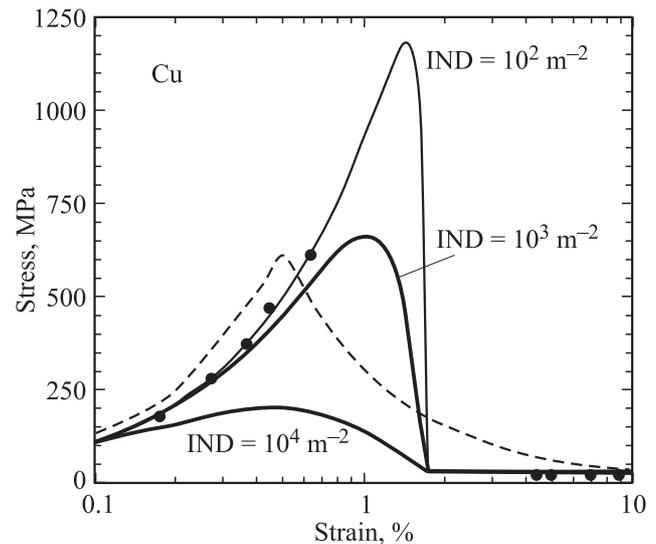
где  $\rho_D^0$  — начальная плотность дислокаций. Для зависимости максимальных напряжений, достигаемых в материале в процессе его пластического течения (предела текучести), от степени деформации, подставляя (9) в (2), окончательно получаем

$$\sigma_\tau(\varepsilon) = \sigma_y + \frac{2B_f \dot{\varepsilon} (1 - \exp[-\varepsilon G b^2 (\rho_D^{\max} + (\rho_D^0 - \rho_D^{\max}) \exp(-\varepsilon_{pl} k_\alpha)) / \dot{\varepsilon} B_f])}{b^2 (\rho_D^{\max} + (\rho_D^0 - \rho_D^{\max}) \exp(-\varepsilon_{pl} k_\alpha))}, \quad (10)$$

где использовано  $t = \varepsilon / \dot{\varepsilon}$ . На начальном этапе деформации сдвиговые напряжения растут упруго как  $\sigma_\tau^{\text{el}}(\varepsilon) = 2G\varepsilon$ . Когда выполняется условие  $\sigma_\tau^{\text{el}} \geq \sigma_y$ , начинается пластическая релаксация напряжений, и они должны пересчитываться согласно уравнению (10). При этом, если дислокаций в материале мало, упругие напряжения еще какое-то время будут продолжать расти, пока плотность дислокаций не станет достаточной для того, чтобы скорость релаксации напряжений превысила скорость роста упругих напряжений. Так, для скорости деформации  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  уже при плотности дислокаций  $\rho_D \sim 10^5 \text{ m}^{-2}$  время  $\tau \sim 0.1$  и  $2G\tau\dot{\varepsilon} \sim 100 \text{ MPa}$ , что вполне сравнимо со значениями  $\sigma_y$ , в то время как при повышении плотности дислокаций до нормальных величин  $\rho_D > 10^{10} \text{ m}^{-2}$  эта поправка уменьшается до сотых долей мегапаскаля и становится пренебрежимо малой величиной.

### 3. Характерное время пластической релаксации и явление зуба текучести

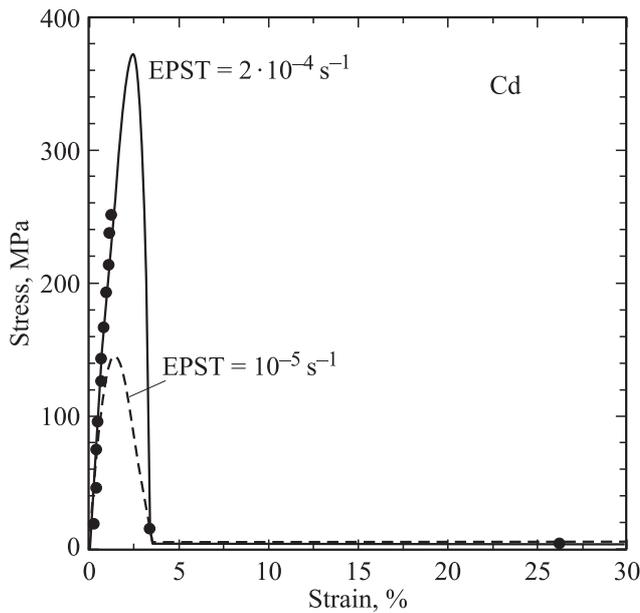
С точки зрения представленной выше модели упруго-вязкопластического тела нет никаких фундаментальных



**Рис. 1.** Зуб текучести в меди при скорости деформации  $8.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Сплошные кривые соответствуют различным значениям начальной плотности дислокаций (IND) в нитевидном кристалле. Характерное время релаксации составляет 10 с. Точки соответствуют экспериментальным данным [13]. Штриховая линия — расчет по феноменологическому критерию текучести (12) с характерным временем, равным 11 с.

разграничений между сдвиговой прочностью при „квазистатическом“ и „динамическом“ режимах деформации. Все определяется значениями параметров, отражающих внутреннее строение и дефектную подструктуру материала. Переход между статическим и динамическим режимами осуществляется при скоростях деформации  $\dot{\varepsilon}_{tr} \sim \sigma_y / 2G\tau$ , где характерное время релаксации  $\tau$  зависит от упругих свойств и дефектной подструктуры металла. При различных объемных долях дефектов в материале эта скорость может принимать практически любые значения. Яркое экспериментальное проявление этого эффекта — возникновение зуба текучести при деформации усов из чистых металлов с предельно малыми начальными плотностями дислокаций.

На рис. 1 представлена зависимость напряжений от степени деформации для нитевидных кристаллов меди с очень малым количеством дефектов внутри них. Вычисление зависимости возникающих в материале напряжений от степени деформации выполнялось согласно (10) при заданной скорости деформации. В качестве значений постоянных для меди и кадмия использовались табличные параметры [12] и постоянные модели дислокационной пластичности [2,8,9]. Полная деформация материала складывается из пластической и упругой частей, каждая из которых меняется в процессе деформации. Величина пластической деформации определяется интегрированием (6) и, вообще говоря, зависит как от скорости дислокаций, так и от их плотности, но в случае деформации усов плотность дислокаций меняется на шесть порядков и более, в то время как их скорость изменяется несущественно. Поэтому для оценки доли

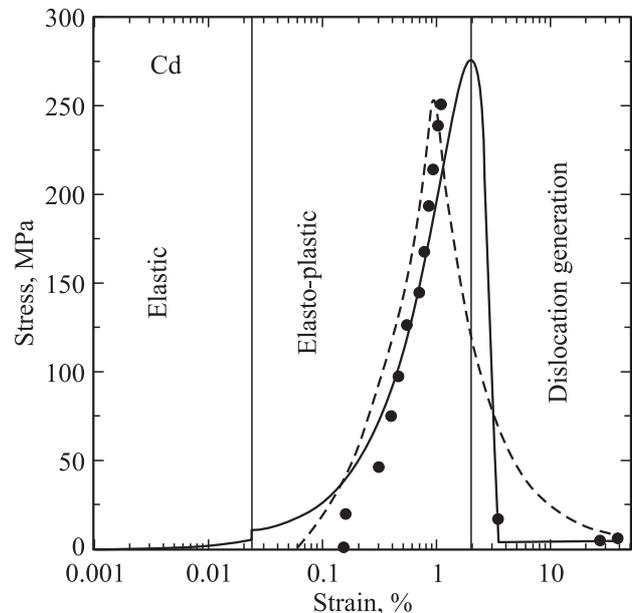


**Рис. 2.** Зуб текучести в кадмии при скоростях деформации (EPST)  $2 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Характерное время релаксации составляет 4 s. Точки соответствуют экспериментальным данным [14].

пластической деформации можно полагать, что она пропорциональна плотности дислокаций, и использовать приближенное соотношение  $\epsilon_{pl} = (\rho_D / \rho_D^{flow}) \epsilon$ , где  $\rho_D^{flow}$  — плотность дислокаций, при которой реализуется чисто пластическая деформация материала. Результаты расчетов сравнивались с экспериментами [13]. Скорость деформации усов меди составляет здесь  $8.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , что соответствует случаю достаточно медленного „квазистатического“ нагружения. Тем не менее в первые секунды деформации напряжения ведут себя немонотонно и в максимуме на порядок превышают значения статического предела текучести для этого материала. Кривые соответствуют различным начальным плотностям дислокаций (различным значениям характерного времени релаксации). К сожалению, данных недостаточно для того, чтобы описать всю кривую деформации, но имеющиеся экспериментальные точки позволяют определить необходимую для такого поведения материала начальную плотность дислокаций и соответствующее ей время релаксации. Видно, как при увеличении начальной плотности дислокаций уменьшается величина зуба текучести. При плотностях дислокаций, превышающих  $\rho_D > 10^6 \text{ m}^{-2}$ , характерное время релаксации составляет миллисекунды и эффект зуба текучести исчезает. На рис. 2 представлено аналогичное сравнение с экспериментальными данными для кадмия [14]. Кривые соответствуют различным скоростям деформации: верхняя — скорости, используемой в соответствующем эксперименте, нижняя — на порядок более низкой скорости. Обе кривые строились для начальной плотности дислокаций, равной  $\rho_D = 2.2 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2}$ . Видно, что при уменьшении скорости деформации степень дислокаци-

онного голодания материала уменьшается и величина зуба текучести также оказывается меньшей, т.е. изменение структуры материала (характерного времени релаксации) по влиянию на его механические свойства в данном случае оказывается эквивалентным изменению скорости деформации. При этом „ширина“ зуба текучести определяется только скоростью диссипации энергии, выражаемой значением коэффициента трения для дислокаций  $B_f$ . Несмотря на то что значение времени релаксации существенно изменяется при дальнейшем росте их плотности, высота зуба текучести полностью определяется начальной плотностью дислокаций в материале и соответствующим начальным значением времени релаксации.

На рис. 3 выделены три режима деформации, существенно отличающиеся друг от друга. Чисто упругий режим реализуется до достижения величины статического предела текучести  $\sigma_y$ , после чего начинается пластическое течение, но, так как дислокаций в материале недостаточно, напряжения продолжают расти в почти упругом режиме. Характерное время релаксации при этом можно считать постоянным, отвечающим начальной плотности дислокаций. Согласно (5), для случая деформации меди имеем  $\rho_D^{0(Cu)} \sim 10^2 \text{ m}^{-2}$  и  $\tau_D^{(Cu)} \sim 10 \text{ s}$ ; для экспериментов с кадмием  $\rho_D^{0(Cd)} \sim 10^4 \text{ m}^{-2}$  и  $\tau_D^{(Cd)} \sim 4 \text{ s}$ . Из кривых зависимости плотности дислокаций от величины деформации, представленных на рис. 4, видно, что плотность дислокаций медленно растет, пока не достигнет величины порядка  $10^6 \text{ m}^{-2}$ , после чего она



**Рис. 3.** Эффект зуба текучести в кадмии при скорости деформации  $2.2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Три режима упругопластической деформации кадмия: чисто упругий, упругопластический и пластический. Сплошная кривая — расчет согласно модели Максвелла с учетом кинетики дислокаций, характерное время составляет 4 s. Штриховая линия — расчет по модели (12)–(15) с характерным временем, равным 9 s.

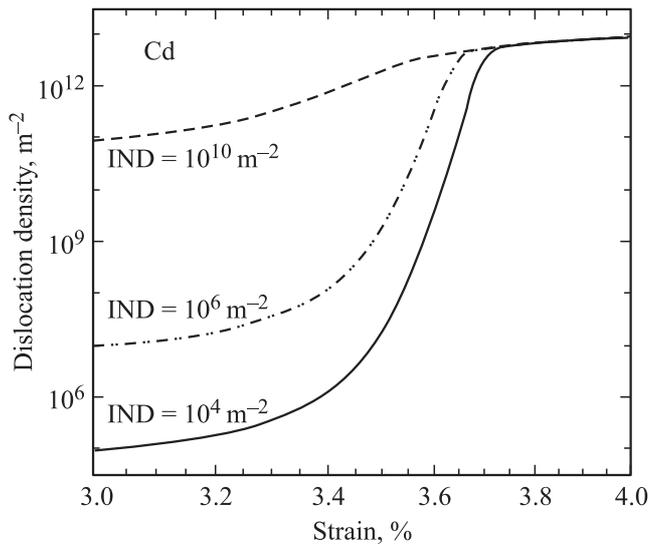


Рис. 4. Увеличение плотности дислокаций в кадмии при скорости деформации  $2.2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

возрастает на шесть порядков при изменении степени деформации всего на 0.1–0.2%. При данной скорости деформации это происходит за время  $\tau \sim \varepsilon/\dot{\varepsilon}$ , составляющее около 0.1 s. „Ширина“ зуба текучести не превышает в данном случае 4% от полной деформации, на что требуется около 2 s. Все эти времена оказываются заметно меньше найденного характерного времени релаксации материала. Также рис. 4 демонстрирует, что значительное влияние пластичности начинается с деформаций, превышающих 3%. При сравнении с рис. 2 и 3 это указывает на то, что все первые экспериментальные точки фактически находятся в области чисто упругой деформации. Это, в частности, оправдывает наше пренебрежение эффектом деформационного упрочнения при моделировании эффекта зуба текучести. При деформациях более 2% на рис. 3 начинается резкое падение напряжения течения до величины статического предела текучести, который достигается при деформациях около 4%. В этой области существенное увеличение плотности дислокаций приводит к соответствующему уменьшению времени релаксации (5). Кинетическое уравнение для плотности дислокаций (6) важно для описания падения напряжения только на этой стадии и не играет существенной роли во всем остальном диапазоне деформации нитевидных кристаллов.

#### 4. Вариант релаксационной теории пластичности на основе интегрального критерия текучести

В качестве второго подхода, альтернативного модели очень вязкой жидкости Максвелла, можно рассмотреть тело Фойгта, описываемое уравнением

$$\sigma = 2G\varepsilon + \mu\dot{\varepsilon}. \quad (11)$$

Можно показать [15–17], что вместе с концепцией „затухающей памяти“ [7] это уравнение приводит к динамическому критерию текучести интегрального типа

$$\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left( \frac{\Sigma(s)}{\sigma_y^0} \right)^\alpha ds \leq 1. \quad (12)$$

Здесь  $\Sigma(t)$  — функция, описывающая зависимость напряжений от времени,  $\tau$  — характерное время релаксации напряжений,  $\sigma_y^0$  — статический предел текучести,  $\alpha$  — коэффициент чувствительности напряжения. В предположении упругого деформирования  $\Sigma(t) = 2G\varepsilon(t)$  данный критерий позволяет вычислить момент возникновения макроскопической текучести  $t_*$ , соответствующий знаку равенства в (12). Феноменологический подход, основанный на концепции инкубационного времени текучести [15], также позволяет учесть инертность развития пластической деформации и описать явление зуба текучести. Рассмотрим простейший вариант такой модели. Предположим, что в образце задан линейный рост деформаций  $\varepsilon(t) = \dot{\varepsilon}tH(t)$ , где  $H(t)$  — функция Хевисайда. Введем безразмерную функцию релаксации  $0 < \gamma(t) \leq 1$ , определяемую условием

$$\gamma(t) = \begin{cases} 1, & \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left( \frac{\Sigma(s)}{\sigma_y} \right)^\alpha ds \leq 1, \\ 1 / \left( \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left( \frac{\Sigma(s)}{\sigma_y} \right)^\alpha ds \right)^{1/\alpha}, & \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left( \frac{\Sigma(s)}{\sigma_y} \right)^\alpha ds > 1. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь  $\Sigma(t) = 2G\dot{\varepsilon}tH(t)$  — функция, совпадающая с напряжением в образце на стадии упругого деформирования, т.е. до момента наступления макроскопического пластического течения  $t_*$ , который вычисляется по критерию (12). Будем считать, что в последующие моменты времени  $t \geq t_*$ , отвечающие пластическому деформированию материала, выполняется условие

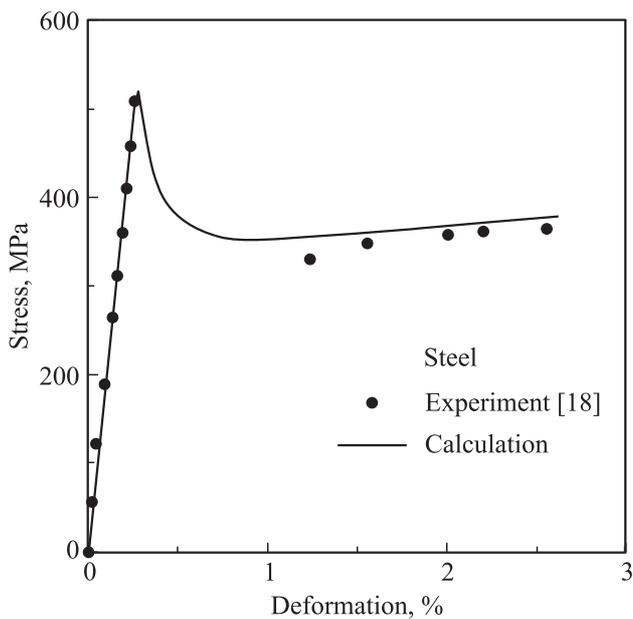
$$\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left( \frac{\gamma(t)\Sigma(s)}{\sigma_y} \right)^\alpha ds = 1. \quad (14)$$

Реальные напряжения в деформируемом образце при  $t \geq t_*$  будем определять из соотношения

$$\sigma(t) = 2g(t)\varepsilon(t), \quad (15)$$

где  $g(t) = G\gamma^{1-\beta}(t)$ ,  $\beta$  — скалярный параметр ( $0 \leq \beta \leq 1$ ), который регулирует степень упрочнения (случай  $\beta = 0$  отвечает отсутствию упрочнения). Пример расчета диаграммы деформирования при линейном по времени росте деформации на основе (12)–(15) для гипотетического материала с деформационным упрочнением, примерно соответствующего мягкой стали ( $G = 100 \text{ GPa}$ ,  $\sigma_y = 200 \text{ MPa}$ ,  $\beta = 0.18$ ,  $\dot{\varepsilon} = 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), показан на рис. 5.

Моделирование деформации нитевидных кристаллов в постановке, аналогичной экспериментам [13,14], на



**Рис. 5.** Эффект зуба текучести с последующим деформационным упрочнением в мягкой стали при скорости деформации  $8.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Расчет по модели (12)–(15). Точки соответствуют экспериментальным данным [18].

основе (12)–(15) в отсутствие деформационного упрочнения показывает, что экспериментальным данным удовлетворяет значение  $\tau = 11 \text{ s}$  для меди и  $\tau = 9 \text{ s}$  для кадмия, что соответствует временам, полученным на основании (5) и используемым при моделировании в рамках модели Максвелла (рис. 1–3). Соответствующие феноменологической модели (12)–(15) кривые показаны на рис. 1 и 3 штриховой кривой. Совпадение величин времен релаксации, вычисленных из теории дислокаций и полученных с использованием эмпирического критерия пластичности, дает основание полагать, что выражение (5) корректно отражает связь характеристик внутренней структуры материала с макроскопическими параметрами характерных времен пластической деформации и может быть использовано для их определения. С другой стороны, это также указывает на общность динамического подхода и фундаментальную роль релаксационных процессов, задаваемых характерными временами пластической релаксации, при описании процессов деформации. В этом смысле конкретная реализация механизма релаксации в рамках выбранной модели пластичности имеет второстепенное значение.

## 5. Заключение

Таким образом, величина характерного времени пластической деформации, используемая в интегральных критериях пластичности, определяется на микроуровне как динамическими свойствами основных носителей пластической деформации, так и их количеством в единице объема материала. По своей сути это время является

энергетической характеристикой процесса деформации, отражающей соотношение между скоростями диссипации энергии в ходе пластической деформации и полной упругой энергией, запасаемой в дефектной структуре материала. Оно оказывается определяющей характеристикой при описании динамических процессов деформации и является параметром микроструктуры материала, не зависящим от используемой модели пластичности или особенностей процесса деформации.

При относительно малых деформациях механические свойства определяются одним значением характерного времени, отвечающим начальной плотности дислокаций. При сильных пластических деформациях необходимо учитывать необратимые изменения, происходящие в дефектной структуре материала, что может быть описано кинетическими уравнениями для изменения плотности дислокаций [2,8]. Макроскопически это выражается как уменьшение характерного времени пластической деформации с течением времени. Для случая деформации металлических нитевидных кристаллов характерное время релаксации оказывается очень большим, на несколько порядков превышающим времена релаксации, характерные для обычных образцов металлов с высокими плотностями дислокаций [17].

## Список литературы

- [1] M.A. Meyers, K.K. Chawla. Mechanical behavior of materials. Cambridge University Press, NY (2009). 856 p.
- [2] V.S. Krasnikov, A.E. Mayer, A.P. Yalovets. Int. J. Plast. **27**, 1294 (2011).
- [3] Г.В. Бережкова. Нитевидные кристаллы. Наука, М. (1969). 158 с.
- [4] J.R. Greer, J.Th.M. De Hosson. Progr. Mater. Sci. **56**, 654 (2001).
- [5] Б.В. Петухов. ЖТФ **71**, 11, 42 (2001).
- [6] E.N. Borodin, A.E. Mayer. Mater. Sci. Eng. A **532**, 245 (2012).
- [7] И.Н. Бородин, А.Е. Майер, Ю.В. Петров, А.А. Груздков. ФТТ **56**, 12, 2384 (2014).
- [8] A.E. Mayer, K.V. Khishchenko, P.R. Levashov, P.N. Mayer. J. Appl. Phys. **113**, 193 508 (2013).
- [9] А.Е. Дудоров, А.Е. Майер. Вестник Челяб. гос. ун-та **39**(254), 48 (2011).
- [10] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 979 (1999).
- [11] Д. Мак Лин. Механические свойства металлов. Металлургия, М. (1965). 431 с.
- [12] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [13] S.S. Brenner. J. Appl. Phys. **28**, 1023 (1957).
- [14] R.V. Coleman, P.B. Price, N. Cabrera. J. Appl. Phys. **28**, 1360 (1957).
- [15] А.А. Груздков, Ю.В. Петров. ДАН **364**, 6, 766 (1999).
- [16] А.А. Груздков, Ю.В. Петров, В.И. Смирнов. ФТТ **44**, 62 (2002).
- [17] A.A. Gruzdkov, E.V. Sitnikova, N.F. Morozov, Y.V. Petrov. Math. Mech. Solids **14**, 72 (2009).
- [18] M.M. Hutchison, J. Iron Steel Inst. **186**, 431 (1957).