

ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ

УДК 538.951,539.37,539.382.2

АВТОВОЛНОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

© 2022 г. Л. Б. Зуев^а, *, С. А. Баранникова^а, М. В. Надежкин^а, С. В. Колосов^а

^аИнститут физики прочности и материаловедения СО РАН, просп. Академический, 2/4, Томск, 634055 Россия

*e-mail: lbz@ispms.ru

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 26.07.2022 г.

Принята к публикации 23.08.2022 г.

Изложены основные положения развиваемой в настоящее время в физике пластичности автоволновой теории пластичности твердых тел. Сформулированы основные идеи нового подхода, основанного на учете решающей роли макроскопической локализации пластического течения. Рассмотрены главные соотношения теории – принцип соответствия и упругопластический инвариант деформации. Получены доказательства эффективности применения этих положений к проблеме пластичности.

Ключевые слова: пластичность, деформация, автоволны, локализация деформации, решетка, дефекты.

DOI: 10.31857/S0015323022600654

ВВЕДЕНИЕ

Природа пластической деформации твердых тел до настоящего времени остается не вполне ясной, несмотря на практически тысячелетнюю историю исследований в этой области. В какой-то мере сложившаяся ситуация являет собой полную противоположность, например, квантовой механике, основные положения которой были сформулированы и осознаны не более, чем за четверть века (1900–1925 гг.) после работы Планка [1].

К описанию пластичности ведут два пути. Первый основан на теории дефектов кристаллического строения (дислокаций) [2], а второй использует методы механики деформируемого твердого тела [3]. Соответствующие подходы отличаются, главным образом, масштабами усреднения свойств деформируемой среды. Если дислокационный подход является микроскопическим и имеет целью описание элементарных актов пластичности, то механический призван установить функциональную связь между приложенными к телу нагрузками и деформациями в нем, тяготея при этом к макроскопическому масштабу. К сожалению, названные подходы трудно согласуются друг с другом, что препятствует построению единой, пригодной для всех материалов теории пластичности. Причина сложившегося положения состоит в огромном различии пространственных масштабов микроскопических и макроскопических эффектов пластичности.

Неадекватность традиционных подходов инициировала поиск новых взглядов на природу пластичности, которые учитывали бы такие важные

свойства деформируемой среды как ее многомасштабность, нелинейность и неравновесность [4].

АВТОВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Неудовлетворенность возможностями традиционных подходов вызвала к жизни новую парадигму, основанную на теории неравновесных систем. В своей пионерной работе Зегер и Франк [5] интерпретировали отклик среды на действие нагрузки как процесс ее структурирования (самоорганизации). Эта плодотворная идея была подхвачена научным сообществом и стала активно развиваться, например, в работах советских ученых (см. сборник [6]). Начал изучаться подход, в рамках которого эволюция пластического течения трактовалась как процесс самоорганизации ансамбля дефектов кристаллического твердого тела.

Важным этапом стало выдвижение гипотезы о природе пластичности [7], согласно которой “Самоорганизация дефектной структуры материала принимает форму макромасштабной локализации пластической деформации и сопровождается деформационный процесс от упругопластического перехода до разрушения. Локализация обретает на этом пути разные конфигурации и служит источником информации о пластическом течении”.

Справедливость гипотезы была доказана в серии систематических экспериментов, проведенных на более чем пятидесяти разных материалах [7–9]. В их ходе было установлено, что области локализованной деформации при пластическом

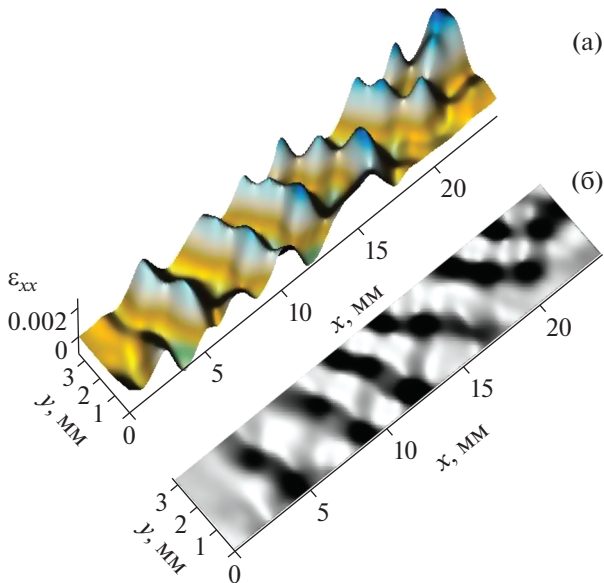


Рис. 1. Типичный паттерн локализованной пластичности: а) распределение локальных удлинений в плоскости образца; б) полутоновая карта распределений локальных удлинений на стадии линейного деформационного упрочнения.

течении самоорганизуются на поверхности образца в специфический *паттерн*, морфология которого несет количественную информацию о кинетике пространственно-временной эволюции деформационных процессов. Типичный пример такого паттерна, соответствующий процессу деформирования легированного аустенита, показан на рис. 1.

На основе предложенной гипотезы об универсальности явления локализации макромасштабной деформации была развита автоволновая концепция пластического течения материалов [7]. В ее рамках принимается, что деформационные процессы в среде сосредоточены в очагах локализации деформации, самопроизвольно образующих упорядоченную эволюционирующую деформационную структуру. Эта структура существует в форме автоволн локализованного пластического течения, а паттерн является проекцией автоволн на поверхность деформируемого образца.

Основополагающие представления автоволновой концепции пластического течения сводятся к экспериментально установленным *Правилу соответствия* и *Упругопластическому инварианту деформации*. Первое утверждает, что последовательно формирующиеся в среде автоволновые моды однозначно связаны со стадиями деформационного упрочнения [2], т.е.:

– стадии площадки текучести (деформация Людерса) соответствует *автоволна переключения*;

– скачкообразной деформации (эффект Портевена–Ле Шателье) отвечает *автоволна возбуждения*;

– на стадии линейного деформационного упрочнения формируется *фазовая автоволна*;

– при параболическом упрочнении возникает *стационарная диссипативная структура*;

– на стадии предразрушения процесс заканчивается *коллапсом автоволны локализованного течения*.

Таким образом, в свете автоволновой концепции процесс пластического течения рассматривается как закономерная смена автоволновых мод, каждая из которых контролируется работой конкретного дислокационного механизма деформации, обеспечивающего выполнение закона деформационного упрочнения, характерного для данной стадии процесса пластического течения [2]. Правило соответствия обеспечивает развиваемой автоволновой модели пластичности материалов предсказательную возможность. Как показал экспериментальный анализ эволюции паттерна локализованной пластичности, правило выполняется на любой стадии деформационного процесса и справедливо как для металлов и сплавов, так и для неметаллических материалов, а также горных пород. Это делает автоволновой подход к описанию феномена пластичности универсальным и пригодным для объяснения динамики деформации материалов, независимо от их природы и структуры.

Упругопластический инвариант деформации вводится после количественного анализа данных о деформации материалов в разных структурных состояниях, имеющих разную кристаллическую решетку и деформирующихся с помощью разных микроскопических механизмов. Выяснилось, что для стадии линейного деформационного упрочнения (как и для установившейся стадии ползучести) справедливо соотношение:

$$\left\langle \frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} \right\rangle = \frac{\langle \lambda / \chi \rangle}{\langle V_t / V_{aw} \rangle} = \hat{Z} \approx \frac{1}{2}, \quad (1)$$

названное упругопластическим инвариантом деформации [7]. Здесь λ – длина, V_{aw} – скорость распространения автоволны локализованного пластического течения, χ – межплоскостное расстояние, а V_t – скорость распространения поперечных упругих волн в среде. Отношения λ/χ и V_t/V_{aw} характеризуют пространственные и кинетические масштабы деформационного процесса. Инвариант связывает характеристики локализованной пластичности (λV_{aw}) и упругих волн (χV_t), перераспределяющих упругие напряжения в материале, и указывает на их взаимообусловленность (рис. 2).

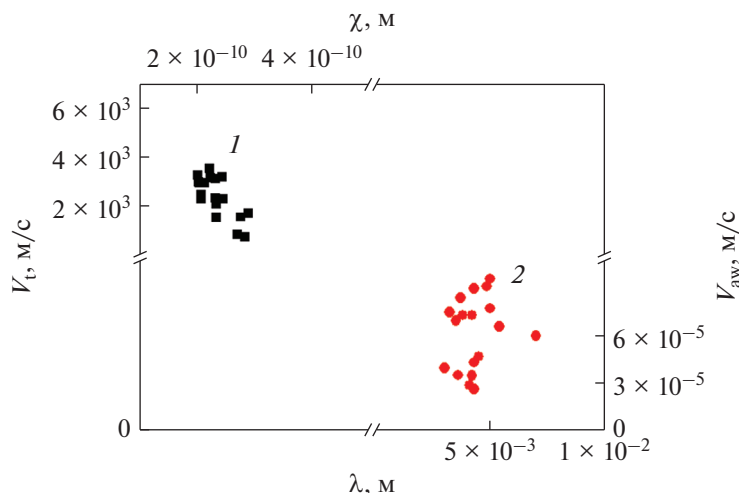


Рис. 2. Выполнение инвариантного соотношения (1): 1 – упругая часть, 2 – пластическая часть.

Объяснение природы соотношения (1), предложенное в [8, 9], базируется на анализе взаимосвязи векторов упругих и пластических смещений в деформируемой среде при действии внешней нагрузки. Количественная форма инварианта определяется требованием уменьшения энтропии деформируемой среды при генерации автоволн локализованного пластического течения, которое, как известно [10], служит обязательным условием развития процесса самоорганизации.

Экспериментально установленные закономерности позволили предложить модель автоволновой пластичности [7], основанную на спонтанном расслоении деформируемой среды на динамическую (дислокационную) и информационную (фононную) подсистемы. Инвариант (1) связывает динамическую и информационную подсистемы.

Модель рассматривает следующий сценарий развития деформационных актов в среде. Дислокационные сдвиги при деформации инициируются импульсами акустической эмиссии, которые, в свою очередь, генерируются другими сдвигами. Учет взаимодействия подсистем приводит к правильной оценке длины автоволны локализации и скорости ее распространения, объясняя возникновение макроскопического масштаба деформации $\lambda \approx 10^{-2}$ м при дислокационном пластическом течении, имеющем характерный масштаб вектора Бюргерса $b \approx \chi \approx 10^{-10}$ м. Использование автоволновой модели локализованного пластического течения позволяет непротиворечиво описать основные закономерности пластического формоизменения твердых тел различной физической природы.

Таким образом, формирование автоволнового процесса при пластическом течении твердых тел можно рассматривать как самоорганизацию сре-

ды в ходе ее пластической деформации, принимающей форму автоволнового процесса локализованной пластичности. Разработанная на основе этого представления модель развития локализованного пластического течения используется в качестве основного уравнения Упругопластический инвариант деформации (1). Анализ показывает [9], что следствия из инварианта количественно описывают основные закономерности деформационного процесса, в частности, скорость его распространения, дисперсию автоволн, зависимость длины автоволны от размера зерна, соотношение Холла–Петча, зависимость плотности дислокаций от деформации, масштабный эффект и другие твердо установленные закономерности процесса пластического течения в материалах разной природы.

В рамках развиваемых представлений генерация автоволн локализованной пластичности объясняется следующим образом. Скорость пластической деформации за счет движения дислокаций определяется соотношением Тейлора–Орована [2]:

$$\dot{\epsilon} \approx b \rho_{md} V_{disl}, \tag{2}$$

где ρ_{md} – плотность подвижных дислокаций, а V_{disl} – их скорость. При уменьшении этих величин с ростом деформации [2] условие $\dot{\epsilon} = \text{const}$, задаваемое испытательной машиной, может быть выполнено только за счет активации новых очагов локализованной деформации на расстоянии $\sim \lambda$ от исходного очага деформации. Это равносильно генерации автоволновой моды локализованной пластичности, т.е., появлению новых членов, связанных с деформацией, в правой части уравнения (2). Эта возможность была подтверждена в [7].

Как теперь ясно, при обсуждении природы пластичности и выборе алгоритма ее описания

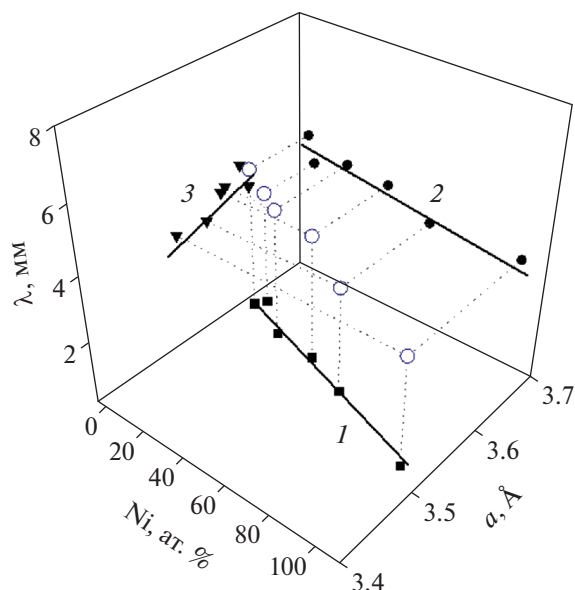


Рис. 3. Закон Вегарда (1); зависимость длины автоволны от содержания Ni (2) и от параметра решетки (3) в твердом растворе Cu–Ni.

главствующую роль играет упругопластический инвариант, многочисленные следствия из которого адекватно описывают закономерности пластического течения [9]. В связи с этим большую важность приобретает его истинная инвариантность, т.е., независимость, например, от химического состава деформируемой среды, а также от температуры испытания. Поиску ответов на эти вопросы посвящен следующий раздел настоящей работы.

МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДЕФОРМАЦИИ

Механические испытания на одноосное растяжение проводили на универсальной испытательной машине Walter + Bai LFM-125 при комнатной или пониженных температурах и при скорости подвижного захвата 0.2 мм/мин. Использовали плоские образцы с размером рабочей области $50 \times 10 \times 2$ мм.

Механические испытания дополнялись применением измерительного комплекса ALMEC-*tv*, предназначенного для цифрового анализа полей векторов смещений точек на плоской поверхности образцов методами цифровой корреляции изображений (Digital Image Correlation, DIC) или цифровой статистической спекл-фотографии (Digital Statistical Speckle Photography, DSSP) [7]. Последняя в сравнении с DIC имеет на порядок большие временные и пространственные разрешения. Использование этих методик позволило *in situ* визуализировать паттерн локализованной пластичности, который является основной характеристикой деформационных процессов в ис-

следуемых материалах. Кроме визуализации автоволновых картин непосредственно в ходе механических испытаний получали количественную информацию о кинетике деформационных процессов. Для этого восстанавливались поля векторов смещений $\mathbf{r}(x, y)$ на поверхности образцов. Дифференцированием этих полей по координатам x и y вычисляли компоненты тензора пластической дилатации для всех точек наблюдаемой плоской поверхности и строили карты их распределений по деформируемому образцу для разных моментов времени, а также диаграммы их временной эволюции.

Кинетические характеристики автоволн локализованной пластичности λ и V_{aw} , постоянные при линейном деформационном упрочнении, оценивали по $X-t$ диаграммам [7], построенным на основе анализа распределений продольной компоненты тензора пластической дилатации ϵ_{xx} . Для анализа использовали распределения локальных деформаций (зависимости положения центральной точки максимума локальных удлинений ϵ_{xx} вдоль оси растяжения или от времени). Они содержат количественную информацию о величинах скоростей движения, пространственных периодах зон локализации деформации и режимах их движения.

АВТОВОЛНЫ В БИНАРНОМ СПЛАВЕ Cu–Ni

В этой серии исследований были изучены стадийность и локализация пластического течения медно-никелевых сплавов, диаграмма состояния которых характеризуется образованием непрерывного ряда ГЦК-твердых растворов. Это позволяло надеяться, что при изучении деформации сплавов системы Cu–Ni можно будет наблюдать возможное влияние твердорастворного упрочнения на характер локализации пластической деформации [11].

Исследования локализации пластической деформации были выполнены на Cu–Ni сплавах с содержанием Ni 3, 20, 40 и 60 ат. %. Рентгенографические исследования показали, что для исследованных сплавов выполняется закон Вегарда [11] (рис. 3). Для снятия внутренних напряжений перед испытаниями образцы отжигали в вакууме. Микроструктуру материалов определяли методом оптической металлографии на микроскопе Neophot-21. Методика приготовления металлографического шлифа была стандартной, включая в себя шлифовку и полировку, а также травление для выявления границ зерен.

Установлено, что в исследованных Cu–Ni сплавах кривая пластического течения $\sigma(\epsilon)$ имеет параболическую форму $\sigma \sim \sqrt{\epsilon}$, а локальные деформации распределены по образцу неоднород-

но. Как обычно [7], для такого закона деформационного упрочнения, распределения локальных деформаций имеют форму системы эквидистантно расположенных стационарных очагов локализации пластической деформации (стационарная диссипативная структура [7]). Геометрической характеристикой таких структур служит пространственный период (расстояние между максимумами локальных удлинений вдоль оси растяжения, длина автоволны), составляющий в исследованных случаях $\lambda = 3\text{--}4.5$ мм. Для увеличения точности определения положений стационарных максимумов локальных удлинений на оси растяжения значения ϵ_{xx} на исследуемых участках стадии параболического деформационного упрочнения суммировали.

В ходе экспериментов установлено, что период λ коррелирует с содержанием Ni в исследуемых сплавах. На рис. 3 показана зависимость длины автоволны локализованной пластичности от содержания Ni в исследованных сплавах, которая имеет вид $\lambda = \lambda_0 + \kappa C_{Ni}$, где $\lambda_0 = 4.15$ мм, $\kappa = -0.8$.

Известно, что в твердых растворах Cu–Ni рост содержания Ni уменьшает характерный размер ячеек дислокационной субструктуры [11], что отражается на изменении макроскопической длины автоволны локализации пластической деформации. Причина этого эффекта, как было показано ранее на поликристаллах Zr–Nb-сплавов [7], для стадии параболического деформационного упрочнения связана с особенностями эволюции дислокационных ансамблей.

Таким образом, автоволновая картина действительно слабо чувствительна к структуре деформируемого материала и почти не меняется при росте содержания легирующего элемента (Ni) до 60 ат. %.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭФФЕКТ

Влияние температуры на автоволновой механизм пластического течения было изучено на поликристаллическом ГЦК-сплаве Fe–18 мас. % Cr–10 мас. % Ni с размером зерна ~ 12.5 мкм. Плоские образцы растягивали на испытательной машине со скоростью $3.3 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при температурах 420, 296, 266, 243, 213, 143 К, т.е., при $T \leq \theta_D$, где $\theta_D \approx 420$ К – температура Дебая для железа [12]. Температуру испытания варьировали скоростью продувки рабочей камеры, где находился образец, парами азота из сосуда Дьюара и контролировали хромель-алюмелевой термопарой, спай которой контактировал с образцом. Скорость продувки рабочей камеры парами азота регулировали нагревательным элементом, смонтированным внутри сосуда Дьюара.

Автоволновая мода, возникающая на стадии линейного деформационного упрочнения (фазовая автоволна), устойчива при пластической де-

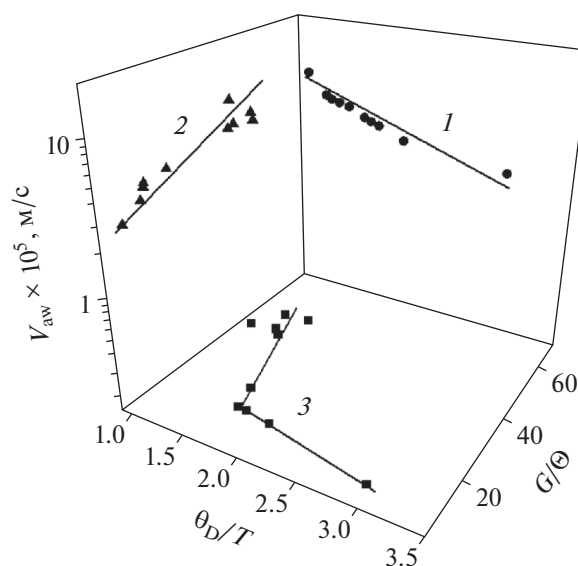


Рис. 4. Температурная зависимость скорости автоволны (1); скорость автоволны как функция коэффициента деформационного упрочнения (2); температурная зависимость коэффициента деформационного упрочнения (3), G – модуль сдвига.

формации [7], так что при анализе результатов внимание было обращено на автоволновые характеристики деформационного процесса на этой стадии. Для выделения линейных стадий записанные первоначально в координатах “напряжение σ –деформация ϵ ” индикаторные кривые преобразовывали в зависимости истинных напряжений s от истинных деформаций e . Далее на кривых $s(e)$ выделяли участки, где $s \sim e$, а коэффициент деформационного упрочнения, нормированный на упругий модуль E , $\theta = E^{-1} ds/de = \text{const}$.

Механические свойства сплава (временное сопротивление σ_B , условный предел текучести $\sigma_{0.2}$, относительное удлинение до разрыва δ и коэффициент деформационного упрочнения θ существенно зависят от температуры. Важным аспектом настоящего исследования является анализ возможной температурной зависимости инварианта (1) и входящих в него величин. Так как величины χ и V_l с температурой меняются слабо [12], а λ , как сказано выше, постоянна в исследованном температурном интервале, то интерес представляет температурная зависимость скорости распространения автоволн локализованной пластичности V_{aw} , входящей в уравнение инварианта (1).

Экспериментально полученная температурная зависимость скорости распространения автоволн $V_{aw}(T)$ показана на рис. 4. Длина автоволны в этом интервале в пределах точности эксперимента от температуры почти не зависит, составляя $\lambda = 4.50 \pm 0.25$ мм.

Данные о скоростях распространения фазовых автоволн локализованной пластичности на стадиях линейного деформационного упрочнения и соответствующих коэффициентах деформационного упрочнения позволили найти функцию $V_{aw}(\theta)$ при пониженных температурах (рис. 4). Оказалось, что

$$V_{aw}(\theta) = V_0 + \frac{\Xi}{\theta} \sim \theta^{-1}. \quad (3)$$

Аналогичное соотношение было найдено ранее в исследованиях автоволновой пластичности материалов при 300 К [7]. Значения эмпирических констант $V_0 = 1.8 \times 10^{-5}$ м/с и $\Xi = 9.8 \times 10^{-7}$ м/с, определенные для уравнения (3), близки к найденным ранее общим для исследованных ранее материалов значениям, полученным при 300 К. Измеренные для низких температур скорости автоволн локализованной пластичности укладываются на обобщенный график зависимости $V_{aw}(\theta)$ [7].

По полученным распределениям компонент тензора пластической дисторсии были определены частота ω и волновое число k автоволн локализованной пластичности при пониженных температурах. Как оказалось, связывающее их дисперсионное уравнение $\omega(k)$ имеет квадратичную форму:

$$\omega(k) = \omega_0 + \alpha(k - k_0)^2 \sim k^2, \quad (4)$$

установленную ранее [7] и характерную для некоторых типов нелинейных волн [10].

Сравнение эмпирических констант ω_0 , k_0 и α в уравнении (4) с ранее полученными данными [7] хорошо согласуется с результатами, полученными для монокристаллов сплава Fe–Ni–Cr и поликристаллов Al. Низкотемпературные значения параметров ω и k автоволн укладываются на описанную ранее в [7] обобщенную зависимость $\tilde{\omega}(\tilde{k})$, где $\tilde{\omega}$ и \tilde{k} – безразмерные частота и волновое число.

Из рис. 4 следует, что зависимость $V_{aw}(T)$ в исследованном интервале температур $1 \geq T/\theta_D \geq 0.3$ имеет вид:

$$(\lambda V_{aw}) \sim V_{aw} = V^* \exp\left(-\frac{H}{k_B T}\right), \quad (5)$$

характерный для термоактивированных процессов [13]. Здесь энтальпия активации $H \approx U - \gamma\sigma = 0.06$ эВ, активационный объем $\gamma \approx 8.5b^3$, k_B – постоянная Больцмана, U – высота потенциального барьера, а V^* – константа.

Низкое значение энтальпии активации процесса означает, что автоволны локализованной пластичности могут спонтанно генерироваться при всех режимах деформирования, что и наблюдается реально [8]. На это же указывает и низкое значение константы ω_0 в уравнении дисперсии (4).

Эта величина определяет ширину энергетической щели в спектре колебаний деформируемой среды $\hbar\omega_0$. Это значит, что пластическая деформация всегда развивается в форме автоволновых процессов локализованной пластичности. При этом тип реализующейся автоволновой моды определяется действующим на анализируемой стадии процесса законом деформационного упрочнения.

Величина χV_l , входящая в инвариант (1), имеет размерность кинематической вязкости среды $\text{м}^2/\text{с}$. В этом случае возникает аналогия между инвариантом (1) и числом Рейнольдса, характеризующим режимы ламинарного и турбулентного движения жидкости [14] и записанным в форме:

$$\text{Re} = \frac{lV}{\nu} = \frac{\rho lV}{\mu}, \quad (6)$$

где l – характерный пространственный масштаб потока, V – его скорость, ρ – плотность среды, ν – кинематическая, а μ – динамическая вязкость среды. Для случая пластического течения имеет смысл принять, что $l \equiv \lambda$, $V \equiv V_{aw}$ и $\nu \equiv \chi V_l$. В этом случае уравнение (6) совпадает с упругопластическим инвариантом деформации (1). Идея о ламинарном и турбулентном режимах пластического течения твердых тел по аналогии с течением вязкой жидкости была высказана Коттреллом [15].

В основе автоволновых механизмов пластического течения [2, 8, 15] лежит скольжение дислокаций. Проблема их подвижности и торможения детально разработана в работе [16], где показано, что скорость движения дефектов в поле напряжений контролируется вязкостью фононного газа (в металлах также и электронного) и определяется соотношением:

$$V_{\text{disl}} = \frac{b\sigma}{B}, \quad (7)$$

где B – константа торможения дислокаций, определяемая фононным газом. При “деформационной” интерпретации соотношения (6) имеет смысл связать вязкость μ с константой дислокационного торможения B и полагать, что $\chi V_l \sim \mu \sim B$.

Отсюда следует возможность анализа температурной зависимости критерия Рейнольдса и, соответственно, инварианта (1) на основе литературных данных о зависимости $B(T)$. Последняя приведена и проанализирована, например, в работе [16]. Сопоставим показанные на рис. 5 экспериментально полученную температурную зависимость произведения λV_{aw} (график 1) и построенную по данным работы [16] зависимость отношения $B_T/B_{T=\theta_D}$ от температуры (график 2). Здесь B_T – константа торможения дислокаций при температуре T , а $B_{T=\theta_D}$ – то же при $T = \theta_D$. В исследованном интервале температур $1 \geq T/\theta_D \geq 0.3$

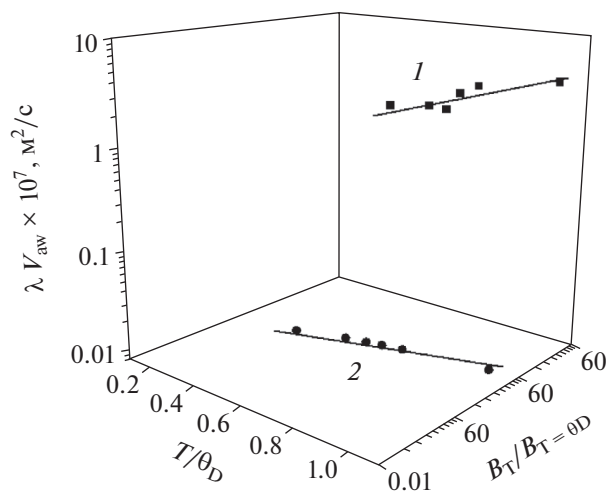


Рис. 5. Температурные зависимости величин λV_{aw} (1) и $B_T/B_{T=\theta_D}$ (2).

значения величин λV_{aw} и $B_T/B_{T=\theta_D}$ уменьшаются пропорционально, так что $\lambda V_{aw}/\chi V_t \approx \text{const}$. Это подчеркивает температурную независимость упругопластического инварианта деформации (1).

Для анализа связи этих результатов с дислокационными моделями использованы данные работы [17], в которой рентгеновским методом оценены плотности дислокаций ρ при растяжении при температурах $143 \leq T \leq 340$ К в аналогичном сплаве. Установлено, что для напряжения течения выполняется соотношение $\sigma = \sigma_0 + \alpha_0 G b \rho^{1/2}$ [15], где σ_0 и α_0 – постоянные, G – модуль сдвига.

Эта зависимость напряжения течения от плотности дислокаций при $T = 298$ К показана на рис. 6 (прямая 1). С ее помощью для каждой температуры были определены значения $\rho^{1/2}$, соответствующие средним напряжениям течения для стадий линейного деформационного упрочнения. Линейным стадиям упрочнения, как известно [7, 9], соответствует бегущая с постоянной скоростью V_{aw} фазовая автоволна локализованного пластического течения. Такая оценка позволила найти корреляцию скоростей автоволн, полученных в настоящей работе, с плотностью дислокаций, изученной в [17] в аналогичном интервале температур $143 \leq T \leq 340$ К. Из результата сравнения, показанного на рис. 6 (прямая 2), следует, что $V_{aw} \sim \rho^{1/2}$ или $V_{aw} \sim \sigma$.

Используя дополнительно экспериментальные данные работы [18], согласно которым средние длины дислокационных пробегов при деформации кристаллов железа составляют $10^{-5} \leq l \leq 10^{-4}$ м, а скорости их движения в этих условиях лежат в ин-

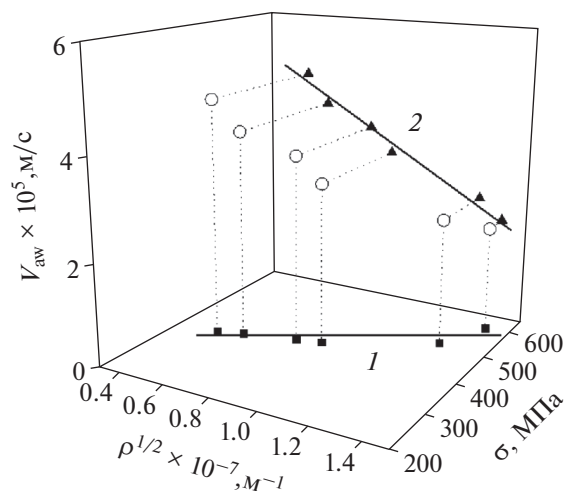


Рис. 6. Зависимость напряжения течения (1) при $T = 298$ К и зависимость скорости автоволн локализованной пластичности (2) от плотности дислокаций по данным работы [17] в интервале температур $143 \leq T \leq 300$ К.

тервале $10^{-3} \leq V_{disl} \leq 10^{-2}$ м/с, получаем с точностью до порядка величины оценку $\langle IV \rangle \approx 10^{-7}$ м²/с. Постоянство этой величины объясняется тем, что дислокации начинают двигаться, когда приложенные напряжения превышают внутренние напряжения, создаваемые в кристалле дислокационной сеткой, т.е. при условии $\sigma \geq \alpha_0 G b \rho^{1/2}$.

Известно [7, 9, 19], что $\langle \lambda V_{aw} \rangle \approx \langle IV \rangle_{disl} \approx 10^{-7}$ м²/с. Тогда скорость движений дислокаций и скорость распространения автоволн локализованной пластичности оказываются пропорциональными:

$$V_{disl} \approx \lambda V_{aw} l^{-1} \approx \lambda V_{aw} \rho^{1/2} \sim V_{aw}. \quad (8)$$

Это указывает на корреляцию скорости автоволн локализованной пластичности (макроскопическая величина) и скорости движения дислокаций (микроскопическая величина), по крайней мере, для стадий линейного деформационного упрочнения исследованного сплава в интервале пониженных температур $1 \geq T/\theta_D \geq 0.3$. Этим подтверждается высказанная в работе [9] догадка о том, что формирование автоволн деформации связано со взаимодействием дислокаций при их большой плотности, как было сказано выше при обсуждении уравнения (2), и связывает теорию дислокаций [2] с автоволновой моделью пластичности [7, 19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный для описания пластической деформации твердых тел автоволновой подход ставит во главу угла макроскопические законо-

мерности развития локализованной пластической деформации. В его рамках локализация деформации рассматривается как неотъемлемый признак пластического течения, возникающий в результате упорядочения дефектной структуры среды.

В таком случае естественным образом возникает вопрос об универсальности автоволновой модели пластического течения в твердых телах. Основная часть наших исследований [7–9] выполнена на материалах с однородной макроструктурой при одноосном растяжении. Однако интерес представляет проблема автоволновой деформации плакированных и биметаллических материалов [20]. С использованием автоволнового подхода удалось изучить пластичность двухслойных металлов (сталь Ст. 3, плакированная сталью Х18Н9Т) [21]. В этих исследованиях было показано, что на границе разнородных металлов реализуется процесс генерации сложных автоволн локализованной пластичности, которые далее распространяются в двух средах почти независимо друг от друга.

К сожалению, напрашивающееся расширение исследований в сторону использования других видов деформации (изгиб, кручение, сжатие) пока оказывается практически невозможным из-за трудностей применения измерительного комплекса ALMEC-*tv* в этих условиях.

Так или иначе, в настоящее время можно утверждать, что во всех исследованных случаях паттерн локализации коррелирован со стадиями деформационного упрочнения деформируемых металлов и сплавов. Образец под нагрузкой рассматривается как открытая система, эволюция которой контролируется как внутренним состоянием, так и притоком энергии извне (от нагружающего устройства). Этот подход придает теории пластичности право и возможности применять понятия и аппарат синергетики (теории неравновесных систем).

На основе синергетических представлений о природе возникновения порядка в открытых системах предложена двухкомпонентная модель локализованного пластического течения. Она использует причинную связь элементарных актов пластичности и сигналов акустической эмиссии, возникающих при этом. Математическая форма модели — упругопластический инвариант деформации — обеспечил возможность формировать непротиворечивый и достаточно наглядный метод макроскопического описания явления пластического течения, представляющийся в достаточной мере универсальным. Многие важные закономерности пластического течения нашли

объяснение как следствия из упругопластического инварианта.

В рамках автоволновой модели выстраивается единая система взглядов на природу макроскопически локализованного пластического течения, учитывающая неравновесность, нелинейность, активность и память деформируемых сред. В этом случае удается количественно описать многоуровневый характер процессов в пластичной среде, который охватывает кристаллическую решетку, дислокационный, мезоскопический и макроскопический уровни процесса, устанавливая количественное соотношение между пространственными масштабами деформационных процессов.

Удалось найти связь автоволновой теории пластической деформации с теорией дислокаций, которая является предельным случаем первой для случая малых плотностей дислокаций. Это обеспечивает возможность использования многочисленных дислокационных моделей для объяснения механизмов, контролирующих формирование автоволн локализованной пластичности в среде.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-19-00075, <https://rscf.ru/project/21-19-00075>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хунд Ф. История квантовой теории. Киев: Наукова думка, 1980. 244 с.
2. Argon A. Strengthening Mechanism of Crystal Plasticity. University Press, Oxford. 2008. 404 p.
3. Han Chin-Wu. Continuum Mechanics and Plasticity. Chapman and Hall, N.Y. 2005. 670 p.
4. Zaiser M. Scale invariance in plastic flow of crystalline solids // Adv. Phys. 2006. V. 5. P. 185–245.
5. Seeger A., Frank W. Structure formation by dissipative processes in crystals with high defect densities. / Non-linear Phenomena in Material Science. Trans. Tech. Publ., N.Y. 1987. P. 125–138.
6. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации / Отв. ред. Немошкаленко В.В. Киев. Наукова думка, 1989. 320 с.
7. Зуев Л.Б. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. М.: Физматлит, 2018. 207 с.
8. Зуев Л.Б. Автоволновые процессы локализации пластического течения в активных деформируемых средах // ФММ. 2017. Т. 118. № 8. С. 851–860.
9. Zuev L.B., Barannikova S.A., Danilov V.I., Gorbatenko V.V. Plasticity: from crystal lattice to macroscopic phenomena // Prog. Phys. Met. 2021. V. 22. № 1. P. 3–57.
10. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. М.: Янус-К, 2002. 284 с.
11. Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. Springer, Dordrecht. 2013. 634 p.
12. Newnham R.E. Properties of Materials. University Press, Oxford. 2005. 378 p.

13. *Caillard D., Martin J.L.* Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. Elsevier, Oxford. 2003. 433 p.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 735 с.
15. *Компелл А.Х.* Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Metallurgizdat, 1958. 267 с.
16. *Al'shits V.I., Indenbom V.L.* Mechanism of dislocation drag // Dislocations in Solids. V. 7. Elsevier, Amsterdam. 1986. P. 43–111.
17. *Talonen J., Nenonen P., Pape G. and Hänninen H.* Effect of strain rate on the strain-induced $\gamma \rightarrow \alpha'$ -martensite transformation and mechanical properties of austenitic stainless steels // Met. Mat. Trans. A. 2005. V. 36A. P. 421–432.
18. *Caillard D.* Kinetics of dislocations in pure Fe // Acta Mater. 2010. V. 58. № 3. P. 3493–3515.
19. *Зуев Л.Б., Хон Ю.А.* Пластическое течение как процесс формирования пространственно-временных структур // Физич. мезомех. 2021. Т. 24. № 6. С. 5–14.
20. *Tavakkoli V., Mazilkin A., Scherer T., Mail M., Beygelzimer Y., Baretzky B., Estrin Y., Kulagin R.* Instability of a Molybdenum Layer under Deformation of a Cu-MoCu Laminate by High-Pressure Torsion // Mater. Let. 2021. V. 302. P. 130378–84. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2021.130378>
21. *Barannikova S., Zuev L., Li Yu.* Plastic flow heterogeneity and failure of bimetal material // Int. J. Geomate. 2018. V. 14. P. 112–117.