

01;05

Автоволны локализованной деформации на начальных стадиях пластического течения монокристаллов

© В.И. Данилов, С.А. Баранникова, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634021 Томск, Россия
e-mail: levzuev@mail.tomsknet.ru

(Поступило в Редакцию 3 апреля 2003 г.)

Исследованы особенности локализации пластической деформации в монокристаллах чистых металлов и сплавов на площадке текучести и стадии легкого скольжения при нулевом или малом уровне коэффициента деформационного упрочнения. Произведено сравнение наблюдаемых картин локализации, установлены основные закономерности их развития и предложено объяснение наблюдаемых различий. Показано, что на рассматриваемых стадиях процесс пластического течения формируются автоволны разных типов.

Введение

В ряде работ последних лет [1–3] было установлено однозначное соответствие между законом деформационного упрочнения $\Theta = d\sigma/d\varepsilon = \Theta(\varepsilon)$ и типом локализации деформации на соответствующих стадиях пластического течения. Детальный анализ картин локализации позволил установить [3] существование особых картин локализации для случаев, когда $\Theta = 0$, $\Theta = \text{const} \neq 0$ и $\Theta \sim \sqrt{\varepsilon}$.

Наиболее полно эволюция типов автоволн деформации проанализирована при активном растяжении монокристаллических образцов металлов и сплавов [3–7]. В этих работах для случая трехстадийной деформационной кривой указано, что на стадии легкого скольжения или на площадке текучести вдоль образца распространяется одиночная зона локализованной деформации (автоволна переключения), на стадии линейного упрочнения движутся с постоянной скоростью несколько эквидистантных очагов локализации (фазовая автоволна), а на параболической стадии возникает система периодически расположенных неподвижных максимумов локальных деформаций, между которыми материал практически не деформируется (стационарная диссипативная структура). Отсутствие какой-либо из стадий на кривой течения исключает соответствующий тип локализации.

При этом вопросов при идентификации таких картин на ясно выраженных стадиях процесса, таких как линейное или параболическое упрочнение, не возникает. В то же время не всегда просто определить тип, различие или идентичность типов локализации на стадиях площадки текучести и легкого скольжения (для монокристаллов), поскольку, в последнем случае малое отличие коэффициента упрочнения от нуля ($0 < \Theta \approx 10^{-4}G$, G — модуль сдвига кристалла) затрудняет четкую сепарацию ее от площадки текучести ($\Theta = 0$). Проблема осложняется тем, что в некоторых материалах в начале процесса деформирования площадка текучести и стадия легкого скольжения могут наблюдаться последовательно, причем переход между ними выражен неясно [8]. Анализ

следов скольжения не всегда дает однозначный ответ на вопрос о природе соответствующей стадии пластического течения, что особенно характерно для сильно легированных монокристаллов [8]. Целью настоящей работы является сравнение локализации деформации на площадке текучести и стадии легкого скольжения, поскольку именно с помощью такого анализа можно установить разницу в закономерностях пластического течения.

Необходимость подобной постановки задачи обусловлена тем, что процесс локализации не является случайным, а, имея пространственную и временную упорядоченность, обладает автоволновым характером, причем тип автоволн деформации определяется зависимостью коэффициента упрочнения Θ от величины общей деформации, т. е. стадией кривой нагружения материала [3].

Материалы и методика исследований

Объектами исследований служили монокристаллы чистых металлов Cu и Ni, сплавов на основе Fe и Cu, а также интерметаллида NiTi (табл. 1). Cu и Ni деформируются дислокационным скольжением. В сплавах Fe, меняя содержание примесей внедрения (C и N) и ориентацию оси растяжения, можно реализовать дислокационное скольжение или двойникование. Монокристаллы NiTi указанного состава при 300 К деформируются за счет фазового превращения $B2 \rightarrow B19'$.

Все монокристаллы выращивались по методу Бриджмена в атмосфере инертных газов. Образцы вырезались из гомогенизированных слитков на электроискровом станке в форме двойных лопаток. Размеры рабочей поверхности образцов составляли 28×5 мм (для никелида титана — 20×5 мм) при толщине $1.3 \dots 1.5$ мм (у монокристаллов Cu — 3 мм). Образцы сплавов закалялись в холодной воде после выдержки 1 h при температуре закалки, которая указана ниже. Подготовленные таким образом образцы растягивались при 300 К с постоянной скоростью на испытательной машине

Таблица 1. Химический состав использованных металлов и сплавов (wt %)

Материал	Cu	Ni	Fe	Ti	Cr	Mn	Sn	Mo	C	N
Медь	99.98	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Никель	—	99.98	—	—	—	—	—	—	—	—
Хромоникелевый аустенит, A _I	—	12.4	65.5	—	18.0	2.3	—	1.2	0.013	0.35
Высокомарганцовистый аустенит, A _{II}	—	—	85.96	—	—	13.0	—	—	0.9...1.0	—
Сплав Cu–Ni–Sn	84.0	10.0	—	—	—	—	6.0	—	—	—
Никелид титана (at.%)	—	50.3	—	49.7	—	—	—	—	—	—

„Instron-1185“. Одновременно, начиная с предела текучести вплоть до разрыва методом спекл-интерферометрии, регистрировались поля векторов перемещений $r(x, y)$ точек на рабочей поверхности исследуемых образцов [1]. Их численным дифференцированием по координатам x и y вычислялись распределения продольных, ε_{xx} , поперечных, ε_{yy} , сдвиговых, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$ и поворотных ω_z компонент тензора пластической дисторсии

$$\nabla r(x, y) = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} \end{vmatrix} + \omega_z$$

[9] для наблюдаемой поверхности образца. Анализировались пространственные $\varepsilon_{xx}(x, y)$ и пространственно-временные $\varepsilon_{xx}(x, t)$ распределения локальных удлинений ($\varepsilon_{xx} = du/dx$, u — компонента вектора r в направлении оси растяжения x). Это позволяло определять положение зон локализации деформации и следить за их эволюцией во времени.

Дополнительное микроскопическое исследование ступеней на рабочей плоскости образца позволяло уточнять индексы действующих систем скольжения и двойникования.

Динамика очагов локализации в кристаллах с разными механизмами деформации

Микро- и макродетали процесса пластического течения в сплавах и в чистых металлах заметно различаются. В сплавах проявляется склонность к локализации скольжения в одной системе даже у образцов, ориентированных для множественного скольжения, приводя к появлению стадии легкого скольжения, а иногда к деформации Людерса. Перечисленные факторы позволили при растяжении всех видов монокристаллов получить набор диаграмм, начальные участки которых имели нулевой или весьма малый наклон (коэффициент деформационного упрочнения Θ).

Рассмотрим особенности локализации деформации в монокристаллах чистых металлов. Ось растяжения образцов Cu ориентировалась вдоль направления $[\bar{1}39]$, а рабочая поверхность имела индексы $(3\bar{2}1)$. Такая ориентация обеспечивала после достижения предела текучести скольжение по системе $(111)[\bar{1}01]$. Образцы

деформировались со скоростью $5.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Поля деформаций фиксировались во время нагружения с интервалом 36 s (прирост общей деформации $\delta\varepsilon_{\text{tot}} = 0.2\%$).

Деформационные кривые, полученные в таких условиях, были трехстадийными [10,11]. На рис. 1 (кривая 1) показана часть диаграммы нагружения, охватывающая стадию легкого скольжения (I), часть линейной стадии (II) и переход между ними. Параметры пластического течения — критическое напряжение сдвига τ_0 , деформация, отвечающая концу стадии легкого скольжения (γ_1), и коэффициенты деформационного упрочнения на стадиях легкого скольжения (Θ_I) и линейного упрочнения (Θ_{II}) представлены в табл. 2. Для кристаллов исследуемой ориентации они близки к данным, приведенным в [10,11].

Распределения локальных удлинений на стадии легкого скольжения монокристаллов Cu представляли собой совокупность трех расположенных на одинаковых расстояниях широких деформационных зон, синхронно перемещавшихся по образцу (рис. 2). На рис. 1 (кривые 2–4) показаны положения этих зон во времени. Скорость движения очагов локализации деформации, определенная по наклону линий к оси t была $\sim 5.3 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$.

Монокристаллические образцы Ni с рабочей поверхностью $(0\bar{7}6)$ растягивались вдоль направления $[\bar{1}67]$.

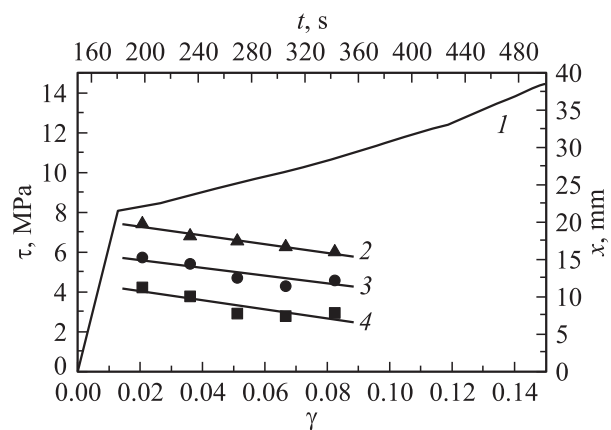


Рис. 1. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла меди и диаграмма пространственно-временной эволюции очагов локализованной деформации на стадии I.

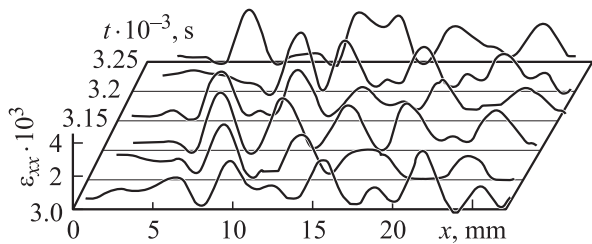


Рис. 2. Распределение очагов локализованной деформации в пространстве монокристалла меди на стадии легкого скольжения I.

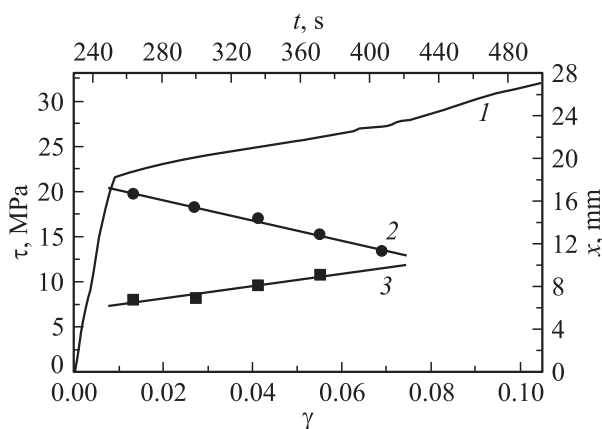


Рис. 3. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла никеля и диаграмма пространственно-временной эволюции очагов локализованной деформации на стадии I.

Эта ориентация обеспечивала деформацию одиночным скольжением по системе $(111)[\bar{1}01]$. Скорость деформирования и интервал регистрации полей деформации те же, что и в случае образцов Cu. На кривых течения Ni тоже выделяются три стадии. Начальная часть типичной кривой показана на рис. 3 (кривая 1). Параметры кривых нагружения образцов Ni (табл. 2) также согласуются с данными работ [10,11].

На стадии легкого скольжения (I) навстречу друг другу двигались два деформационных фронта, пространственные положения которых в процессе деформирования показаны на рис. 3 (кривые 2 и 3). Их скорости составили $+3.6 \cdot 10^{-5}$ м/с и $-2.2 \cdot 10^{-5}$ м/с, (знаки + и - указывают на встречное движение фронтов), а момент „встречи“ соответствовал окончанию стадии I.

В монокристаллах сплавов на основе Cu и Fe, деформирующихся скольжением, кривые течения и картины локализации деформации более разнообразны. Образцы сплава Cu-Ni-Sn закаливались в воде от 1203 К, чтобы зафиксировать состояние однородного твердого раствора Ni и Sn в Cu. Ось растяжения совпадала с направлением $[1\bar{1}1]$, а рабочая поверхность имела индексы $(\bar{3}58)$. В этом случае три системы скольжения $(111)[0\bar{1}1]$, $(11\bar{1})[011]$ и $(\bar{1}11)[0\bar{1}1]$ равноправны и, начиная с предела текучести, следует ожидать мно-

жественного скольжения. Однако при растяжении этих образцов со скоростью $6.6 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ скольжение локализовалось в системе $(111)[0\bar{1}1]$, а на деформационных кривых (рис. 4, кривая 1) наблюдались зуб и площадка текучести (стадия I), а затем продолжительная стадия линейного упрочнения (II). Параметры упрочнения материала представлены в табл. 2. Анализ эволюции полей локализованной деформации производился с шагом 0.2% общей деформации в интервале от 0.7 до 7.3%. Сразу после зуба текучести вблизи подвижного захвата нагружающего устройства образуется одиночный фронт локализации деформации, который движется вдоль образца на протяжении всей площадки текучести (рис. 4, кривая 2) со скоростью $\sim 6.7 \cdot 10^{-5}$ м/с.

Образцы Cr-Ni аустенита также деформируются дислокационным скольжением. Эти образцы насыщались азотом газотермобарическим способом при 1473 К, а затем от той же температуры после выдержки 1 h в вакууме закаливались в воде, чтобы зафиксировать состояние однородного твердого раствора замещения на основе Fe. Азот присутствовал как примесь внедрения в твердом растворе, не создавая нитридов. Ось растяжения образцов была ориентирована вдоль направления $[111]$, а рабочая грань имела индексы (110) . В такой ориентации три системы скольжения $(11\bar{1})[101]$, $(\bar{1}\bar{1}1)[011]$ и $(\bar{1}11)[\bar{1}0\bar{1}]$ имеют фактор Шмида, равный 0.27. Однако присутствие сверхравновесной упрочняющей примеси внедрения приводит к значительному возрастанию величины деформирующего напряжения и к увеличению степени расщепленности дислокаций. Последнее в свою очередь обеспечило локализацию скольжения в системе $(1\bar{1}1)[011]$, которая в начале деформирования преобладала над другими двумя. Скорость деформирования и периодичность регистрации полей деформаций были такими же, как в случае Cu и Ni. Кривые нагружения образцов в описанных условиях получаются трехстадийными, как у монокристаллов Cu и Ni, ориентированных для синглетного скольжения, но имеют зуб текучести.

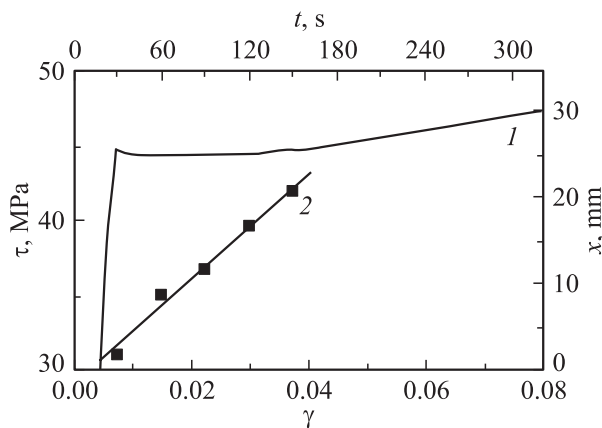


Рис. 4. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла Cu-Ni-Sn и характер движения очага локализованной деформации на стадии I.

Таблица 2. Характеристики пластического течения монокристаллов, деформирующихся дислокационным скольжением

Материал	τ_0 , МПа	$\Theta_I/G \cdot 10^{-4}$	$\Theta_{II}/G \cdot 10^{-3}$	γ_1
Cu	6.2	7.5	2.6	0.14
Ni	23.0	11	2	0.06
Cu-Ni-Sn	44.8	0	1.1	0.037
Al	76.0	2.3	1.2	0.15

На рис. 5 (кривая 1) представлена часть диаграммы деформации, охватывающая участок легкого скольжения (I), переходный участок и начало линейной стадии (II). Основные показатели кривой упрочнения приведены в табл. 2. Деформирование после зуба текучести происходило с малым, но ненулевым коэффициентом упрочнения (табл. 2). Положения максимумов локальной деформации показаны на рис. 5 (кривые 2–4). До величины сдвиговой деформации $\gamma \approx 0.04$ распределения локальных удлинений были хаотическими, а затем сформировались три очага деформации, один из которых двигался на протяжении всей стадии легкого скольжения с постоянной скоростью $\sim 3.5 \cdot 10^{-5}$ м/с, а два других сначала быстрее первого, но затем останавливались. На протяжении стадии I все пространство образца было „замечено“ этими движущимися зонами локализации деформации. При этом по каждому участку образца очаг деформации прошел один раз.

Деформирующиеся двойникованием образцы высокомарганцевистой аустенитной стали с содержанием углерода ~ 1 wt% гомогенизировались при 1373 К, а затем закаливались в воде после выдержки 1 h от той же температуры. Были исследованы образцы с двумя ориентациями оси растяжения: $[\bar{3}77]$ и $[\bar{3}55]$. Рабочая плоскость в обоих случаях имела индексы (011). Подготовленные образцы растягивались при комнатной температуре со скоростью $1.2 \cdot 10^{-4}$ с $^{-1}$. Начиная с предела текучести с периодичностью 15 (через 0.2% общей деформации) или 36 с (через 0.4%) регистрировались поля перемещений.

В монокристаллах, ориентированных вдоль $[\bar{3}77]$, согласно [8], основным механизмом пластической деформации в процессе растяжения при комнатной температуре является двойникование по системе (111) $[\bar{2}11]$, которое наблюдается начиная с предела текучести. Длина площадки текучести (стадия I) вместе с зубом текучести составляла до 30%. Последующее нагружение приводило к линейному упрочнению (стадия II), продолжающемуся вплоть до разрушения при $\sim 45\%$ общей деформации. Стадия параболического упрочнения у монокристаллов такой ориентации отсутствовала.

На рис. 6 (кривая 1) показан участок диаграммы деформации монокристалла высокомарганцевистого аустенита с осью растяжения $[\bar{3}77]$, который охватывает стадию I и часть стадии II. Так как пластическое течение в этом случае осуществляется двойникованием, то

диаграмма представлена в координатах σ – ϵ , а не τ – γ . Параметры упрочнения приведены в табл. 3. Анализ распределений зон локализованной деформации показал, что на протяжении всей площадки текучести (стадия I на деформационной кривой) по образцу с постоянной скоростью $\sim 9 \cdot 10^{-6}$ м/с перемещается фронт пластической деформации (рис. 6, кривая 2).

Характер деформирования образцов с ориентацией оси растяжения $[\bar{3}55]$ оказался более сложным. Известно [4], что при содержании С в монокристаллах стали Гатфильда ~ 1 wt% и ориентации оси растяжения $[\bar{1}11]$, начиная с предела текучести, идет множественное двойникование по системам (111) $[\bar{2}11]$, $(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}21]$, $(1\bar{1}1)[\bar{1}12]$, а диаграмма нагружения вплоть до разрушения содержит только стадию линейного упрочнения. Ориентация $[\bar{3}55]$ находится в стандартном стереографическом треугольнике между двумя предельными случаями $[\bar{1}11]$ и $[\bar{3}77]$. Поэтому деформационная кривая таких образцов до стадии линейного упрочнения имеет зуб и площадку текучести (стадия I), а процесс пластиче-

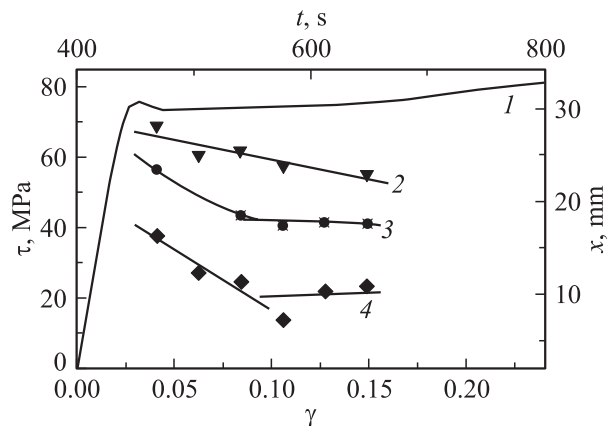


Рис. 5. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла Al и диаграмма пространственно-временной эволюции очагов локализованной деформации на стадии I.

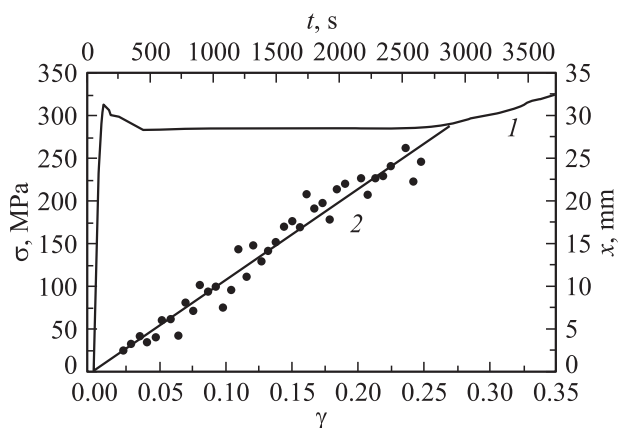


Рис. 6. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла Al $[\bar{3}77]$ и характер движения очага локализованной деформации на стадии I.

Таблица 3. Характеристики пластического течения монокристаллов с недислокационными механизмами деформации

Материал	σ_0 , МПа	$\Theta_I/G \cdot 10^{-4}$	$\Theta_{I'}/G \cdot 10^{-4}$	$\Theta_{II}/G \cdot 10^{-3}$	ε_I	$\varepsilon_{I'}$
Ац, [377]	314.5	0	–	6.6	0.25	–
Ац, [355]	469.4	0	40	12.9	0.04	0.1
NiTi	119.5	0	–	–	0.03	–

ского деформирования начинается с двойникования по (111)[211].

Переход к множественному двойникованию и к линейной стадии II с большим коэффициентом упрочнения Θ_{II} происходит через еще один линейный участок (стадия I') с существенно меньшим коэффициентом упрочнения $\Theta_{I'}$ (табл. 3 и рис. 7, кривая 1). Анализ распределений локальных деформаций показал, что на площадке текучести (стадия I) от неподвижного захвата со скоростью $\sim 1.9 \cdot 10^{-5}$ м/с перемещается одиночный очаг деформации. Изменение координат этой зоны локализации представлено на рис. 7 (кривая 2). На стадии I'

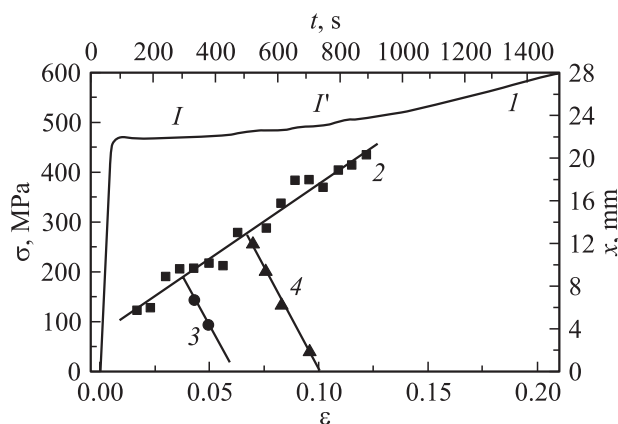


Рис. 7. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла Ац[355] и диаграмма пространственно-временной эволюции очагов локализованной деформации на стадиях I и I'.

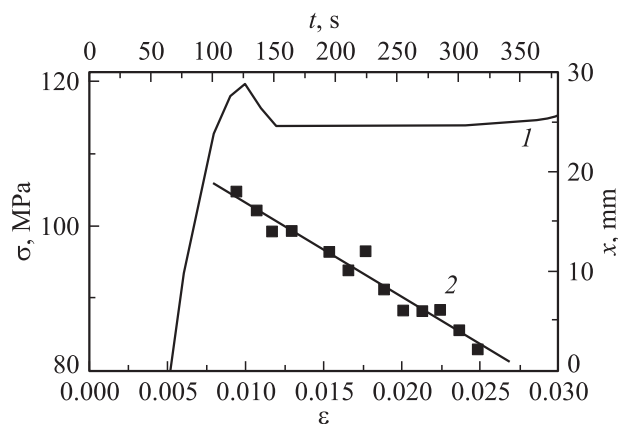


Рис. 8. Начальные стадии кривой пластического течения монокристалла NiTi и характер движения очага локализованной деформации на стадии I.

от первичного очага деформации отделяется еще один фронт (рис. 7, кривая 3). При этом основная деформационная зона продолжает двигаться с прежней скоростью по недеформированной части, а новая перемещается по деформированной области образца в противоположном направлении со скоростью $-5.5 \cdot 10^{-5}$ м/с. Такая ситуация повторяется на протяжении стадии I' дважды (рис. 7, кривая 3 и 4). Стадия I' заканчивается, когда первичный фронт проходит всю длину образца (рис. 7).

Состав исследованных монокристаллов никелида титана (табл. 1) обеспечивал пластичность фазового превращения за счет мартенситного перехода $B2 \rightarrow B19'$ [12] при 300 К. Ось образца ориентировалась вдоль направления $[112]$ решетки $B2$, а индексы рабочей поверхности (110). Растяжение производилось со скоростью $8.3 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$. Деформационные кривые в таких условиях имеют ярко выраженный зуб и площадку текучести длиной до нескольких процентов, которая после непродолжительного переходного участка сменяется параболической стадией деформационного упрочнения. Как известно [12], именно площадка текучести обусловлена фазовым переходом $B2 \rightarrow B19'$, а параболическая стадия соответствует деформированию уже образовавшегося мартенсита.

На рис. 8 (кривая 1) приведен участок диаграммы ($\sigma - \varepsilon$) образца TiNi, включающий площадку текучести с зубом (стадия I) и переходную зону. Параметры пластического течения приведены в табл. 3. Анализ распределений локальных деформаций показал, что на площадке текучести по образцу с постоянной скоростью $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ м/с перемещается деформационный фронт шириной ~ 2 мм. Его положения в ходе деформирования показаны на рис. 8 (кривая 2). Как и во всех описанных выше случаях, площадка текучести заканчивается после прохождения фронта локализованной деформации по всей длине образца.

Обсуждение результатов

Сопоставление и анализ полученных результатов позволили установить качественное соответствие между характером начальных стадий кривой пластического течения монокристаллических материалов и наблюдаемыми в нем пространственно-временными картинами распределений локальных деформаций, которые сводятся к следующему.

1. Если на кривой течения монокристалла имеется зуб и площадка текучести ($\Theta_I = 0$), то независимо от

состава, микромеханизма пластического течения, кристаллографической структуры материала и ориентации образцов наблюдается движение одиночного фронта, разделяющего упруго напряженную и пластически деформированную область (Cu–Ni–Sn, рис. 4; Mn аустенит с ориентацией оси растяжения $[\bar{3}77]$, рис. 6; TiNi, рис. 8).

2. Если кривая нагружения содержит линейную стадию с малым, но отличным от нуля коэффициентом упрочнения ($\Theta_I = \text{const} > 0$, легкое скольжение в градиентированных монокристаллах с дислокационным механизмом деформации), то во всех исследованных материалах наблюдается несколько перемещающихся зон локализации деформации (рис. 1, 3, 5). Движение их может быть однонаправленным и встречным, а скорости, как одинаковыми, так и отличными друг от друга.

3. Если площадка текучести сменяется линейной стадией с малым коэффициентом упрочнения, то на ней от подвижного первичного очага локализации деформации отделяются вторичные фронты, движущиеся в противоположном направлении по пластически деформированной части образца (Mn аустенит с ориентацией $[\bar{3}55]$, рис. 7).

Первый тип локализации соответствует зарождению при верхнем пределе текучести и распространению фронта, который переводит материал образца из одного состояния в другое (полоса Людерса [13]). Это ясно проявляется в TiNi, где на деформационном фронте происходит фазовый переход $B2 \rightarrow B19'$. Такой фронт может пройти по образцу только один раз, и если фронтов зарождается более одного, то при встрече они гасят друг друга. Течение осуществляется без упрочнения, пока все элементы деформируемого объема не окажутся переведенными в деформированное состояние.

При втором типе локализации на стадии I по образцу движутся нескольких очагов деформации. Они зарождаются перед началом рассматриваемой стадии из хаотически распределенных зон локализации. У чистых металлов (Cu, Ni) хаотические распределения соответствуют плавному переходу от упругости к развитой пластичности, а у концентрированных твердых растворов, дополнительно упрочненных примесью внедрения (Cr, Ni аустенит), — зубу текучести. Следовательно, в этом случае упорядочение и движение фронтов деформации происходит по уже деформированному, хотя и в малой степени, материалу. Наиболее показателен здесь случай, когда линейной стадии с малым коэффициентом упрочнения (I) предшествует площадка текучести (Mn аустенит, $[\bar{3}55]$). Здесь вторичные очаги деформации движутся в направлении, противоположном первичному фронту. Важно подчеркнуть, что каждый максимум локализации деформации проходит соответствующий участок образца один раз. Особенно ясно это представлено на рис. 5 (кривые 2–4) и 7 (кривые 3, 4).

Вопрос о скорости перемещения очагов локализации пластической деформации на рассматриваемых стадиях кривой нагружения материалов важен для развития

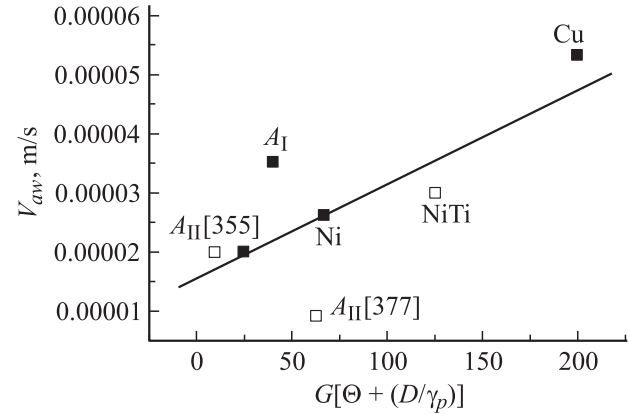


Рис. 9. Зависимость скорости распространения автоволн локализованной деформации от приведенного коэффициента упрочнения на I стадии монокристаллов. □ — площадка текучести, ■ — легкое скольжение.

автоволновой модели пластического течения. В [3] показано, что зависимость скорости автоволн пластической деформации для стадии легкого скольжения ряда монокристаллов имеет вид

$$V_{aw} = V_{\infty} + \xi \frac{G}{\Theta}. \quad (1)$$

При явном сходстве картин локализации пластического течения на стадиях площадки текучести и легкого скольжения формула (1) приводит к $V_{aw} \rightarrow \infty$ при $\Theta = 0$, что характерно для площадки текучести. Избежать этого можно учетом эффективного напряжения трения подвижных дислокаций на пределе текучести D , контролирующего подвижность индивидуальных дислокаций, согласно соотношению Гилмана

$$V_{\text{disl}} = V^* \exp\left(-\frac{D}{\tau}\right) \quad [14].$$

В соответствии с [14] в уравнении (1) знаменатель второго члена следует представить как $\Theta + D/\gamma_p$. Учитывая, что $D \approx 2\tau_0$ [14], для большинства ГЦК монокристаллов $\tau_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-5}G$, а на стадии легкого скольжения $5 \cdot 10^{-3} < \gamma_p < 5 \cdot 10^{-2}$ [8], можно оценить V_{aw0} , т.е. скорость автоволн при $\Theta = 0$

$$V_{aw0} = V_0 + \xi \frac{G}{\Theta + D/\gamma_p}. \quad (2)$$

Результаты обработки данных о скорости движения фронтов на стадиях легкого скольжения и площадки текучести по формуле (2) приведены на рис. 9. Коэффициент корреляции между исследуемыми переменными составляет ~ 0.75 и, согласно [15], является значимым. При этом в случае линейного упрочнения $\Theta \gg D/\gamma_p$ и выполняется обычное соотношение $V_{aw} \sim 1/\Theta$ [7].

Заключение

Таким образом, тип автоволн локализованной деформации на начальных стадиях пластического течения монокристаллов определяется видом зависимости между напряжением и общей деформацией. Если $\Theta_1 = 0$, то формируется автоволна переключения в виде очага локализованной деформации, который, перемещаясь по образцу, преобразует его в другое состояние. В этом случае стадия I заканчивается, когда весь образец переходит в новое, пластически деформированное состояние. Если $\Theta_1 = \text{const} > 0$, то возникает автоволна из нескольких движущихся очагов локализованной деформации, которые перемещаются в предварительно уже деформированном пространстве образца. Каждый максимум локализации при этом проходит определенный участок образца всего один раз, что позволяет говорить о распространении автоволны возбуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта молодых ученых Минобразования России 2002 г. (№ PD 02-1.2-63).

Список литературы

- [1] Zuev L.B., Danilov V.I. // Philosophical Magazine. A. 1999. Vol. 79. N 1. P. 43.
- [2] Zuev L.B. // Annalen der Physik. 2001. Vol. 10. N 11–12. P. 965.
- [3] Зув Л.Б., Данилов В.И., Семухин Б.С. // Успехи физики металлов. 2002. Т. 3. № 3. С. 237.
- [4] Зув Л.Б., Баранникова С.А., Данилов В.И., Чумляков Ю.И., Киреева И.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 10. С. 56.
- [5] Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A. // Intern. J. Plasticity. 2001. Vol. 17. N 1. P. 47.
- [6] Баранникова С.А., Данилов В.И., Зув Л.Б. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 9. С. 63.
- [7] Данилов В.И., Баранникова С.А., Гончиков К.В., Зув Л.Б. // Кристаллография. 2002. Т. 47. № 4. С. 672.
- [8] Karatan I., Sehitoglu H., Chumlyakov Yu.I., Maier H.J., Kireeva I.V. // Metallurgical and Materials Transactions. A. 2001. Vol. 32A. N 3. P. 695.
- [9] Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М.: Мир, 1987.
- [10] Хаббард Ф.Р.Н., Базинский З.С., Холт Д.Б. Пластичность чистых монокристаллов. М.: Металлургия, 1967.
- [11] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969.
- [12] Miyasaki S., Kimura S., Takei F., Miura T., Otsuka K., Suzuki Y. // Scripta metallurgica. 1983. Vol. 17. N 9. P. 1057.
- [13] Мак Лин Д. Механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1965.
- [14] Gilman J.J. // Journal of Applied Physics. 1965. Vol. 36. N 9. P. 2772.
- [15] Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. М.: ГИФМЛ, 1961.