

УДК 620.172.2:539.37

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВОВ Al-Mg КОМПЛЕКСОМ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТОДОВ

© А.А. Шибков, Р.Ю. Кольцов, М.А. Желтов, В.В. Скворцов, А.В. Шуклинов, Д.В. Фирюлин, Д.М. Алпатов, А.Е. Золотов, Д.В. Михлик, М.А. Лебедкин

Shibkov A.A., Koltsov R.Y., Zheltov M.A., Skvortsov V.V., Shuklinov A.V., Firyulin D.V., Alpatov D.M., Zolotov A.E., Mikhlik D.V., Lebedkin M.A. The study of plastic instabilities of Al-Mg alloys by a complex of optic and electromagnetic methods. A new complex of in situ electromagnetic methods for the study of jump-like plastic deformation of metals was proposed. Using this original experimental complex for the first time, a classification of shapes for plastic flow jumps in Al-Mg alloys deformed in a soft-tested machine was developed.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на многолетнюю историю изучения механизмов скачкообразной деформации металлов и сплавов [1–9], в последнее время к ним наблюдается повышенный интерес в области прикладных и фундаментальных исследований [10, 11]. Первое связано с тем, что скачки пластической деформации затрудняют обработку металлических сплавов, ухудшают механические свойства и качество поверхности промышленных изделий. Второе связано с бурным развитием нелинейной динамики диссипативных систем, эволюция которых, как предполагается, носит универсальный характер. В связи с этим предпринимаются попытки применения теории динамических систем к анализу устойчивости макроскопического ансамбля дислокации деформируемого кристалла с учетом корреляции дислокационных процессов [11–13]. Такой подход требует экспериментальной информации *in situ* о процессах потери устойчивости дислокационной структуры кристалла на разных пространственно-временных уровнях, связанных с динамикой линий и полос скольжения, полос Людерса и т. д., а также корреляций между мезо- и макродинамикой деформируемого кристалла. Поэтому динамический подход, развиваемый в настоящее время в физике прочности и пластичности, ставит актуальной задачей разработку новых *in situ* методов исследования динамики мезо- и макроансамблей дислокаций, обладающих достаточным быстродействием и пространственным разрешением.

Наиболее привлекательными представляются методы, основанные на исследовании собственных физических полей (теплого, акустического и электромагнитного), генерируемых динамическим ансамблем дефектов. Ранее авторы работ [14, 15] разработали и использовали метод электромагнитной эмиссии (ЭМЭ) применительно, в основном, к ионным монокристаллам. В отличие от диэлектрических материалов, в которых дислокации электрически заряжены и при своем движении генерируют легко измеряемые электромагнитные сигналы, обнаружить электромагнитные эффекты в металлах затруднительно из-за высокой проводимости и, соответственно, малых времен релакса-

ций заряда по сравнению с характерной длительностью скачков пластической деформации [11, 16]. В настоящей работе исследовалась скачкообразная пластическая деформация сплавов AlMg2 и AlMg3 новым бесконтактным электромагнитным методом, разработанным на базе метода ЭМЭ применительно к изучению нестационарных явлений пластического течения металлов, в сочетании с традиционными оптическими методами исследования кинетики скачков деформации и динамики деформационных полос.

МЕТОД

Сущность электромагнитного метода состоит в следующем. На металлический образец подается постоянное напряжение U_0 . Образец приобретает заряд, распределенный по его поверхности в тонком слое толщиной, равной длине экранирования δ . В модели свободных электронов $\delta \approx r_f$, где r_f – фермиевский радиус экранирования [17]:

$$r_f^2 = \frac{2\varepsilon_0 E_f}{3ne^2} \approx \frac{a_0}{4n^{1/3}}, \quad (1)$$

где $E_f = (\hbar^2 / 2m)(3\pi^2 n)^{2/3}$ – энергия Ферми, n – концентрация электронов, e – элементарный заряд, ε_0 – электрическая постоянная, $a_0 = 4\pi\varepsilon_0 \hbar^2 / (me^2)$ – боровский радиус, \hbar – квант действия, m – масса электрона. Для обычных металлов $n \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$, поэтому типичное значение радиуса экранирования $r_f \sim 10^{-8} \text{ см}$, т. е. соизмеримо с межатомным расстоянием. В результате выхода на поверхность кристалла дислокационного скопления из N дислокаций образуется ступенька высотой $\Delta x = Nb_n$, где b_n – проекция вектора Бюргерса на нормаль к поверхности. Поэтому в условиях локализации пластической деформации на мезо- и макроуровне, когда $N > 10^2$, $\Delta x \gg r_f$, эволюция дислокационного ансамбля вызовет изменение электрического поля вблизи деформируемого образца, причем вре-

менная зависимость потенциала поля $\varphi(t)$ в фиксированной точке пространства будет отражать кинетику формоизменения поверхности с временем интегрирования, равным времени релаксации поверхностного заряда $\tau_i \approx (R_0 + R) \cdot (C + C_0)$, где R_0 и C_0 – сопротивление и емкость образца, C – выходная емкость источника постоянного напряжения, R – сопротивление проводника, соединяющего источник напряжения с образцом. Для металлического образца сантиметровых размеров сечением $\sim 10 \text{ мм}^2$ $R_0 \sim 10^{-5} \text{ Ом}$, $C_0 \sim 1 \text{ пФ}$, тогда как типичное значение $R \sim 10^{-3} \text{ Ом}$; принимая $C \sim 10^2 \text{ мкФ}$ для оценки сверху времени релаксации заряда, получим $\tau_i \sim 10^{-7} \text{ с}$, что значительно меньше характерных времен формоизменения поверхности образца, связанных с коллективными дислокационными процессами на мезо- и макроуровне: типичное время эволюции дислокационного скопления, генерируемого источником Франка – Рида, или источником типа концентратора напряжений порядка $10^{-4} - 10^{-5} \text{ с}$ [18, 37] (мезоуровень), а время распространения полос Людерса или полос Портевена – Ле Шателье $\sim 10^{-1} - 10^{-3} \text{ с}$ [2–5] (макроуровень). Поэтому путем измерения потенциала электрического поля вблизи деформируемого заряженного образца в полосе частот $10-10^5 \text{ Гц}$ можно бесконтактно контролировать динамику его поверхности, связанную со скачками пластической деформации на мезо- и макроуровне.

Для измерения потенциала поля может быть использован емкостный зонд в виде расположенной на расстоянии d параллельно поверхности образца пластины, соединенной со входом высокоомного широкополосного вольтметра (рис. 1). При смещении поверхности кристалла за время $\Delta t \ll \tau_d = R_{in} \cdot (C_p + C_{in})$ («электрометрический» режим измерения) по направлению нормали к зонду на величину $\Delta x \ll d$, на входе вольтметра возникнет сигнал $\Delta\varphi$, пропорциональный смещению Δx :

$$\Delta\varphi = \frac{C_p \cdot U_0}{(C_p + C_{in})} \frac{\Delta x}{d}, \quad (2)$$

где $C_p \sim 1 \text{ пФ}$ – емкость системы зонд-образец, C_{in} и R_{in} – входная емкость и сопротивление вольтметра, τ_d – постоянная времени дифференцирования сигнала. Так как характерные частоты событий пластической деформации на мезо- и макроуровне находятся в интервале $10-10^5 \text{ Гц}$, то для исследования их кинетики данным методом необходимо использование широкополосных малошумящих вольтметров. При выполнении входного каскада на полевом транзисторе (расположенного в непосредственной близости от зонда) с $R_{in} \sim 10^{12}-10^{14} \text{ Ом}$ и $C_{in} \sim 10 \text{ пФ}$ достигается полоса пропускания электрического канала регистрации от $\sim 10^{-2} - 10^0 \text{ Гц}$ до $\sim 3 \text{ МГц}$ со среднеквадратичным шумом в области низких частот $\sim 10 \text{ мкВ}$. Легко измеряемые сигналы $\Delta\varphi \sim 30 \text{ мкВ}$ при $U_0 \sim 100 \text{ В}$ и $d \sim 1 \text{ мм}$ соответствуют, согласно формуле (2), смещению поверхности на расстояние $\Delta x \sim 10 \text{ нм}$, реализуемого при выходе дислокационного скопления из нескольких десятков дислокаций.

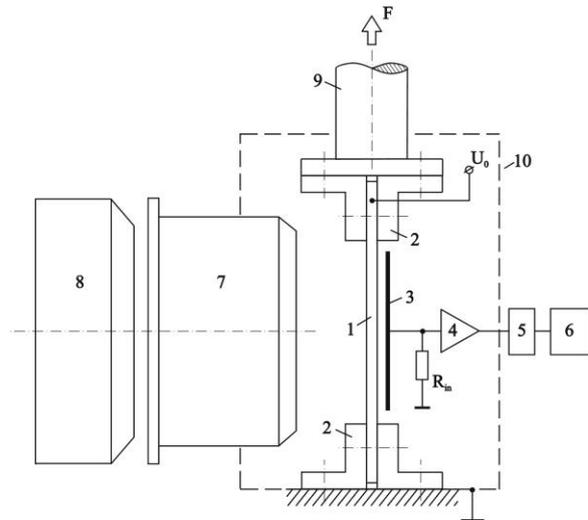


Рис. 1. Схема регистрации скачков пластической деформации металлического образца оптическим и электромагнитным методами: 1 – образец, 2 – стеклотекстолитовые захваты, 3 – емкостный зонд, 4 – широкополосный высокоомный предусилитель ($R_{in} = 10^{12} \text{ Ом}$, $C_{in} = 20 \text{ пФ}$, полоса пропускания $3 - 3 \cdot 10^6 \text{ Гц}$), 5 – АЦП с тактовой частотой 500 кГц , 6 – компьютер, 7 – микроскоп, 8 – видеокамера, 9 – шток «мягкой» деформационной машины, 10 – экран толщиной 10 мм , выполненный из железа армко

Для увеличения чувствительности к быстротекающим нестационарным процессам пластической деформации, выявления и изучения тонкой временной структуры скачков деформации можно использовать «дифференциальный» режим измерения, устанавливая постоянную времени дифференцирования сигнала меньше характерного времени развития неустойчивости пластического течения, т. е. $\tau_d \ll \Delta t$. В этом случае электрический сигнал $\varphi(t)$ будет пропорционален производной по времени смещения поверхности относительно зонда, т. е. средней по площади зонда мгновенной скорости движения боковой поверхности, связанного со скачком пластической деформации.

МЕТОДИКА

Методы измерения смещения применяются в механике деформируемого тела при испытаниях в «мягкой» деформационной машине, когда задана скорость возрастания нагрузки $\dot{F} = \text{const}$, а измеряемой величиной является деформация $\varepsilon = \varepsilon(t)$. В настоящей работе исследовалась кинетика скачкообразной пластической деформации поликристаллических алюминиево-магниевых сплавов АМг2 (Mg – 2,5 %, Fe – 0,15 %, Si – 0,05 %, Zn – 0,05 %) и АМг3 (Mg – 3,1 %, Fe – 0,5 %, Si – 0,05 %, Zn – 0,05 %) комплексом оптических и электромагнитных методов измерения деформации. Образцы вырезались в форме плоских двухсторонних лопаток с размером рабочей части $10 \times 4 \times 2 \text{ мм}$ и подвергались предварительному отжигу при температуре 600 К в течение 3 часов и последующей закалкой на воздухе для растворения precipitates примеси и зон Гинье – Престона и создания максимально однородной исходной структуры. Средний размер зерна после термообработ-

ки составил 30 и 25 мкм для сплавов АМг2 и АМг3 соответственно.

Растяжение образцов производили при температуре 300 К в «мягкой» деформационной машине с постоянной скоростью роста нагрузки $\dot{F} = 1,6$ Н/с, что соответствует начальной скорости возрастания приложенного напряжения $\dot{\sigma}_0 = 0,2$ МПа/с. Кривую деформирования записывали, используя метод видеофильмирования через микроскоп перемещения среза верхнего захвата машины (рис. 1). Тонкую временную структуру скачков пластической деформации исследовали бесконтактным электромагнитным методом. На образец (1), электрически изолированного от заземленной деформационной машины с помощью стеклотекстолитовых захватов (2), подавалось постоянное напряжение $U_0 = 100$ В. Канал регистрации электрического сигнала, возникающего в ходе развития скачка деформации, состоял из плоского емкостного зонда (3) размером 10×4 мм, расположенного параллельно боковой поверхности образца на расстоянии $d = 1$ мм, высокоомного широкополосного предусилителя (4), аналогоцифрового преобразователя (5) и компьютера (6). Постоянная времени дифференцирования τ_d предусилителя выбиралась меньшей, чем характерная длительность фронта t_{fr} скачка деформации ($\tau_d = R_{in} C_{in} = 0,1$ с, а типичное значение $t_{fr} = 0,3-0,8$ с по данным предварительных измерений оптическим методом), поэтому электрический сигнал был пропорционален нормальной скорости перемещения боковой поверхности образца.

Используемая методика позволяет производить синхронно и бесконтактно регистрацию скачков деформации в двух измерениях: деформацию $\Delta h(t)$ вдоль оси растяжения оптическим методом и деформацию $\Delta x(t)$ боковой поверхности – емкостным датчиком смещения в электрометрическом режиме измерения (или скорость $v_n(t) = \dot{x}(t)$ в дифференциальном режиме измерения), которые связаны определенным механизмом деформации: наличием волн пластичности, локализованной или дelokализованной деформацией и т. д. Точность измерения деформации составляла: а) оптическим методом ~ 3 мкм с временным разрешением 40 мс, определяемым временным интервалом между видеокадрами; б) электромагнитным методом ~ 10 нм в полосе частот $10-10^5$ Гц. Кроме того, видеофильмирование поверхности образца позволяет регистрировать и измерять скорости полос деформации (типа полос Людерса или полос Портевена – Ле Шателье). Поэтому предлагаемый оригинальный комплекс методов позволяет получать *in situ* более многомерную информацию в более широкой полосе частот о кинетике и геометрии пластической деформации образца, чем традиционная методика исследования прерывистых кривых нагружения [2–4].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Кривые нагружения и электрический отклик на скачкообразную деформацию. Типичная кривая растяжения образца сплава АМг2, деформируемого в

«мягкой» испытательной машине с постоянной скоростью роста нагрузки, имеет характерный ступенчатый вид (рис. 2, кривая 1). Первые ступени, имеющие амплитуду $\Delta \varepsilon_j \sim 0,3-1$ %, появляются после предварительной пластической деформации около 3 % ($\sigma \approx 120$ МПа). С ростом деформирующего напряжения растет высота ступени и длительность «плато», т. е. временной интервал между соседними скачками пластической деформации, а также скорость деформации на фронте скачка. Последние скачки имеют амплитуду ~ 10 %. Разрушение образца всегда происходит на фронте очень крупного, амплитудой более 10 % (иногда несколько десятков процентов), скачка деформации. Появление ступеней на кривых деформирования алюминий-магниевого сплава, латуни и некоторых других металлов хорошо известно из литературы и носит название эффекта Савара – Масона [8]. В настоящей работе установлено, что каждый макроскопический скачок пластической деформации заряженного образца АМг2 и АМг3 сопровождается генерированием импульса электромагнитной эмиссии вблизи поверхности образца (рис. 2, кривая 2). Форма фронта импульсов ЭМЭ и их полярность оказалась зависящей от формы фронта скачков пластической деформации и связана с их тонкой временной структурой.

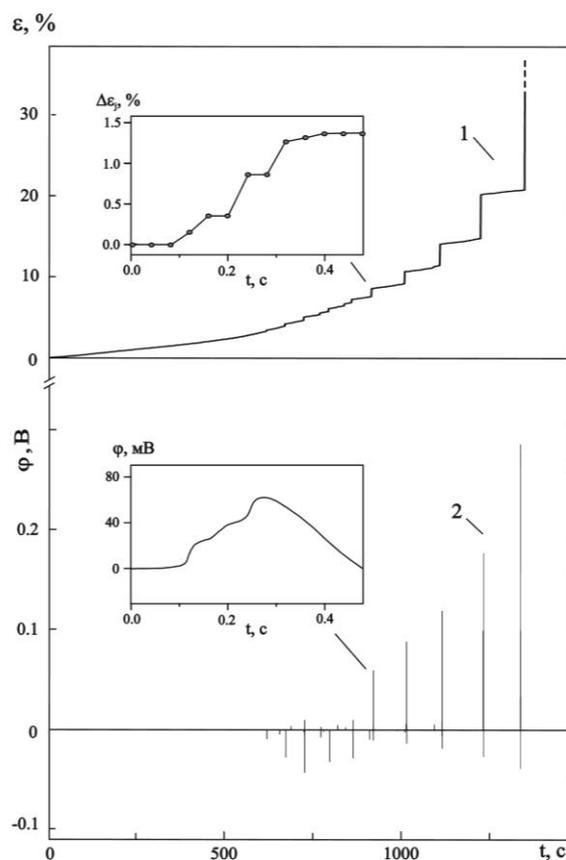


Рис. 2. Типичная кривая нагружения $\varepsilon(t)$ сплава АМг2 в «мягкой» деформационной машине с постоянной скоростью возрастания нагрузки $\dot{F} = 1,6$ Н/с (кривая 1) и сигнал электромагнитной эмиссии $\phi(t)$ (кривая 2). На вставках представлены записи фронта ступени и соответствующего электрического сигнала

2. Классификация скачков пластической деформации. Форму фронта скачков пластической деформации исследовали методом видеofilmирования через микроскоп движения верхнего захвата машины. Анализ форм скачков около ста деформированных образцов позволяет классифицировать их на три основные группы: ступенчатые скачки (скачки I типа, рис. 3а), «гладкие» скачки, без заметных временных нерегулярностей (скачки II типа, рис. 3б) и последние скачки пластической деформации, на вершине которых происходит разрыв образца (скачки III типа, рис. 3в).

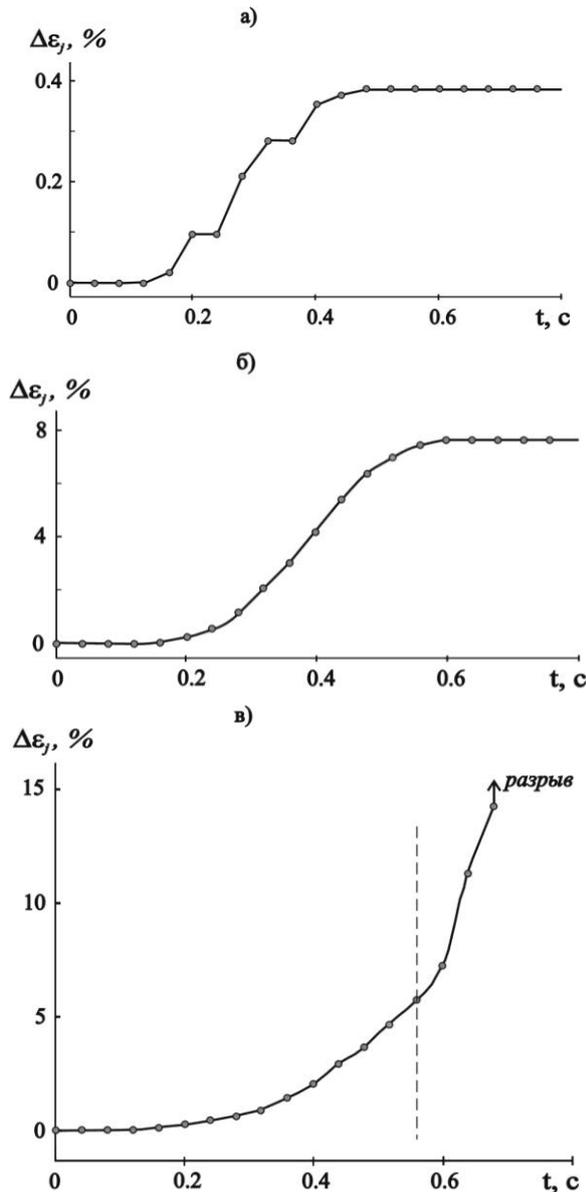


Рис. 3. Типичные формы фронта скачков пластической деформации сплава АМг2: а) ступенчатые скачки (скачки I типа) с относительной амплитудой $\Delta\varepsilon_j \sim 0,3-1\%$, наблюдаемые на начальной стадии прерывистого течения; б) скачки с «гладким» фронтом (скачки II типа) с амплитудой $\sim 1-10\%$; в) последние скачки (скачки III типа), на «вершине» которых происходит образование шейки и разрыв образца. Пунктирной линией отмечена граница между 1 и 2 стадией развития скачка III типа

Переход между скачками I и II типа происходит при критической средней скорости деформации в скачке $\dot{\varepsilon}_{jc} \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Если $\langle \dot{\varepsilon}_j \rangle < \dot{\varepsilon}_{jc}$, то скачок распадается на несколько (3–5) мелких скачков и имеет поэтому ступенчатую форму (скачок I типа); если $\langle \dot{\varepsilon}_j \rangle > \dot{\varepsilon}_{jc}$, то наблюдаются только гладкие скачки (скачки II типа). Скачки III типа имеют две характерные стадии роста (рис. 3в): на стадии 1 продолжительностью около 80 % длительности фронта скачка его форма приблизительно повторяет форму скачка II типа в соответствующей фазе роста. В начале последующей стадии 2 скорость деформации резко возрастает в 4–5 раза, а в конце этой стадии происходит разрыв образца. Видеofilmирование показывает, что на стадии 2 образуется шейка – предтеча разрушения. Из рис. 3 видно, что переход между скачками II и III типа носит характер вилообразной бифуркации (ветвление на устойчивый и неустойчивый путь эволюции системы): по достижении области бифуркации эволюция неустойчивости пластической деформации может пойти с некоторой вероятностью либо по пути стабилизации с последующей остановкой скачка, точнее падения скорости пластической деформации на 2,5–3 порядка (скачок II типа), либо по пути катастрофического развития амплитуды неустойчивости с последующим разрывом образца (скачок III типа).

В серии экспериментов сравнивались сигналы двух зондов, установленных параллельно противоположным боковым поверхностям заряженного образца. Данные видеозаписи типичных скачков пластической деформации различных типов (I, II и III) синхронно с записью электрических сигналов двух зондов представлены на рис. 4–6. Основные результаты анализа соответствия оптического и электрических сигналов для скачков разных типов состоят в следующем.

Скачки I типа пластической деформации заряженного образца сопровождаются генерированием разнополярных электрических сигналов на противоположных зондах (рис. 4а). Схема пластического течения, отвечающая такой ситуации, представлена на рис. 4б. Разнополярные сигналы могут возникнуть только в том случае, когда одна поверхность движется по направлению к зонду, а противоположная поверхность – от другого зонда, что соответствует сдвигу одной части образца по отношению к другой (верхний захват машины – свободный, а нижний захват жестко связан со станиной). Начальные фазы электрических сигналов противоположных зондов всегда сдвинуты на время $\Delta t_s \approx 10-40 \text{ мс}$, что позволяет оценить среднюю абсолютную скорость сдвига в скачке, как $\bar{v}_s \sim w / \Delta t_s \cdot \cos(\mathbf{l}, \mathbf{n})$, где w – толщина образца, \mathbf{l} и \mathbf{n} – единичные векторы вдоль оси растяжения и направления максимальных касательных напряжений. Обычно угол между \mathbf{l} и \mathbf{n} равен $\approx 55^\circ$, поэтому $\cos(\mathbf{l}, \mathbf{n}) \approx 0,57$. Учитывая, что $w = 2 \text{ мм}$, получим оценку $\bar{v}_s \sim 10-40 \text{ см/с}$, что на 2,5–3 порядка выше, чем средняя абсолютная скорость растяжения образца, развиваемая на фронте скачка I типа. Скачки пластической деформации II и III типа сопровождаются генерированием однополярных поло-

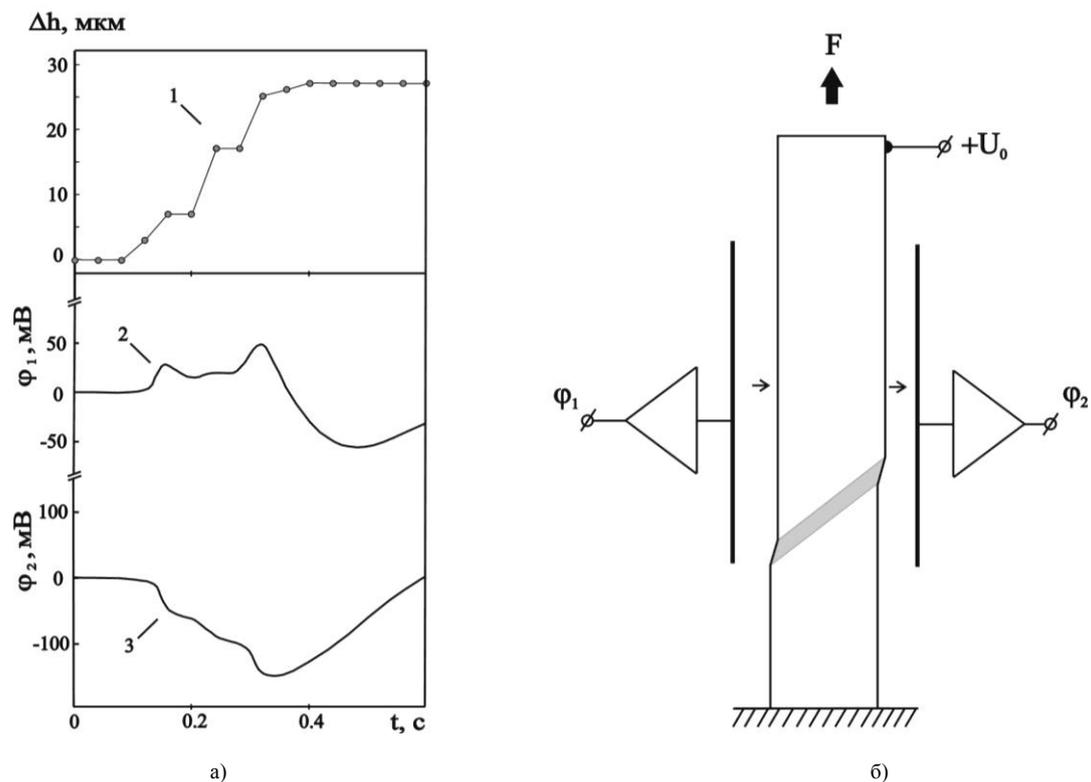


Рис. 4. а) Данные регистрации скачка пластической деформации Δh (1) I типа методом видеофильмирования движения верхнего захвата машины синхронно с записью электрических сигналов φ_1 (2) и φ_2 (3); б) схема деформирования образца на фронте скачка I типа ($U_0 = 100 \text{ B}$)

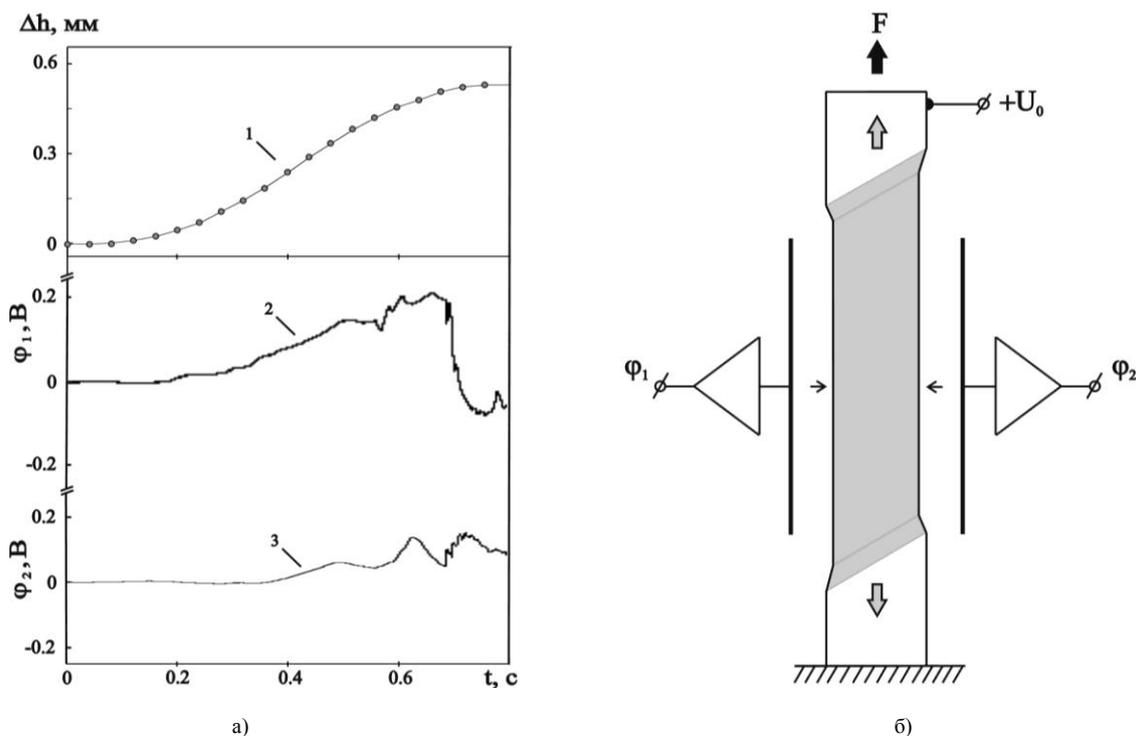


Рис. 5. а) Данные видеозаписи скачка пластической деформации Δh (1) II типа синхронно с записью электрических сигналов φ_1 (2) и φ_2 (3); б) схема деформирования образца на фронте скачка II типа. Серыми стрелками показано направление движения границ широкой полосы деформации

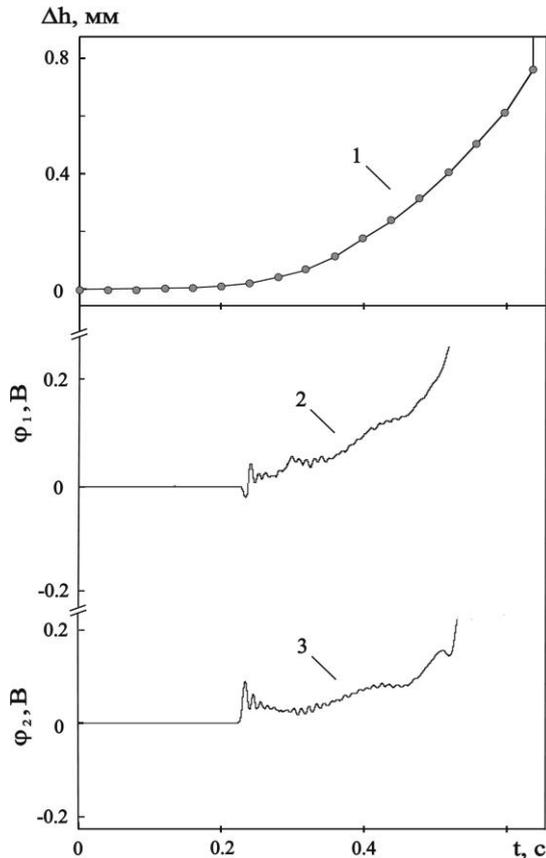


Рис. 6. Данные видеозаписи скачка пластической деформации Δh (1) III типа синхронно с записью электрических сигналов φ_1 (2) и φ_2 (3)

жительных электрических сигналов на противоположных зондах (рис. 5 и 6), что соответствует движению противоположных поверхностей по направлению от зондов. Поэтому на фронте скачков II и III типа толщина образца уменьшается в любом сечении в рабочей части образца, что связано с развитием макроскопически делокализованной деформации. Соответствующая схема пластического течения образца представлена на рис. 5б.

Кроме описанного выше электрического отклика на скачки I, II и III типов наблюдались импульсы ЭМЭ, которые возникали на одном из емкостных зондов и имели амплитуду в 10–30 раз меньше амплитуды сигналов, генерируемых в ходе развития скачков I типа. При этом сигнал противоположного зонда не превышал уровень шума. Такие «односторонние» электрические сигналы могут соответствовать незавершенному локальному сдвигу, когда уровень внутренних напряжений недостаточен для простреливания свежей полосы скольжения через сечение образца. Соответствующие скачки деформации, скачки IV типа, наблюдаются при напряжениях ниже напряжения появления первого скачка I типа в интервале $90 < \sigma < 120$ МПа, а также на «плато» между скачками I типа.

3. Связь прерывистого течения с распространением полос деформации. Видеofilmирование полированной поверхности деформируемого образца показывает, что скачки деформации II и III типов обуслов-

лены зарождением и распространением вдоль образца нескольких (от 2 до 8) макроскопических полос деформации. Первые полосы зарождаются, как правило, в центральной части, реже у галтелей образца вблизи концентраторов напряжения (ступенек или царапин на ребрах кристалла). Первоначально, по данным видеофильмирования, они имеют ширину около 1 мм. Затем полосы расширяются за счет движения их границ вдоль образца. Когда ширина полосы в направлении растяжения достигает высоты рабочей части образца, последний продолжает деформироваться макроскопически однородно (рис. 5б). Типичные средние скорости перемещения границ полос находятся в пределах от 1 до 10 см/с в зависимости от уровня действующего напряжения. Наши наблюдения расширяющихся полос деформации при нагружении в мягкой машине ($\dot{\sigma}_0 = \text{const}$) качественно согласуются с результатами работы [19].

Синхронное видеофильмирование распространения деформационных полос и измерение сигнала ЭМЭ показывает, что начальная стадия развития крупного (амплитудой более ~5 %) скачка деформации, характеризуемая эволюцией нескольких локализованных полос деформации шириной до 2–3 мм, сопровождается генерированием пачки «высокочастотных», в полосе ~ 0,1–1 кГц, импульсов ЭМЭ, отвечающих начальной фазе развития деформационных полос. Средняя амплитуда сигналов ЭМЭ на этой стадии в случае деформирования сплава АМг3 почти на порядок превышает амплитуду сигналов при деформировании сплава АМг2, что обусловлено, вероятно, большей начальной концентрацией напряжений и поэтому большей скоростью зарождения локализованной полосы в сплаве АМг3. На последующей стадии, связанной с эволюцией преимущественно широких, шириной от 3 до 10 мм, полос деформации, сигнал ЭМЭ приобретает монотонный характер и содержит, соответственно, более низкие частоты (~ 1–10 Гц) (рис. 7). Таким образом, на фронте скачков II и III типов происходит переход от локализованной нестационарной деформации, связанной с зарождением и начальной фазой развития локализованных полос, к макроскопически делокализованной и поэтому однородной и квазистационарной деформации, которая реализует более 80 % деформации в скачке.

Описанное выше деформационное поведение сплавов АМг2 и АМг3 (полученное на основе использования оригинального комплекса оптического и электрического методов исследования) при нагружении в мягкой испытательной машине существенно отличается от прерывистого течения и характера корреляции скачков с динамикой полос при деформировании в жесткой машине. В последнем случае принято различать скачки разгрузки (зубцы на кривой деформирования) трех основных типов: С, В и А [4, 20]. Переход между ними осуществляется последовательно с ростом скорости деформирования $\dot{\epsilon}$, причем появление каждого зубца типов С и В связано с образованием одной (реже нескольких) макроскопически локализованной полосы деформации, а скачки типа А связаны с распространением полос. Важно отметить, что в условиях деформирования в жесткой машине ($\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$) ширина локализованной полосы (обычно около 2 мм) в среднем не

меняется по мере ее распространения [5]. Амплитуду зубца, вызванного развитием полосы деформации, можно оценить с помощью выражения [20]:

$$A = M \cdot \varepsilon_b [(H/h) - (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_b)], \quad (3)$$

где ε_b – степень деформации в полосе, M – эффективный модуль упругости системы машина-образец, h – длина образца, H – ширина полосы в направлении растяжения. Из формулы (3) следует, что разгрузка жесткой машины обусловлена деформацией, локализованной в полосе. При нагружении в мягкой испытательной машине ($\dot{\sigma}_0 = \text{const}$), система машина-образец не может разгрузиться при потере устойчивости ансамблем дислокаций (например, вследствие коллективного открепления дислокаций от примесных атмосфер или согласованного срабатывания новых дислокационных источников), поэтому $A = 0$, и полоса деформации будет расширяться до тех пор, пока ее ширина не достигнет высоты образца, а степень локализации деформации h/H , соответственно, упадет до единицы; тогда $\dot{\varepsilon}_b = \dot{\varepsilon}$, т. е. скорость деформации образца будет равна скорости деформации в полностью делокализованной «полосе» (скачки II и III типов). Таким образом, характер и, возможно, механизм прерывистого пластического течения при испытании в жесткой и мягкой деформационных машинах существенно различны, и классификация типов зубцов на кривых деформации, полученных при деформировании в жесткой машине (скачки типов С, В и А), не совпадает с предложенной классификацией форм скачков деформации при нагружении в мягкой машине (скачки типов I, II, III и IV).

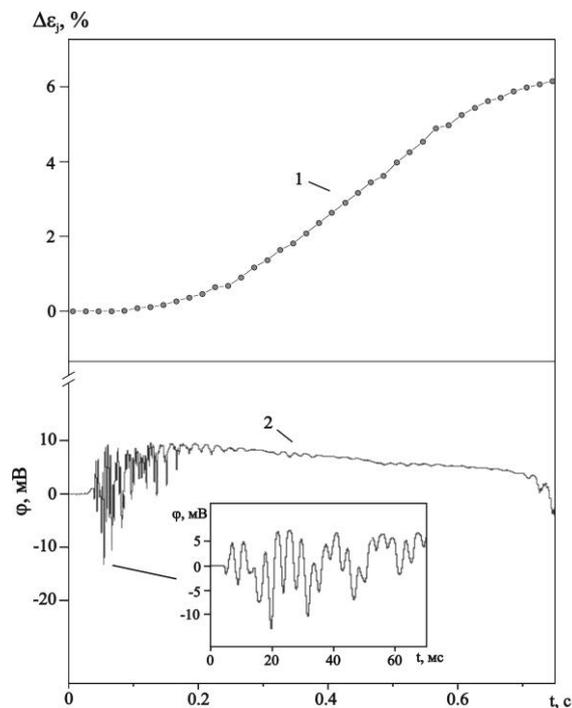


Рис. 7. Скачок II типа $\Delta\varepsilon_j$ (1) и соответствующий сигнал ЭМЭ (2) в сплаве АМгЗ. Всплеск высокочастотных импульсов ЭМЭ у подножия скачка обусловлен динамикой первых локализованных полос деформации

Это связано, прежде всего, с невозможностью релаксации приложенного напряжения в образце, деформируемого в мягкой машине, и поэтому – с другим характером распространения фронта локализованной деформации.

4. Восстановление ступенчатой кривой пластической деформации по электромагнитному сигналу.

Ступенчатую кривую растяжения $\varepsilon(t)$ образца можно представить в виде суммы двух составляющих деформации: непрерывной ε_c и скачкообразной ε_j , т. е.

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_c(t) + \varepsilon_j(t).$$

С ростом деформирующего напряжения доля скачкообразной составляющей растет от ~3 % до ~70 %, а доля непрерывной соответственно падает (рис. 8, кривые 1, 2, 3). Как отмечалось, если время дифференцирования сигнала τ_d меньше характерного времени развития скачка, то электрический сигнал $\varphi(t)$ пропорционален мгновенной скорости смещения боковой поверхности, обусловленного скачком пластической деформации. Поэтому первообразная

$$\text{электрического сигнала } \psi(t) = \int_0^t |\varphi(t')| dt'$$

должна быть пропорциональна абсолютной величине смещения поверхности в момент времени t и, следовательно, коррелировать с кривой растяжения образца. Из рис. 8 видно, что функция $\psi(t)$ (кривая 4) коррелирует с временной зависимостью скачкообразной составляющей пластической деформации $\varepsilon_j(t)$ (кривая 3).

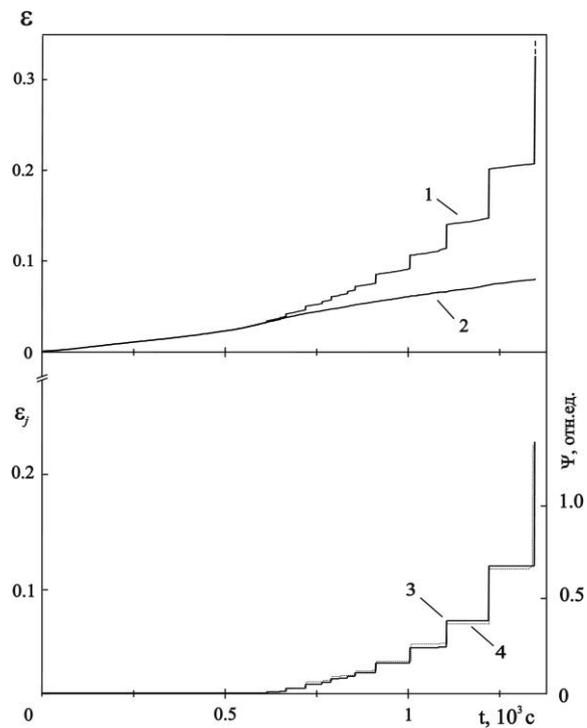


Рис. 8. Сравнение кривой нагружения образца АМг2 с первообразной сигнала ЭМЭ: 1 – ступенчатая кривая нагружения $\varepsilon(t)$, 2 – непрерывная составляющая пластической деформации $\varepsilon_c(t)$, 3 – скачкообразная составляющая $\varepsilon_j(t)$, 4 – первообразная $\psi(t)$ абсолютной величины сигнала ЭМЭ

Установленное соответствие временных зависимостей $\epsilon_j(t)$ и $\psi(t)$ позволяет бесконтактно строить ступенчатую кривую деформации в широкой полосе частот и выявлять более тонкую временную структуру скачков (по сравнению с записью кривых растяжения), исследовать корреляционные связи между скачками и т. д. Таким образом, предлагаемая методика комплексного исследования поверхности деформируемого металла оптическими и электромагнитными методами позволяет получать информацию *in situ* о тонкой временной структуре макроскопических скачков пластической деформации и устанавливать связи между скачками на мезо- и макроуровне.

ОБСУЖДЕНИЕ

1. Сравнение с другими методами исследования динамики дислокационных ансамблей. Информация о пространственно-временной неоднородности скольжения на мезоуровне пластической деформации металлов извлекается обычно из анализа данных акустической эмиссии (АЭ) [21–25], временных нерегулярностей электросопротивления [26], кинофильмирования линий скольжения [27, 28], лазерной спекл-интерферометрии [5, 29], а на макроуровне, в основном, из анализа скачков на кривых нагружения и кинофильмирования полос деформации в оптическом [27] и инфракрасном диапазоне [30].

Наиболее близким к предлагаемому методу по быстродействию, чувствительности и возможностям является метод АЭ, основанный на исследовании связи между акустической эмиссией, сопровождающей деформирование материала, с динамическими механизмами микропластической деформации. Наиболее важным итогом исследования АЭ было обнаружение корреляции между интенсивностью спектра АЭ и кривой нагружения в жесткой деформационной машине с максимумом (одним или более) интенсивности в районе предела текучести, которая демонстрирует временную неоднородность пластического течения практически у всех исследованных материалов [21, 22]. Было установлено, что первый максимум интенсивности АЭ связан с неравномерным развитием полос скольжения. Акустические исследования позволили выявить неравномерное распределение активных источников дислокаций по объему образца и выделить роль поверхности на начальной стадии деформирования [24]. При деформировании в жесткой машине в условиях эффекта Портевена – Ле Шателье обнаружено, что каждому скачку разгрузки на кривой деформирования соответствует всплеск сигнала АЭ, обусловленный, как предполагается, динамикой полос деформации, причем интенсивность сигнала АЭ максимальна для первой полосы, а затем АЭ затухает вследствие убывания концентрации напряжения [31].

Экспериментальные исследования спектра АЭ в кристаллах стимулировали разработку теоретических моделей нестационарных коллективных дислокационных явлений на мезоуровне пластической деформации, способных интерпретировать отдельные события АЭ: динамическое поведение системы замкнутых дислокационных петель [32], динамику полосы скольжения на стадии лавинообразного размножения дислокаций [33]

и выхода ее на поверхность [34], массовой аннигиляции дислокаций в скоплении [35], образование скопления от источника Франка – Рида [36, 37], коллективное открепление дислокаций от точек закрепления [22] и т. д. Однако удовлетворительное согласие с экспериментом получено только на примере двойника в кальците [38, 39]. В остальных случаях интерпретация формы сигнала АЭ сталкивается со значительными трудностями из-за сложной и неоднозначной природы сигнала, которая не позволяет оценивать даже время отдельного события. Регистрируемый на пьезопреобразователе электрический сигнал является откликом системы «испытательная машина – образец» на локальное возмущение в объеме образца и значительно отличается от истинной волны напряжения, возникающей непосредственно у источника. Кроме того, это возмущение возбуждает нормальные колебания системы, передающие основную часть упругой энергии и небольшое число высших гармоник, составляющих в совокупности волну напряжения. Из-за дисперсии звука до пьезоисточника доходят преимущественно основные моды. Эффекты многократного отражения и возбуждения поверхностных типов волн дополнительно осложняют интерпретацию данных АЭ. Поэтому, несмотря на высокую чувствительность к смещению поверхности ($\sim 10^{-14}$ м [40]), метод АЭ имеет ограничения как физический метод исследования кинетики нестационарной пластической деформации и используется, в основном, в дефектоскопии.

Световая микроскопия и кинофильмирование роста ступенек скольжения – метод, основанный на измерении временной зависимости светового потока, отраженного от винтовой ступеньки на поверхности кристалла в процессе выхода на поверхность дислокационного скопления. Метод позволяет оценивать скорость винтовых дислокаций, их число, среднее расстояние между дислокациями в скоплении и скорость лидирующей группы дислокаций. Сочетание высокого разрешения по высоте ступеньки (~ 10 нм) при достаточно большом поле зрения (~ 300 мкм) и высокого временного разрешения (до ~ 3 мкс [27, 28]) позволяет наблюдать динамику полосы скольжения на поверхности, работу поверхностных источников, а также выявлять пространственно-временную корреляцию между соседними полосами скольжения. Существенным недостатком метода являются ограничения со стороны толщины образца и степени деформации: с ростом толщины образца взаимосвязь между поверхностными и объемными дислокационными процессами становится сложной и неконтролируемой, а с ростом степени пластической деформации ухудшается качество поверхности образца из-за растущей концентрации линий и полос скольжения, затрудняющей возможность исследования их динамики.

Метод анализа скачков на диаграмме нагружения обладает недостаточной чувствительностью и быстродействием для исследования подвижности дислокационных скоплений и позволяет описывать лишь наиболее крупные события скольжения, связанные с кооперативным поведением очень большого числа дислокаций ($> 10^3 - 10^4$) [41]. Наиболее чувствительные *in situ* методы – трансмиссионной электронной микроскопии и рентгеновской топографии имеют низкое разрешение

по времени ($> 0,1-1$ с) и ряд ограничений, связанных с необходимостью использования тонких фольг, учитывать радиационные повреждения и пр. [42].

Среди явлений, изучение которых может дать некоторую информацию об интегральных параметрах подвижных скоплений дислокаций, отметим следующие: релаксация напряжений во времени в пластически деформируемых кристаллах, временное изменение электросопротивления металлического образца при деформировании [26], эффект увлечения электронов проводимости кооперативно движущимися дислокациями в металлах, демонстрирующих низкотемпературную скачкообразную деформацию [16, 43], и др. Следует отметить, что деформационное поведение металла при больших степенях деформации ($\epsilon > 10\%$) характеризуется, как правило, активизацией нескольких самосогласованных механизмов деформации: дислокационное скольжение, проскальзывание по границам зерен, ротация зерен и/или фрагментов и т. д. [44]. Поэтому для их изучения необходим комплексный подход, основанный на сочетании взаимодополняющих экспериментальных методов исследования подвижности ансамблей дислокаций и других дефектов на различных иерархических уровнях. Кроме того, традиционно исследуемые скачки нагрузки (зубцы на кривой деформирования) представляют собой реакцию системы «жесткая машина – образец» на нестационарные события пластического течения образца. В то же время использование мягкой деформационной машины ($\dot{\sigma}_0 = \text{const}$) позволяет получать более непосредственную информацию о развитии неустойчивости пластической деформации, чем при испытании в жесткой машине, так как именно деформация $\epsilon(t)$ является измеряемой величиной. В этом аспекте описанный в работе комплекс оптических и электромагнитного методов исследования скачкообразной пластической деформации металлов обладает рядом преимуществ, помимо его очевидной дешевизны и пассивности, и имеет перспективы дальнейшего совершенствования применительно к современным задачам физики прочности и пластичности, особенно в контексте развиваемого в настоящее время динамического подхода для описания больших степеней деформации поликристаллов. Рассмотрим теперь возможности используемого в работе электромагнитного метода, отличающие его от упомянутых традиционных методов исследования скачков деформации.

2. Возможности метода. Рассмотрим факторы, определяющие чувствительность метода. Запишем формулу (2) в виде $\Delta\varphi = k\Delta x$, где $k = k_{in}E_c$ – коэффициент чувствительности метода к нормальным смещениям поверхности, $k_{in} = C_p / (C_p + C_{in})$ – коэффициент ослабления сигнала на входном емкостном делителе, а $E_c = U_o / d$ – напряженность электрического поля в зазоре между зондом и образцом. Коэффициент k_{in} является характеристикой входной цепи предусилителя и емкостной связи зонда с образцом; типичное значение $k_{in} \approx 0,03-0,05$. При использовании в первом каскаде электронного компенсатора входной емкости (выполненного, например, в виде эмиттерного повторителя с отрицательной обратной связью [45]), последняя может быть уменьшена до $\sim 0,1-1$ пФ, что позволит по-

высить коэффициент ослабления входного сигнала до $k_{in} \approx 1$. Другой путь увеличения чувствительности состоит в повышении напряженности электрического поля в зазоре E_c . Значение E_c ограничено электрической прочностью среды (пробойная напряженность для воздуха $E_{br} = 30$ кВ/см), а при измерениях в условиях высокого вакуума – напряженностью поля, при которой начинается автоэлектронная эмиссия $E_e \sim 10^7-10^8$ В/см. Следует однако иметь в виду, что потенциал $U_o > 1$ кВ оказывает влияние на кинетику пластической деформации металлов [46]. Несмотря на то, что механизм этого эффекта до сих пор остается не ясным, следует наложить ограничения на величину постоянного напряжения U_o и воздушного зазора d : $U_o \leq 300$ В и $d \geq 0,2$ мм. С учетом приведенных соображений и оценок чувствительность метода к нормальным смещениям поверхности может быть увеличена на 2–3 порядка. Максимальную чувствительность метода можно получить, принимая, для оценки сверху, максимально допустимое поле в зазоре $E_{c_{max}} = 0,5E_{br} = 1500$ В/мм, что соответствует, например, $U_o = 300$ В и $d = 0,2$ мм. Тогда при наличии «идеального» компенсатора входной емкости, когда $k_{in} = 1$, получим оценку максимального коэффициента чувствительности $k_{max} = 0,5E_{br}$. При этом минимальный входной сигнал $\Delta\varphi \approx 30$ мкВ (на полпорядка превышающий уровень шума) будет соответствовать минимальному регистрируемому смещению поверхности $\Delta x_{min} \approx 0,02$ нм. Столь высокую чувствительность метода можно отнести и к его недостаткам, так как если Δx_{min} окажется меньше амплитуды выходящей на поверхность акустической волны, то емкостный зонд будет чувствовать АЭ заряженной поверхности металла. В этих условиях предлагаемый метод столкнется с трудностями интерпретации сигнала, как и метод АЭ. Однако наиболее существенное отличие методов АЭ и ЭМЭ состоит в том, что они основаны на измерении сигналов в различных системах отсчета (с.о.): первый – в с.о., связанной с образцом, а второй – в лабораторной с.о. Поэтому метод ЭМЭ в режиме, например, использования двух зондов, установленных параллельно противоположным поверхностям образца, позволяет бесконтактно получать информацию о характере деформации (локальный сдвиг или де локализованная деформация), которая недоступна методу АЭ. В то же время оба метода точно фиксируют начало развития скачка деформации еще на стадии зарождения первой деформационной полосы. Следует отметить, что большой диапазон измеряемых смещений и частот позволяет производить «настройку» метода ЭМЭ на определенный иерархический уровень процесса (в основном, мезо- и/или макро), подбирая для этого соответствующую чувствительность (варьированием потенциала U_o) и ограничивая полосу пропускания вольтметра, особенно со стороны верхних частот для фильтрации собственных колебаний образца сантиметровых размеров (т. е. $f_h < 0,5$ МГц).

3. Перспективы возможного применения метода в физике пластичности и технике. Для измерения скорости передачи сдвига через поперечное сечение образца, а также скорости перемещения полосы или волны деформации вдоль оси растяжения могут быть

использованы локальные емкостные зонды, установленные вблизи различных участков поверхности образца. Условие «локальности» можно записать в виде $S_c \ll S_s$, где S_c – площадь зонда, а S_s – площадь боковой поверхности образца. К этому условию следует добавить очевидное требование к зазору $d < S_c^{1/2}$. Локальный зонд «видит» нормальное смещение поверхности, усредненное по пятну, площадью S_c .

Для контроля *in situ* пространственно-временной картины деформации макроскопического участка поверхности, например, всей боковой поверхности плоского образца может служить прямоугольная матрица из $N \times M = S_s/S_c$ одинаковых емкостных зондов, образующих ячейки матрицы. Такая матрица, установленная параллельно плоской поверхности образца, может быть использована для построения цифрового изображения с разрешением $N \times M$ пикселей неоднородного электрического поля, отражающего мгновенный (в пределах временного разрешения, которое определяется временем построения изображения) рельеф поверхности пластически деформируемого металла. На этом принципе может быть создан прибор для визуализации электрического рельефа поверхности металла – цифровой «электровизор» (по аналогии с тепловизором), использующий емкостной зонд в качестве первичного преобразователя. Представляется привлекательным применение такой матрицы для исследования деформационного поведения поликристаллических металлов и сплавов. Если размер ячейки-зонда не превышает среднего размера зерна, то появляется возможность контролировать поведение отдельных зерен (на внешней поверхности образца) и оценивать долю их участия в общей картине пластической деформации, а также исследовать связь между событиями пластического течения на мезо- и макроуровне. Особенно это важно для исследования *in situ* больших степеней деформации, в частности, динамики поверхности поликристалла в условиях сверхпластичности и т. д.

Перечислим другие возможные применения предлагаемого метода в физике прочности и пластичности металлов. Как отмечалось, измерение сигнала ЭМЭ представляет собой отображение процесса формирования структуры мезо- и макродефектов кристалла на одну степень свободы – временной ряд $\varphi(t)$. Такое отображение дает возможность:

- на основе сопоставления оптических наблюдений с данными измерения электрических сигналов и анализа их амплитудно-частотных характеристик идентифицировать нестационарные события пластического течения, связанные с динамикой линий и полос скольжения, полос Людерса, волн деформации и т. д. по сигналу ЭМЭ (аналогично «альбому» теоретических сигналов АЭ [33–39] и экспериментально откалиброванному «альбому» сигналов ЭМЭ, генерируемых при пластической деформации, разрушении и кристаллизации ионных кристаллов [14, 15] и льда [47–51]);

- на базе идентификации сигналов ЭМЭ устанавливать причинно-следственные связи между нестационарными событиями пластического течения на соседних масштабных уровнях (макро-мезо, мезо-микро) и оценивать долю их участия в общей картине пластической деформации металла;

- получать ценную информацию для проведения фрактального анализа ступенчатой кривой нагружения

(рассматриваемой как «чертова лестница») и ее производной по времени (рассматриваемую как «канторово множество»), в частности, экспериментально оценивать скейлинг и фрактальную размерность этих временных рядов. Такая возможность обеспечивается сочетанием высокой чувствительности метода к нормальному смещению поверхности и большого «поля зрения», а также большого диапазона измеряемых параметров сигнала ЭМЭ: амплитудный диапазон $\sim 10^{-5} - 1$ В, частотный $\sim 10 - 10^5$ Гц;

- использовать методы статистического, спектрального и динамического анализа, в частности, выявлять в деформационном поведении металла состояние самоорганизующейся критичности по наличию степенной статистики амплитуд сигналов ЭМЭ, шума $1/f$ в спектре мощности сигнала, а также исследовать тенденции системы к детерминированному хаосу путем построения и анализа фазовых портретов электрического сигнала в координатах « $\varphi - d\varphi/dt$ » или « $\varphi(t) - \varphi(t + \tau)$ » и т. д.

Результаты динамического и фрактального анализа сигнала ЭМЭ при деформировании сплавов АМг3 и АМг5 будут представлены авторами в отдельной статье.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обнаружено, что прерывистое пластическое течение заряженного образца сплавов АМг2 и АМг3, деформируемых в «мягкой» испытательной машине с постоянной скоростью возрастания нагрузки, сопровождается генерированием последовательности импульсов электромагнитной эмиссии – всплесков потенциала нестационарного электрического поля $\varphi(t)$ вблизи поверхности образца, отвечающих скачкам пластической деформации. Установлено, что первообразная $\psi(t)$ абсолютной величины электрического сигнала пропорциональна скачкообразной составляющей кривой деформирования $\varepsilon_j(t)$ (рис. 8). На основе исследования $\sim 10^3$ скачков деформации, использующего непосредственное видеofilmирование движения захвата машины и динамики поверхности образца синхронно с регистрацией сигналов электромагнитной эмиссии, получена классификация форм скачков, которая насчитывает четыре основных типа: скачки I типа, вызванные локальным сдвигом одной части образца относительно другой; скачки II типа, отвечающие, в основном, макроскопической делокализованной деформации образца; скачки III типа – скачки максимальной амплитуды, на завершающей фазе которых образуется шейка с последующим разрывом образца, и скачки IV типа, связанные с зарождением и развитием незавершенного сдвига в образце. Анализ форм электрических сигналов позволил выявить тонкие (мезоскопические) скачки перемещения поверхности кристалла, обусловленные динамикой расширяющихся полос деформации на фронте макроскопических скачков деформации II и III типов. Показано, что измерение и анализ электрического сигнала позволяет *in situ* идентифицировать процессы пластической деформации металла на мезо- и макроуровне и, таким образом, позволяет производить отображение сложного процесса формирования структуры мезо- и макродефектов кристалла на временной ряд – сигнал ЭМЭ.

На базе полученных результатов предложен оригинальный комплекс методов исследования скачкообразной пластической деформации металлов, включающий в себя новый электромагнитный метод, основанный на измерении и анализе нестационарного электрического поля вблизи поверхности заряженного образца при его пластическом течении. Метод позволяет путем интегрирования электрического сигнала бесконтактно строить ступенчатую кривую пластической деформации в широкой полосе частот, выявлять тонкую временную структуру скачков деформации, устанавливать корреляционные связи между ними, фиксировать моменты зарождения полос деформации и т. д. Данный метод может быть использован также и для исследования динамики рельефа поверхности металла, связанной с другими быстропротекающими нестационарными процессами в кристалле, например, с деформационным двойникованием и мартенситными превращениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Portevin A., Le Chatelier F.* // Compt. rend. Academ. Sci. 1923. V. 176. № 8. P. 507-510.
2. *Brindley B.J., Worthington P.J.* // Metallurgical Reviews. 1970. V. 15. P. 101-114.
3. *Kocks U.F.* // Progr. in Materials Science. 1981. V. 19. P. 185-241.
4. *Kocks U.F., Mecking H.* // Progr. in Materials Science. 2003. V. 48. P. 171-273.
5. *Shabadi R., Kumar S., Roven H. J., Dwarakadasa E.S.* // Materials Science and Engineering. 2004. A364. P. 140-150.
6. *Startsev V.I.* // Dislocation in Solids / Edited by F.R.N. Nabarro. North-Holland Publishing Company, 1983. P. 143-233.
7. *Клявин О.В.* Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М.: Наука, 1987. 255 с.
8. *Белл Дж.Ф.* Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. М.: Наука, 1984. Ч. 2. 431 с.
9. *McReynolds A.W.* // Metals transactions. 1949. № 1. P. 32-45.
10. *Криштал М.М.* Взаимосвязь неустойчивости и неоднородности пластической деформации: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07. Тольятти: Тольят. гос. ун-т, 2002. 331 с.
11. *Лебедкин М.А.* Самоорганизация и коллективные эффекты при неустойчивой пластической деформации кристаллов: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07. Черноголовка: ИФТТ РАН, 2002. 197 с.
12. *Lebyodkin M., Dumin-Barkowski L., Brechet Y., Estrin Y., Kubin L.* // Acta Mater. 2000. V. 48. P. 2529-2541.
13. *Ananthakrishna G., Fressengeas C., Grosbras M., Vergnol J., Engelke C., Plessing J., Neuhauser H., Bouchaud E., Planes J., Kubin L.P.* // Scripta Metall. et Mater. 1995. V. 32. P. 1731-1737.
14. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3492-3499.
15. *Головин Ю.И., Горбунов А.В., Шибков А.А.* // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1931-1937.
16. *Кравченко В.Я.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. № 4 (10). С. 1185-1204.
17. *Киттель Ч.* Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 572 с.
18. *Zaitsev S.I., Nadgornyi E.M.* // Phys. Status Solidi (a). 1975. V. 28. № 1. P. 49-59.
19. *Caisso J., Micard J.* // Les memoires scientif. de la Rev. de Metallurg. 1960. V. 57. № 1. P. 57-61.
20. *Криштал М.М.* // Заводская лаборатория. 1999. Т. 65. № 1. С. 35-38.
21. *Грешников В.А., Дробот Ю.Б.* Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 276 с.
22. *Гусев О.В.* Акустическая эмиссия при деформировании монокристаллов тугоплавких металлов. М.: Наука, 1982. 167 с.
23. *Бибик З.И.* // ФММ. 1987. Т. 63. № 4. С. 811-815.
24. *Криштал М.А., Мерсон Д.Л., Алехин В.П.* // ФММ. 1987. Т. 63. № 5. С. 1011-1016.
25. *James D.R., Carpenter S.H.* // J. Applied Physics. 1971. V. 42. № 12. P. 4685-4692.
26. *Рожанский В.Н.* // УФН. 1958. Т. 65. № 3. С. 387-406.
27. *Neuhauser H.* // Dislocation in Solids. / Edited by F.R.N. Nabarro. North-Holland Publishing Company, 1983. P. 320-440.
28. *Neuhauser H., Arkan O.B.* // Phys. Status Solidi (a). 1987. V. 100. № 2. P. 441-449.
29. *Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А., Чумлякова Ю.И., Карташова Н.В.* // Кристаллография. 2001. Т. 46. № 1. С. 99-107.
30. *Криштал М.М.* // МИТОМ. 2003. № 4. С. 26-34.
31. *Криштал М.М., Мерсон Д.Л.* // ФММ. 1991. № 10. С. 187-193.
32. *Косевич А.М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 219 с.
33. *Бойко В.С.* // Динамика дислокаций. Киев: Наук. думка, 1975. С. 161-168.
34. *Нацук В.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. № 3. С. 198-200.
35. *Нацук В.Д., Чижко К.А.* // ФТТ. 1972. Т. 14. № 11. С. 3126-3132.
36. *Нацук В.Д., Чижко К.А.* Динамика и звуковое излучение дислокационного источника Франка – Рида. Формирование дислокационного скопления. Препринт ФТИНТ АН УССР. Харьков, 1967. 26 с.
37. *Нацук В.Д., Чижко К.А.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 1. С. 342-435.
38. *Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко Л.Ф.* // ФТТ. 1974. Т. 16. № 5. С. 1451-1456.
39. *Бойко В.С., Гарбер Р.И., Квишик В.Ф.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 5. С. 1541-1543.
40. *Dunegan H., Harris D.* // Ultrasonics. 1969. V. 7. № 1. P. 160-166.
41. *Kubin L.P., Estrin Y.* // J. Physique. 1986. V. 47. № 3. P. 497-505.
42. *Амелин С.* Методы прямого наблюдения дислокаций. М.: Мир, 1968. 440 с.
43. *Бобров В.С., Лебедкин М.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 334-336.
44. *Конева Н.А., Козлов Э.В.* // Структурные уровни пластической деформации и разрушения. Новосибирск: Наука, 1990. С. 123-186.
45. *Илюкович А. М.* Техника электрометрии. М.: Энергия, 1976. 399 с.
46. *Кльпин А.А.* Пути повышения долговечности и надежности жаропрочных сплавов деталей двигателей летательных аппаратов в условиях температурно-силового и электрического воздействий: Дис. ... д-ра техн. наук. М.: МАИ, 1986. 412 с.
47. *Fifolt D.A., Petrenko V.F., Schulson E.M.* // Phil. Mag. B. 1993. V. 67. № 3. P. 289-299.
48. *Petrenko V.F.* // Phil. Mag. B. 1993. V. 67. № 3. P. 301-315.
49. *Шибков А.А., Головин Ю.И., Желтов М.А., Татарко М.А.* // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 5. С. 924-929.
50. *Шибков А.А., Головин Ю.И., Желтов М.А., Татарко М.А.* // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 6. С. 1139-1142.
51. *Shibkov A.A., Golovin Yu.I., Zheltov M.A., Korolev A.A., Leonov A.A.* // J. Cryst. Growth. 2002. V. 236. № 1-3. P. 434-440.

БЛАГОДАРНОСТИ: Авторы благодарны Ю.И. Головину, В.И. Иволгину и В.И. Орлову за полезные замечания и обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 01-02-16574, № 00-15-96703) и Минобразования РФ (проект № E02-3.4-113).

Поступила в редакцию 29 апреля 2004 г.