

05

Влияние геометрических концентраторов напряжения на подавление током прерывистой деформации алюминий-магниевого сплава АМг5

© А.А. Шибков, А.Е. Золотов, М.А. Желтов, А.А. Денисов, М.Ф. Гасанов, С.С. Кочегаров

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
392000 Тамбов, Россия
e-mail: shibkov@tsu.tmb.ru

(Поступило в Редакцию 12 августа 2015 г.)

Экспериментально исследовали влияние электрического тока на полосообразование и прерывистую деформацию плоских образцов алюминий-магниевого сплава АМг5, ослабленных отверстиями. Установлено, что концентрация упругих напряжений и автолокализованной неустойчивой пластической деформации вблизи отверстия уменьшает критическую деформацию появления первого деформационного скачка и препятствует подавлению током полосообразования и прерывистой деформации Портевена–Ле Шателье. Показано, что полученные результаты не связаны с концентрацией джоулевого тепла вблизи отверстия.

Введение

Многие высокотехнологичные промышленные алюминий-магниевого сплавы, демонстрируют прерывистое пластическое течение, известное как эффект Портевена–Ле Шателье (ПЛШ) [1] и связанное с этим эффектом образование и распространение полос макролокализованной деформации [2]. Домен эффекта ПЛШ строился, как правило, в терминах влияния на характеристики прерывистой деформации температуры испытания [3], скорости деформирования [4,5], размера зерна [6,7] и т. д. Систематических исследований влияния внешних технологически важных воздействий на эффект ПЛШ ранее не проводилось. В последнее время наблюдается интерес к таким исследованиям: в [8] исследовали влияние локального лазерного ИК-излучения на полосообразование и прерывистую деформацию, а в [9] — влияние геометрических концентраторов напряжения. В работах [10–12] обнаружен эффект подавления электрическим током прерывистой деформации и связанной с ней низкочастотной акустической эмиссии в алюминий-магневых сплавах АМг5 и АМг6, а также в некоторых сплавах систем Al–Li–Mg и Al–Zn–Mg–Cu [13]. Эффект выражается в увеличении критической деформации ϵ_c , появлении первого деформационного скачка и одновременным росте упрочнения сплава с увеличением плотности постоянного тока в области $\sim 10\text{--}80\text{ А/мм}^2$.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние концентраторов упругих напряжений и электрического тока на явление подавления током полосообразования и прерывистой деформации алюминий-магниевого сплава АМг5, демонстрирующего эффект ПЛШ при комнатной температуре. В качестве концентратора упругих напряжений и электрического тока использовали небольшое отверстие, расположенное на оси растяжения плоского образца.

1. Методика

Материалом исследования служил промышленный сплав АМг5 (Al–5.35 wt.%, Mg–0.41 wt.% Mn), применяемый при производстве летательных аппаратов и автомобилей. Образцы, вырезанные из холоднокатаного листа, имели форму двухсторонних лопаток с размерами рабочей части $6 \times 3 \times 0.5\text{ мм}$ с круговым отверстием в центре рабочей части, диаметр которого варьировали от 0.5 до 1.0 мм. Образцы отжигали в течении 1 h при температуре 450°C и закачивали на воздухе. После термообработки размер зерна составил $10\text{--}12\text{ }\mu\text{м}$. Использовали режим деформирования в жесткой испытательной машине Instron 3344 со скоростью $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3}\text{ с}^{-1}$. Оптический *in situ* мониторинг деформационных полос и трещин проводили с помощью скоростной цифровой видеокамеры VS-FAST/G6 (НПО „Видеоскан“) со скоростью 500 frames/s.

В ходе растяжения по образцу пропускали постоянный ток от низковольтного (5 V) источника постоянного тока SE-600-5 с использованием балластного реостата РБ-306П. Для охлаждения образца с током использовали массивные дюралюминиевые стержни, которые электрически изолировали от испытательной машины с помощью захватов из плавленого кварца. Картину теплового поля в окрестности отверстия регистрировали с помощью цифровой ИК-камеры Testo 875-1i. Характеристики прерывистой деформации исследовали в зависимости от плотности тока вдали от отверстия $j_0 = I/S_0$, где $S_0 = w\delta$ — исходное сечение образца (без учета отверстия), w, δ — ширина и толщина образца соответственно. Для исключения влияния джоулевого нагрева всего образца проводили, как и в [11], квази-зотермические эксперименты по следующей схеме. Сначала образец нагревали постоянным током плотностью j_0 до стационарной температуры $T_0 = T_{th} + \Delta T_j$, где

T_{th} — температура термостата (климатической камеры), ΔT_J — приращение температуры, связанное с джоулевым нагревом, и T_0 ($\approx 55^\circ\text{C}$) — температура поверхности образца вдали отверстия. Затем образец, через который протекает ток плотностью j_0 , деформировали с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}_0$ ($= 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) до разрушения. В ходе деформирования с начальной плотностью тока ($\approx 50 \text{ A/mm}^2$) увеличение средней температуры образца не превышало 1.5°C , за исключением стадии образования шейки перед разрывом, когда этот прирост достигал $\sim 10^\circ\text{C}$ и стадии зажигания электрической дуги при разрыве образца.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Концентрация электрического и теплового полей вблизи отверстия в плоском проводнике с током

Отверстие в деформируемом проводнике с током является концентратором физических полей: упругого, деформационного, поля плотности тока и теплового. Вопрос о концентрации отверстием упругого поля и поля автолокализованной неустойчивой пластической деформации в алюминий-магниевых сплавах, демонстрирующих прерывистую деформацию ПЛШ, рассмотрен в [9] (см. также ссылки в [9]). Для анализа концентрации постоянного тока вблизи цилиндрического отверстия в плоском проводнике воспользуемся гидродинамической аналогией. Согласно [14], для безвихревого (потенциального) плоского потока, обтекающего цилиндрическое препятствие радиуса a , комплексный потенциал равен

$$W(z) = v_\infty(z + a^2/z), \quad (1)$$

где v_∞ — скорость поступательного потока на бесконечности, $z = x + iy$ — комплексная переменная. Комплексный потенциал вида (1) будет справедлив и для поля плотности $\mathbf{j}(r, \theta)$ постоянного электрического тока, обтекающего цилиндрическое отверстие в плоском проводнике, которое также является потенциальным, так как в этом случае $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, а $\mathbf{j} = \sigma_e \mathbf{E}$, где σ_e — электропроводность материала, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля. Кроме того, можно использовать также линейную связь между плотностью тока и средней дрейфовой скоростью v носителей заряда $\mathbf{j} = nq\mathbf{v}$, где n и q — концентрация и величина заряда носителя тока соответственно. Поэтому комплексный потенциал поля плотности тока в плоском проводнике с цилиндрическим отверстием (или диэлектрическим включением) запишем в виде

$$f(z) = j_0(z + a^2/z). \quad (2)$$

В соответствии с теорией конформных отображений модуль комплексной плотности тока находится из условия $|j(z)| = |df(z)/dz|$:

$$|j(z)| = j_0|1 - a^2/z^2|. \quad (3)$$

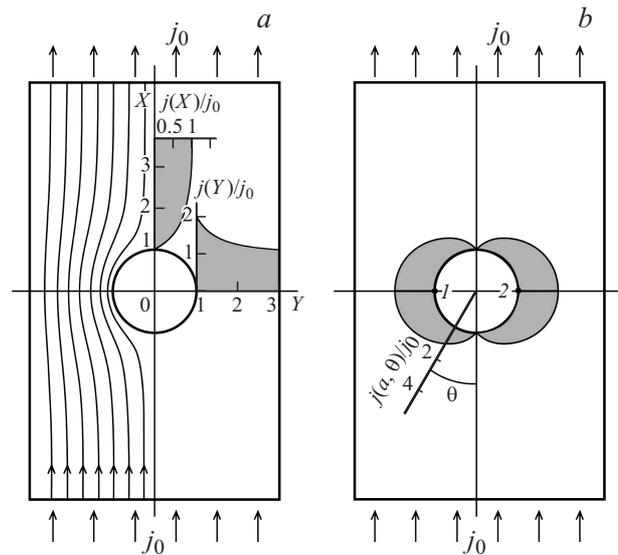


Рис. 1. a — распределение плотности постоянного электрического тока в плоском проводнике с центральным отверстием радиуса $2a$ в безразмерных координатах $j(X)/j_0$, $j(Y)/j_0$, где $X = x/a$, $Y = y/a$ (см. формулы (5) и (6)); b — угловое распределение плотности тока вдоль границы отверстия в безразмерных координатах $j(a, \theta)/j_0$, построенное по формуле (7).

В полярных координатах $z = re^{i\theta}$ (где полярный угол θ отсчитывается от исходного направления тока, совпадающего с направлением растяжения), имеем, учитывая, что $|j| = (jj^*)^{1/2}$:

$$j(r, \theta) = j_0 \left(1 + \frac{a^4}{r^4} - \frac{2a^2}{r^2} \cos 2\theta \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Распределения плотности тока в направлениях OX ($\theta = 0$) и OY ($\theta = \pm\pi/2$) (см. рис. 1) принимают простой вид

$$j(r, 0) = j_0(1 - a^2/r^2), \quad (5)$$

$$j(r, \pm\pi/2) = j_0(1 + a^2/r^2). \quad (6)$$

На поверхности цилиндрического отверстия $r = a$ из (4) получим

$$j(a, \theta) = 2j_0|\sin \theta|. \quad (7)$$

На рис. 1, a и b представлены графики функций (5)–(7) в безразмерных координатах $j(X)/j_0$, $j(Y)/j_0$ и $j(a, \theta)/j_0$, где $X = x/a$, $Y = y/a$. Как видно из (7), максимальный коэффициент концентрации плотности тока достигается в диаметрально противоположных точках 1 и 2 на центральной оси (рис. 1, b), перпендикулярной току \mathbf{j}_0 , и равен $k_{\max} = j_{\max}/j_0 = 2$, т.е. не зависит от радиуса отверстия (включения).

Для расчета температурного поля вблизи отверстия необходимо учитывать помимо джоулева тепла теплоту Томсона, которая выделяется или поглощается в проводнике с температурным градиентом. Согласно [15], тепло, выделяющееся в единицу времени в единице объема в

проводнике с неоднородным распределением плотности тока, а следовательно и температуры, определяется выражением

$$Q_V = j^2/\sigma_e - \alpha_T(\mathbf{j}, \nabla T) + \text{div}(\lambda \nabla T), \quad (8)$$

где λ — теплопроводность и α_T — коэффициент Томсона. Первое слагаемое в (8) — джоулево тепло, второе — тепло Томсона, а третье связано с теплопроводностью. В стационарном состоянии, соответствующем пропусканию постоянного тока, $Q_V = 0$ и в проводнике устанавливается пространственное распределение температуры, при котором теплота, отводимая теплопроводностью, равна сумме джоулева тепла и тепла Томсона.

Расчет температурного поля проводился численно с помощью пакета программ COMSOL Multiphysics 4.36. Отметим, что в экспериментальной ситуации плоский образец сплава АМг5 длиной 50 mm и размерами рабочей части $6 \times 3 \times 0.5$ mm соединен с захватами испытательной машины с помощью дюралюминиевых стержней длиной 150 mm и диаметром 8 mm. В модели выделяли из этого участка тепловой цепи (а также электрической и механической) область размерами $10 \times 3 \times 0.5$ mm, т.е. несколько длиннее реальной рабочей части образца, проведя границы модельного образца там, где плотность тока можно считать однородной j_0 , независимой от координат. При этом делается предположение, что через эту границу отсутствует поток тепла вследствие того, что там уже нет температурного градиента. На остальной поверхности модельного плоского образца, омываемой воздухом, задается тепловой поток по закону Ньютона $h_T(T - T_{env})$, где T — температура поверхности тела, T_{env} — температура окружающей среды, h_T — коэффициент теплоотдачи (граничное условие III рода). Коэффициент теплоотдачи оценивали, как в работе [16], эмпирическим путем из тех соображений, что в стационарном режиме температура образца без отверстия определяется выражением $(T_0 - T_{env}) = j_0^2 \delta / \sigma_e h_T$, в котором пренебрегается температурной зависимостью электропроводности сплава σ_e . Отсюда, зная из эксперимента температуру поверхности образца без отверстия, $T_0 \approx 55^\circ\text{C}$, можно определить коэффициент теплоотдачи

$$h_T \approx \frac{j_0^2 \delta}{\sigma_e (T_0 - T_{env})}. \quad (9)$$

Для оценки величины h_T возьмем значение плотности тока, соответствующее середине диапазона j_0 , при котором проявляется эффект подавления током прерывистой деформации в плоских образцах сплава АМг5 в отсутствие отверстия, т.е. $j_0 \approx 30 \text{ A/mm}^2$ [11]. Принимая $\delta = 0.5 \text{ mm}$, $\sigma_e = 0.38 \cdot 10^8 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $T_0 \approx 55^\circ\text{C}$, $T_{env} = 20^\circ\text{C}$, получим $h_T \approx 334 \text{ W/(K} \cdot \text{m}^2)$.

На рис. 2, а представлено двумерное стационарное распределение температуры в алюминиевой пластине размерами $0.5 \times 3 \times 10 \text{ mm}$ с центральным отверстием диаметром $2a = 1.0 \text{ mm}$, через которую протекает постоянный ток $I = 45 \text{ A}$ ($j_0 = 30 \text{ A/mm}^2$), а на рис. 2, b

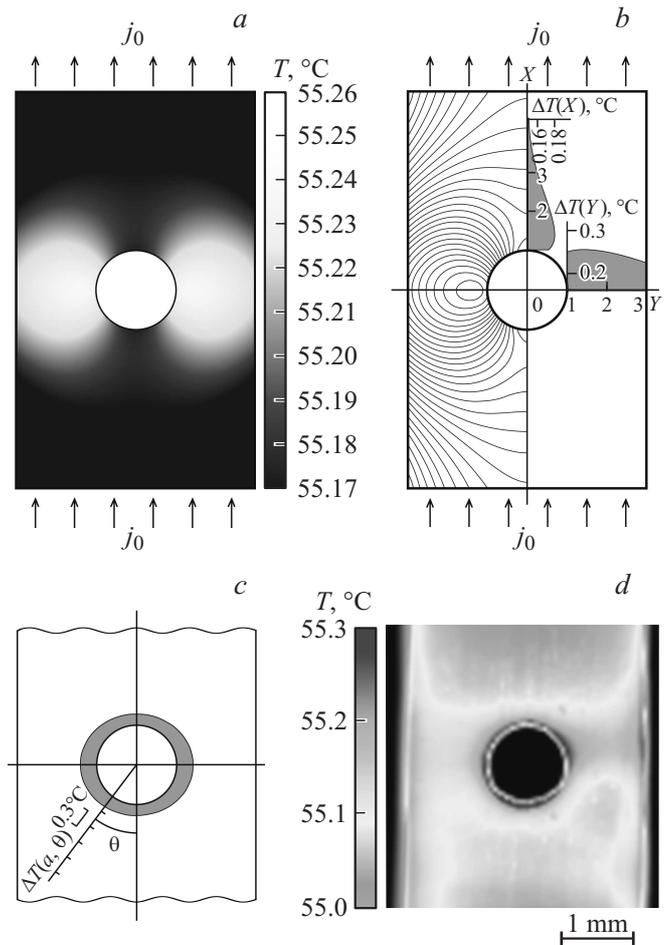


Рис. 2. Результаты численного расчета температурного поля в алюминиевой пластине с центральным отверстием диаметром 1.0 mm, через которую протекает постоянный ток плотностью $j_0 = 30 \text{ A/mm}^2$: а — картина стационарного распределения температуры, б — изотермы (левая сторона рисунка) и распределения вдоль осей OX и OY приращения температуры ΔT вблизи отверстия относительно температуры T_0 на периферии образца, в — угловое распределение температуры $\Delta T(a, \theta)$ на контуре отверстия, д — ИК-изображение фрагмента образца сплава АМг5 с отверстием диаметром 1.0 mm, по которому протекает постоянный ток плотностью $j_0 = 30 \text{ A/mm}^2$.

представлены распределения температуры в направлении растяжения и в перпендикулярном направлении. Эти распределения могут быть аппроксимированы функциями вида

$$T(r) = A(r - a)^n \exp[-(r - r_0)^2 / 2\xi^2] + T_0. \quad (10)$$

В направлении растяжения $\theta = 0$, $n = 0.07$, $r_0 = 0.68 \text{ mm}$, $\xi = 0.82 \text{ mm}$, $A = 0.083$, $T_{x \text{ max}} = 55.179^\circ\text{C}$, т.е. $\Delta T_{x \text{ max}} = T_{x \text{ max}} - T_0 = 0.179^\circ\text{C}$. В перпендикулярном направлении, проходящем через центр отверстия $\theta = \pi/2$, $n = 0.015$, $r_0 = 0.65 \text{ mm}$, $\xi = 0.867 \text{ mm}$, $A = 0.03$, $T_{y \text{ max}} \approx 55.256^\circ\text{C}$, т.е. $\Delta T_{y \text{ max}} = 0.256^\circ\text{C}$.

Из анализа формулы (10) следует, что температура поверхности достигает максимального значения

на расстоянии $r_0 \approx 0.65-0.68$ mm от центра отверстия радиуса $a = 0.5$ mm, т.е. в кольцевой зоне шириной $150-180$ μm температура падает по мере приближения к поверхности отверстия за счет теплоотдачи через эту поверхность по закону Ньютона, а в кольцевой зоне шириной около 50 μm температурные градиенты ∇T_x и ∇T_y достигают максимальных значений $\nabla T_{x \max} \approx 63$ K/m и $\nabla T_{y \max} \approx 50$ K/m. Отсюда можно оценить долю тепла Томсона Q_V^T относительно джоулевого тепла Q_V^J , т.е. между максимальными локальными значениями первого и второго слагаемых в формуле (8): $Q_V^T/Q_V^J = \sigma_e \alpha_T \nabla T_{\max} / j_{\max}$. Подставляя $j_{\max} = 2j_0 = 60$ A/mm², $\nabla T_{\max} \approx 60$ K/m, $\alpha_T \approx 10$ $\mu\text{V/K}$ и $\sigma_e \approx 0.38 \cdot 10^8$ $\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, получим $Q_V^T/Q_V^J \sim 3 \cdot 10^{-4}$. Эффектом Томсона, таким образом, можно пренебречь из-за низких температурных градиентов стационарного температурного поля, что связано, главным образом, с эффективным выравниванием температуры вблизи отверстия вследствие высокой теплопроводности алюминиевого сплава.

На рис. 2, с показано угловое распределение приращения температуры $\Delta T(a, \theta) = T(a, \theta) - T_0$ на контуре отверстия, которое хорошо аппроксимируется функцией вида $\Delta T(a, \theta) = C \sin^2 \theta + B$, где постоянные C и B равны 0.078 и 0.173 °C соответственно. Отметим здесь, что, согласно формуле (7), плотность тока на контуре отверстия имеет узел в направлении $\theta = 0$ и вдвое больше, чем j_0 в перпендикулярном направлении, $\theta = \pm\pi/2$ (рис. 1, b); в то же время приращение температуры ΔT в этих направлениях отличается всего лишь в 1.45 раза из-за выравнивания температуры в аксиальном направлении (рис. 2, с).

Экспериментальное исследование двумерной картины теплового поля вблизи отверстия затруднено низким пространственным разрешением (100 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) и относительно низкой чувствительностью (0.05 °C) используемой ИК-камеры Testo 875-1i. Тем не менее типичное ИК-изображение области образца в окрестности отверстия позволяет выделить кольцевую область у контура шириной около 0.2 mm, в которой температура в среднем на $0.2-0.3$ °C превышает температуру вдали от отверстия при исходной плотности тока $j_0 = 30$ A/mm² (рис. 2, d).

Таким образом, несмотря на сильно неоднородное распределение поля плотности постоянного электрического тока вблизи отверстия в плоском проводнике, тепловой эффект, связанный с концентрацией джоулевого тепла и тепла Томсона вблизи отверстия, весьма незначительный и не может оказать влияния на кинетику пластической деформации. Этот результат, связанный, очевидно, с высокой электро- и теплопроводностью материала, следует ожидать для алюминиевых и медных сплавов. Для более высокоомных металлов с сплавов (сталей, никелевых, титановых сплавов и т.д.) концентрация температурного поля вблизи отверстия и других геометрических концентраторов может быть

существенной и приводить даже к локальному плавлению материала [17,18]. Эффекты концентрации тепла отверстием (включением) следует ожидать и в сплавах с высокой электропроводностью (на основе Al или Cu) в нестационарном случае, когда длительность импульса тока высокой плотности значительно меньше времени тепловой релаксации и джоулево тепло и тепло Томсона не успевают за время импульса отводиться из области концентрации поля плотности тока.

Отметим, что в условиях одноосного растяжения проводника с током области концентрации теплового, упругого полей и области пластических зон вблизи отверстия фактически совпадают (рис. 1, 2 и рис. 1 в [9]). Это означает, что в металлах и сплавах, более высокоомных по сравнению со сплавами на медной и алюминиевой основе и не демонстрирующих эффект ПЛШ, пропускание электрического тока в ходе деформирования, будет способствовать росту пластических зон вблизи отверстия вследствие термоактивационного характера пластической деформации [19], а также вследствие „обычного“ электропластического эффекта — пластификации металла электрическим током [20].

2.2. Влияние постоянного электрического тока на прерывистую деформацию и полособразование плоских образцов сплава АМг5, ослабленных отверстием

Исследовали влияние центральных круговых отверстий диаметром 0.5 , 0.7 и 1.0 mm на электропластическую деформацию плоских образцов сплава АМг5. В отсутствие тока, как показано в [9], для образцов с отверстием диаметром 0.5 mm прерывистая кривая деформации содержит скачки ПЛШ типов В и С. Данные видеосъемки показывают, что скачки типа В связаны с динамикой незавершенных (не пересекающих все сечение образца) деформационных полос; эти полосы зарождаются на ребре образца и, распространяясь в направлении к отверстию под углами $50^\circ-60^\circ$ к оси растяжения, выходят на поверхность отверстия. Амплитуда скачков типа В составляет обычно $2-4$ МПа. Более крупные скачки типа С с амплитудой $10-15$ МПа обусловлены динамикой завершенного (пересекающего все сечение образца) сдвига, связанного с эволюцией двух деформационных полос, которые зарождаются на противоположных гранях плоского образца и распространяются в направлении к отверстию на фронте одного скачка.

Результаты исследования влияния тока на прерывистую деформацию плоских образцов, ослабленных отверстием диаметром 0.5 mm, представлены на рис. 3 и 4. Кривые растяжения $\sigma_0 - \epsilon$ (где $\sigma_0 = F/S_0$ — инженерное напряжение без учета отверстия [9]) с одинаковой скоростью $3 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹ и приблизительно одинаковой температурой 55 °C, но с различной „исходной“ (вдали от отверстия) плотностью j_0 постоянного тока, протекающего через деформируемый образец, показаны на рис. 3.

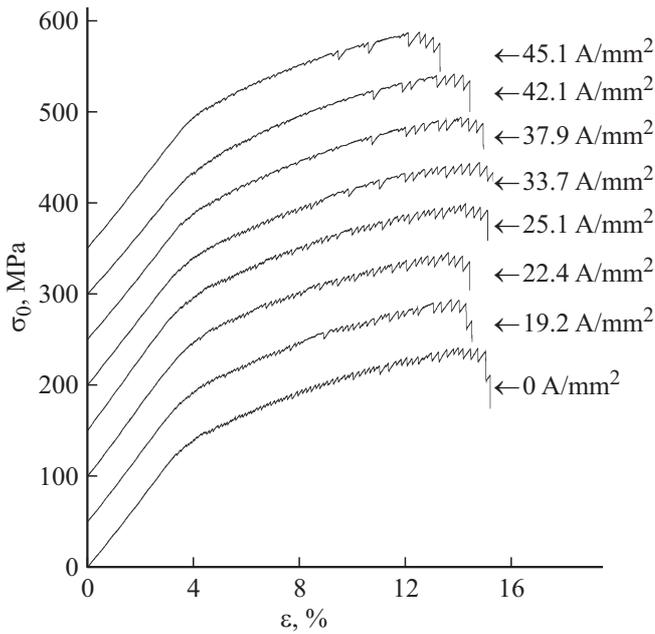


Рис. 3. Кривые растяжения σ_0 – ϵ образцов сплава АМг5, ослабленных центральным отверстием диаметром 0.5 mm при различных плотностях j_0 постоянного тока в одинаковых температурно-скоростных условиях деформирования: $T \approx 55^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Кривые смещены друг относительно друга на постоянную величину 50 МПа по оси напряжения σ_0 .

Кривые смещены на 50 МПа по оси ординат (оси напряжения σ_0) последовательно с ростом плотности тока в интервале от 0 до 45 А/мм².

Как видно из рис. 3, с ростом плотности тока наблюдается общая тенденция подавления скачков деформации, которая, однако, оказывается различной для скачков различных типов. При плотности $j_0 > 35 \text{ A/mm}^2$ падают амплитуда и частота появления скачков типа В, а следовательно, их количество, но критическая деформация появления первого скачка типа В фактически остается неизменной. В то же время количество скачков типа С падает в основном за счет увеличения критической деформации появления первого скачка типа С и уменьшения частоты появления этих скачков с ростом плотности тока j_0 . Зависимости от j_0 количества скачков различных типов и их средней амплитуды показаны на рис. 4. Видно, что с ростом плотности тока амплитуда скачков типа С увеличивается в среднем почти в 1.4 раза, а амплитуда скачков типа В уменьшается приблизительно в 1.5 раза в интервале от $j_0 = 0$ до $j_0 \approx 45 \text{ A/mm}^2$.

Отметим, что в отсутствие отверстия скачки типов В и С исчезают при плотности тока около 60 А/мм². Наличие отверстия увеличивает максимальную плотность тока в 2 раза по сравнению с плотностью тока вдали от отверстия: $j_{\text{max}} = 2j_0$ вблизи диаметрально противоположных точках на границе отверстия в направлении, перпендикулярном току. Если бы полосы зарождались на поверхности отверстия, то полное подавление полос

и соответственно вызванных их эволюцией скачков напряжения следовало ожидать при $j_0 \approx 30 \text{ A/mm}^2$, когда $j_{\text{max}} \approx 60 \text{ A/mm}^2$. Тот факт, что скачки и полосы не исчезают полностью вплоть до $j_0 \approx 50 \text{ A/mm}^2$ (когда $j_{\text{max}} \approx 100 \text{ A/mm}^2$) свидетельствует о том, что полосы зарождаются не на поверхности отверстия, что подтверждается данными видеосъемки. Согласно последним, полосы зарождаются, как правило, на ребрах плоского образца и движутся по направлению к отверстию, так же как и в отсутствие тока (рис. 2 в [9]).

Подобные прерывистые кривые растяжения наблюдаются и при электропластической деформации плоских образцов с отверстием диаметром 0.7 mm с несколько большей долей участия скачков типа С. При электропластической деформации образцов с отверстием диаметром 1.0 mm наблюдаются только скачки типа С, количество которых падает с ростом плотности тока

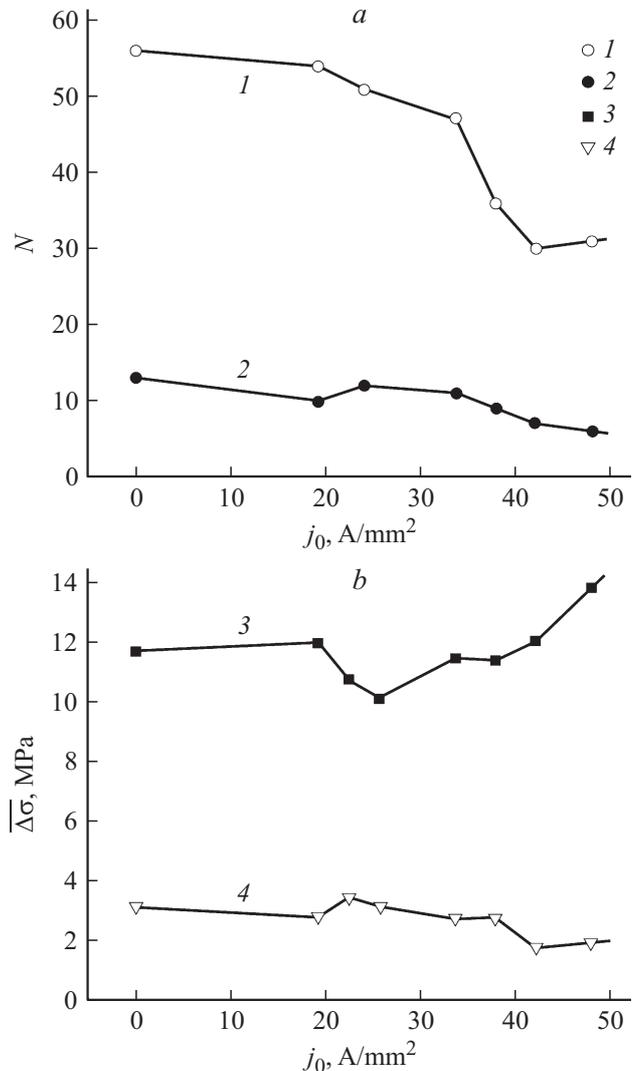


Рис. 4. Зависимость от плотности постоянного тока j_0 полного количества скачков N типов В и С (1), количества скачков типа С (2) и средней амплитуды $\overline{\Delta\sigma}$ скачков типа С (3) и типа В (4).

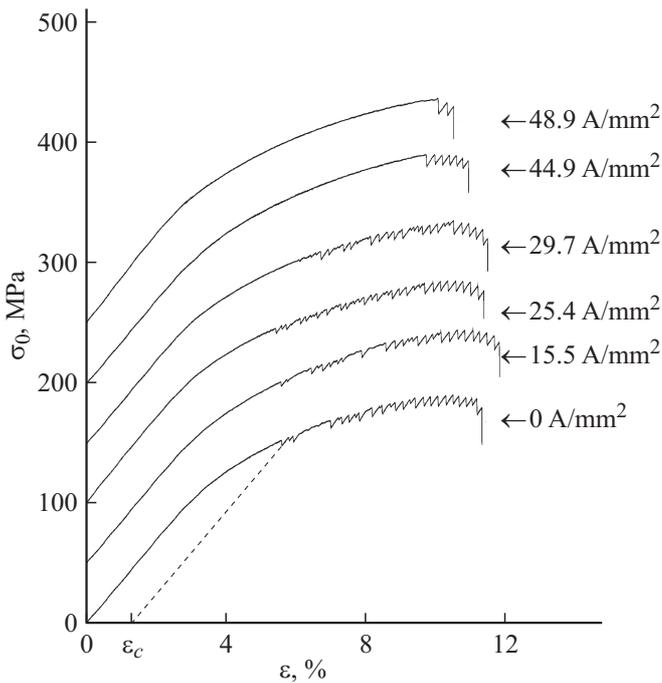


Рис. 5. Кривые растяжения образцов сплава АМг5, ослабленных центральным отверстием диаметром 1 мм при различных плотностях j_0 постоянного тока. $T \approx 55^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

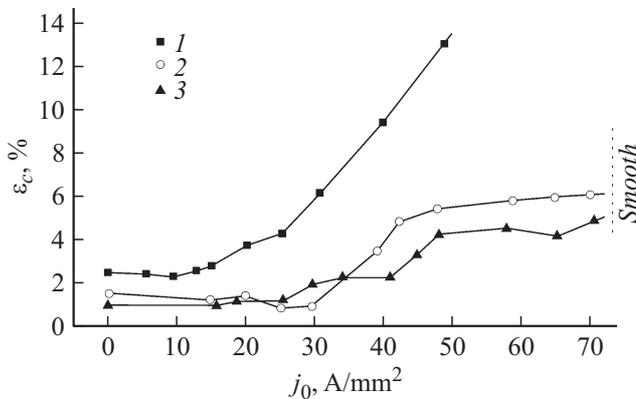


Рис. 6. Зависимости от плотности постоянного тока j_0 критической пластической деформации ϵ_c для плоских образцов, деформируемых с одинаковой скоростью $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ при приблизительно одинаковой температуре $T \approx 55^\circ\text{C}$: 1 — без отверстия, 2 и 3 — с отверстием диаметром 0.7 и 1.0 мм соответственно.

j_0 за счет увеличения критической деформации ϵ_c появления первого скачка (рис. 5), а также уменьшения частоты появления этих скачков.

Зависимости критической пластической деформации ϵ_c от плотности тока j_0 для образцов без отверстия и с отверстием диаметром 0.7 и 1.0 мм представлены на рис. 6. Видно, что до плотности тока около 50 А/мм² наличие отверстия значительно (в 2–2.5 раза) понижает критическую деформацию появления первого скачка деформации и соответственно средний коэффициент

наклона зависимости $\epsilon_c(j_0)$. Для достижения одинаковой критической деформации в образце без отверстия и с отверстием в последнем случае необходимо увеличивать исходную плотность тока j_0 приблизительно в 1.3–1.5 раза. В интервале 50–70 А/мм² критическая деформация практически не зависит от плотности тока: первый скачок напряжения возникает всегда в начале стадии разупрочнения сплава и огибающая последующих скачков напряжения приобретает отрицательную производную перед разрывом образца. Скачки полностью исчезают при плотностях тока больше 70 А/мм² для образцов с отверстиями 0.7 и 1.0 мм. Таким образом, наличие отверстия затрудняет подавление постоянным током полособразования и прерывистой деформации: одинаковый уровень эффекта подавления достигается при большей плотности тока j_0 . Полученные результаты, как отмечалось, не связаны с джоулевым нагревом металла вблизи отверстия в силу малости теплового эффекта. Другие, нетепловые механизмы подавления током эффекта ПЛШ и полособразования обсуждаются в работе [13].

Заключение

В работе впервые исследовали влияние геометрического концентратора напряжений в виде кругового отверстия на электропластическую деформацию плоских образцов алюминиевого сплава (на примере сплава АМг5), демонстрирующего в отсутствие тока прерывистую деформацию ПЛШ при комнатной температуре. Основные результаты исследования состоят в следующем.

1. В условиях электропластической деформации отверстие является концентратором различных физических полей: упругих напряжений, автолокализованной неустойчивой пластической деформации, а также электрического и теплового полей. В случае цилиндрического отверстия в плоском деформируемом проводнике коэффициент концентрации упругого поля равен трем, электрического — двум. Минимальный коэффициент концентрации относится к температурному полю в стационарном случае, соответствующем пропусканию постоянного тока через образец из алюминиевого сплава. При температуре вдали от отверстия 55°C (оптимальной для подавления постоянным током эффекта ПЛШ в сплаве АМг5) максимальная температура вблизи отверстия достигает всего лишь 55.256°C , т.е. температурное поле остается почти однородным с точностью до 0.3°C , что обусловлено высокой температуропроводностью алюминиевого сплава.

2. С помощью квазиизотермических экспериментов по влиянию постоянного тока различной плотности на характеристики прерывистой деформации образцов, ослабленных отверстием, и численного расчета температурного поля в образце с отверстием показано, что роль интегрального и локального джоулева нагрева, а

также тепла Томсона пренебрежительно мала в эффекте подавления током неустойчивой деформации ПЛШ.

3. Прерывистые кривые растяжения образцов с небольшими центральными отверстиями диаметром 0.5 и 0.7 mm ($a/w = 0.083$ и 0.116 соответственно) характеризуются наличием скачков напряжения типа В и С. С ростом плотности тока j_0 в интервале от 0 до 50 A/mm^2 их суммарное количество падает почти до нуля; количество скачков типа В уменьшается за счет уменьшения частоты их следования, а количество скачков типа С — за счет увеличения критической деформации появления первого скачка. Кривые растяжения образцов с отверстием диаметром 1.0 mm ($a/w = 0.166$) содержат только скачки типа С, количество которых падает с ростом j_0 за счет увеличения критической деформации.

4. Концентрация упругих полей напряжений, автолокализованной неустойчивой пластической деформации вблизи отверстия препятствует подавлению током полообразования и прерывистой деформации плоских образцов сплава АМг5: одинаковая критическая деформация появления первого скачка напряжения на кривой растяжения достигается при большей плотности тока.

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда, проект № 15-12-00035 и РФФИ, проект № 15-32-20200-мол_а.

Список литературы

- [1] *Portevin A., Le Chatelier F.* // Seances Acad. Sci. 1923. Vol. 176. P. 507–510.
- [2] *Chihab K., Estrin Y., Kubin L.P., Vergnol J.* // Scr. Metall. 1987. Vol. 21. P. 203–208.
- [3] *Fu S.H., Zhang Q.C., Hu Q., Gong M., Cao P.T., Liu H.W.* // Sci. China Tech. Sci. 2011. Vol. 54. N 6. P. 1389–1393.
- [4] *Penning* // Acta Metall. 1972. N 20. P. 1169–1175.
- [5] *Kral R., Lukac P., Janecek M.* // Mater. Sci. Forum. 1996. Vol. 217–222. P. 1025–1030.
- [6] *Joshi S.P., Eberl C., Cao B., Ramesh K.T., Hemker K.J.* // Experimental Mechanics. 2009. Vol. 49. P. 207–218.
- [7] *Lloyd D.J., Steele D., Huang J.H.* // Scr. Mater. 2010. Vol. 63. P. 426–429.
- [8] *Шибков А.А., Золотов А.Е., Гасанов М.Ф., Желтов М.А., Проскураков К.А.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 24. С. 70–76.
- [9] *Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А., Денисов А.А., Гасанов М.Ф., Кочегаров С.С.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 5. С. 68.
- [10] *Shibkov A.A., Denisov A.A., Zheltov M.A., Zolotov A.E., Gasanov M.F.* // Mater. Sci. Eng. A. 2014. Vol. 610. P. 338–343.
- [11] *Шибков А.А., Денисов А.А., Желтов М.А., Золотов А.Е., Гасанов М.Ф., Кочегаров С.С.* // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 2. С. 228–236.
- [12] *Шибков А.А., Денисов А.А., Желтов М.А., Золотов А.Е., Гасанов М.Ф., Иволгин В.И.* // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 6. С. 1046–1051.
- [13] *Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А., Денисов А.А., Гасанов М.Ф.* // Кристаллография. 2015. Т. 60. Вып. 6. С. 929–940.
- [14] *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидродинамика. Ч. 1. М.: Физматлит, 1963. 584 с.
- [15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
- [16] *Герасименко Т.Н., Поляков П.А.* // XII Всероссийское совещание по проблемам управления ВСПУ-2014. М., 2014. С. 7023–7031.
- [17] *Головин Ю.И., Финкель В.М., Шибков А.А., Киперман В.А., Слетков А.А.* // Материаловедение. 1978. Вып. 1. С. 39–44.
- [18] *Головин Ю.И., Киперман В.А.* Физика и химия обработки материалов. 1980. Вып. 4. С. 26–28.
- [19] *Фридель Ж.* Дислокации. М.: Мир, 1967. 644 с.
- [20] *Спицын В.И., Троицкий О.А.* Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.