

В. С. Савенко, А. И. Бежанова, Л. М. Анопреенко,  
Н. Н. Чемрова, А. С. Каленик

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Электропластический эффект (ЭПЭ) был обнаружен в 1969 году при действии одиночными импульсами тока плотностью  $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 10^{-4}$  с на деформацию кристаллов цинка растяжением и сжатием. Он проявлялся в скачкообразных удлинениях образцов при прохождении по ним каждого импульса тока без какого-либо существенного теплового эффекта и без тепловой дилатации образцов. ЭПЭ фиксируется на всех без исключения исследованных проводящих и в той или иной степени пластичных материалах при различных видах нагружения образцов, включая сжатие и более сложные напряженные состояния [1].

При пропускании через металлические монокристаллы импульсов электрического тока с плотностью от 50–1000 А/мм<sup>2</sup> и длительностью  $10^{-4}$  с наблюдается перераспределение деформации двойникованием в окрестностях концентраторов механических напряжений [2], [5]–[8].

Специальными опытами было установлено, что эффект частично связан с пондеромоторным пинч-действием импульсного тока – сжатием образцов в радиальном направлении собственным магнитным полем тока, который на использованных образцах диаметра  $\sim 1$  мм пинч-эффект имел определенное значение.

В приближении бесконечного проводника, по которому протекает ток с локальной плотностью до  $J_m$  и с нулевой компонентой перпендикулярно оси образца, при параллельности напряженности электрического тока  $E$  оси образца и когда собственное магнитное поле тока  $H$  не имеет компоненты вдоль оси проводника, а поле Холла является потенциальным, могут реализоваться отдельные вклады составляющих кооперативного явления электропластической деформации металлов (ЭПДМ) в суммарный эффект действия тока.

Они включают в себя все известные в теории пластичности металлов взаимодействия дислокаций с точными дефектами и примесями, динамические температурные явления, поляризацию проводника с током, динамическую неустойчивость скоплений дислокаций и т. д., что необходимо иметь в виду при рассмотрении приложимости главного механизма пластической деформации металла – термофлуктуационного открепления дислокаций от стопоров к явлениям ЭПЭ и ЭПДМ.

Указанные процессы лежат в основе деформационного упрочнения и описываются основным уравнением кинетики пластической деформации металлов:

$$\dot{\varepsilon}^* = \varepsilon_0^* \cdot \exp\left[U - (\sigma - \sigma_i) \frac{v}{k_B T}\right], \quad (1)$$

где  $\dot{\varepsilon}^*$  – скорость пластической деформации;  
 $\varepsilon_0^*$  – экспоненциальный множитель, пропорциональный характеристической частоте колебаний дислокационных сегментов;  
 $U$  – энергия, необходимая для преодоления дислокацией стопора;  
 $v$  – активационный объем указанного взаимодействия;  
 $k_B$  – постоянная Больцмана;  
 $T$  – температура металла.

Приведенное уравнение позволяет рассмотреть связанные с током и сопутствующими ему электромагнитными полями физические эффекты, оказывающие влияние на скорость пластической деформации металла  $\dot{\varepsilon}^*$  как через образование дополнительных напряжений, добавочных к напряжениям  $\sigma$ , создаваемым нагружающим устройством, так и изменения параметров энергии активации  $U$  активационного объема  $v$  процессов взаимодействия дислокаций со стопорами.

Несомненно и физически обосновано наличие в ЭПЭ давления «электронного ветра» на дислокации с величиной силы давления  $F_e$  на единицу длины дислокации по формуле

$$F_e = B_e \cdot v_e, \quad (2)$$

где  $B_e$  – коэффициент электронного торможения дислокаций;  
 $v_e$  – дрейфовая скорость электронов, определяемая по формуле

$$v_e = \frac{J}{e \cdot n}, \quad (3)$$

где  $e$ ,  $n$  – заряд и концентрация электронов проводимости.

Первоначально в расчетах В.Я. Кравченко, выполненных на основе первого борновского приближения, считалось, что  $B_e = 10^{-6}$  г/см·с, но она давала значения силы давления «электронного ветра» значительно меньшие, чем наблюдавшая в эксперименте величина ЭПЭ [3].

В последующем А.М. Рощупкиным в 1979 г. было получено выражение  $B_e = 4hn$ , где  $h$  – постоянная Планка с численным значением  $B_e = 10^{-4}$  г/см·с, находящимся в большем согласии с экспериментальными данными по ЭПЭ [4].

Наложение во взаимно перпендикулярных направлениях электрического и магнитного поля на проводящий кристалл приводит

к изменению концентрации носителей тока у индентруемой грани и, вследствие этого, к изменению ее поверхностной энергии.

Клиновидные двойники создаются полем неоднородного напряжения алмазного индентора на плоскости спайности двойникующихся кристаллов. Поскольку двойниковый клин растет за счет перемещения смешанных двойникующих дислокаций, можно оценить процессы взаимодействия дислокаций со свободной поверхностью.

Измерения проводились на свежесколотой плоскости спайности (111) монокристаллов висмута технической чистоты.

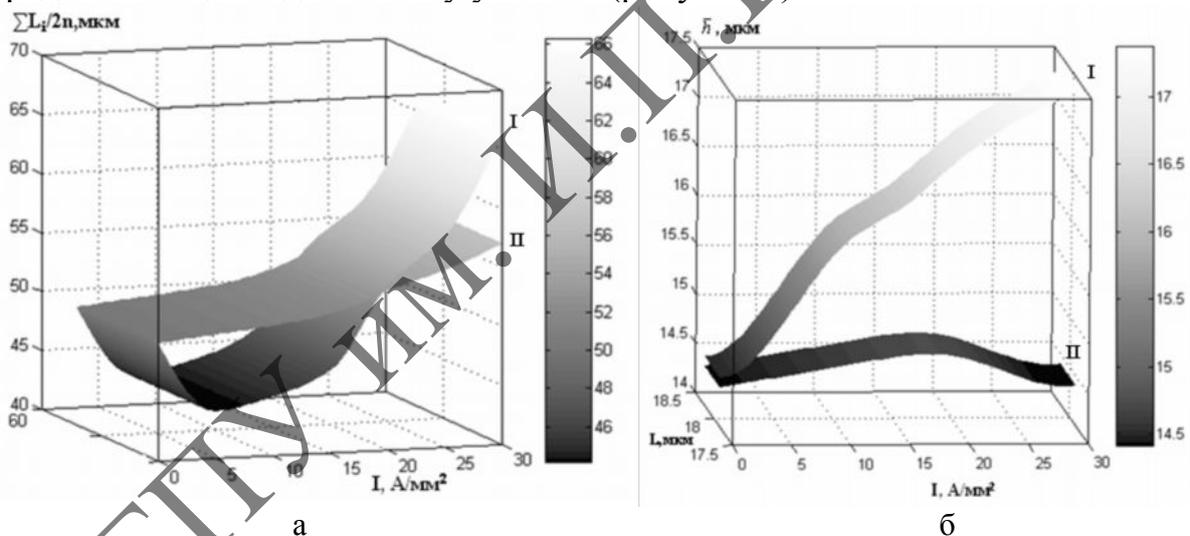
Кристалл закреплялся между массивными медными электрическими контактами в геометрическом центре сердечника, где магнитное поле наиболее однородно. Импульс тока через кристалл создавался путем разрядки батареи конденсаторов. Длительность импульса составляла  $10^{-4}$  с, форма была близка к треугольной.

Для изучения двойникования нагружением в «точке» была изготовлена специальная приставка к стандартному микротвердомеру ПМТ-3, которая позволила проводить индентирование в условиях возбуждения электронной подсистемы кристаллов электромагнитными полями. С целью устранения искажения магнитного потока ферромагнитными деталями оборудования и действия сил электромагнитного давления все детали установки и нагрузочного узла микротвердомера были сделаны из диамагнитных материалов, имеющих коэффициент магнитной восприимчивости  $\chi = 10^{-5}$ . Во избежание искажения магнитного поля стальным предметным столиком микротвердомера образец и нижний срез сердечника электромагнита располагались на достаточно большой высоте от столика (10–15 см) [2].

Использовался метод повторного опускания индентора в то же место. Импульсы тока без механических напряжений дополнительного двойникования не вызывают. Для устранения возможного влияния МПЭ кристалл в процессе измерения постоянно находился в области магнитного поля. Спустя 5 с после повторного опускания индентора в индентированное поле через кристалл пропусклся импульс тока. Индентирование без импульса тока не дает заметного изменения картины двойникования. Индукция магнитного поля в образце была постоянной и равнялась 0,22 Тл. Поскольку на развитие отдельных двойников в большой степени влияют локальные особенности кристаллической структуры в окрестности двойниковых границ, число отпечатков составляло не менее 20. Полученные экспериментальные зависимости строились компьютерным способом с помощью MATLAB 7.0.1.

На рисунках 1–6 приведены зависимости количественных характеристик двойникования от плотности тока в импульсе при постоянном значении магнитного поля. Наличие отрицательного потенциала (на рисунках графики I) на индентируемой плоскости обеспечивает избыточную электронную и дырочную концентрации, что приводит к повышению поверхностной энергии. На рисунках графики II соответствуют положительному потенциалу на индентируемой плоскости. Недостаток электронов и дырок у этой плоскости ведет к понижению поверхностной энергии. Из графика видно, что индентирование висмута в условиях одновременного возбуждения его электронной подсистемы электрическим и магнитным полями приводит к его существенной пластификации за счет дополнительной деформации двойникованием.

Средний пробег  $\frac{\sum L_i}{2n}$  ( $\sum L_i$  – суммарная длина двойниковых лучей,  $2n$  – общее количество двойников) двойнивающих дислокаций увеличивается с возрастанием плотности тока в импульсе при положительном потенциале индентируемой плоскости без изменения средней толщины двойника у устья  $\bar{h}$  (рисунок 1).



**Рисунок 1 – Зависимость средней длины пробега двойнивающих дислокаций (а) и средней ширины двойниковых лучей у устья (б) от плотности тока в импульсе при отрицательном (I) и положительном (II) потенциале индентируемой плоскости спайности висмута**

В этом случае уменьшение поверхностной энергии облегчает пробег дислокаций и не интенсифицирует работу поверхностных источников дислокаций. При отрицательном потенциале на индентируемой грани увеличивается как средний пробег двойнивающих дислокаций, так и средняя толщина двойников у устья.

Следствием возбуждения поверхностного состояния кристалла электромагнитными полями является увеличение суммарного сдвойникового объема  $V_{дв}$  и суммарной площади двойниковых границ  $S_{дв}$  (рисунок 2). При этом увеличение сдвойникового объема происходит не только за счет роста «старых» двойников, но и за счет появления новых – «электродвойников» (рисунки 2 и 3б).

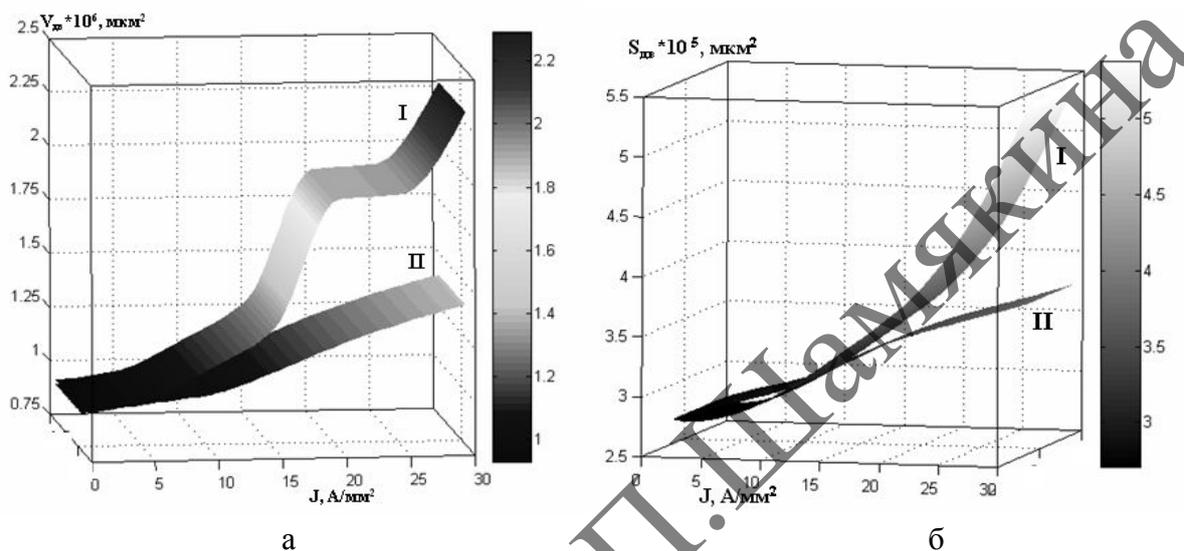


Рисунок 2 – Зависимость суммарного сдвойникового объема  $V_{дв}$  (а) и суммарной площади границ раздела двойников  $S_{дв}$  (б) от плотности тока в импульсе при отрицательном (I) и положительном (II) потенциале индентруемой поверхности

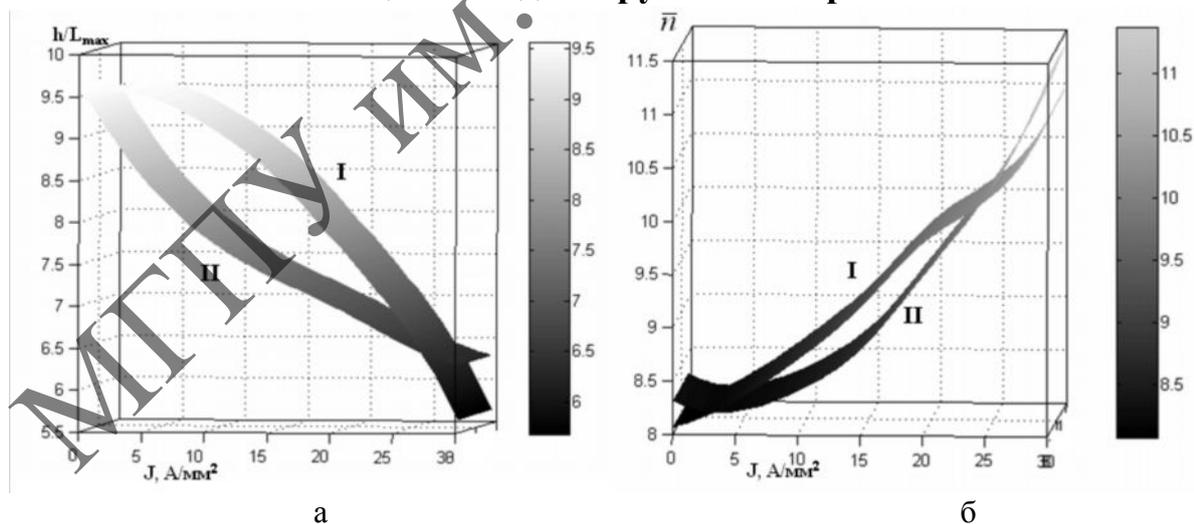


Рисунок 3 – Зависимость степени некогерентности двойниковых границ  $h/L_{max}$  (а) и среднего числа двойников  $\bar{n}$  (б) от плотности тока при отрицательно (I) и положительно (II) заряженной индентруемой плоскости спайности монокристаллов висмута

Возбуждения поверхностного состояния кристалла электромагнитными полями приводит к уменьшению степени некогерентности двойниковых границ  $h/L_{max}$ , т. е. к уменьшению плотности двойникующих дислокаций на границах раздела (рисунок 3).

Из графиков можно видеть, что все количественные характеристики дополнительного двойникового обнаруживают полярный характер в зависимости от взаимной ориентации вектора поля Холла в образце и индентируемой грани. Эту зависимость невозможно объяснить действием напряжений, создаваемых силой Ампера, поскольку скальвающее напряжение за счет этой силы  $\tau = I_{max} BL/al$  для используемых плотностей тока на два порядка меньше, чем скальвающее напряжение для двойникующих дислокаций  $\tau = P/L_{max}^2$ . Здесь  $I_{max}$  – максимальная сила тока,  $l$  и  $a$  – длина и ширина образцов,  $P$  – нагрузка на штоке индентора,  $L_{max}$  – максимальная длина двойникового луча. Как показывает расчет, суперпозицией внешнего магнитного поля и собственного магнитного поля на поверхности образца можно пренебречь. Полученные результаты невозможно объяснить и на основе классического электропластического эффекта, так как в этом случае плотность пластифицирующего импульса ограничена снизу порогом в 50–70 А/мм<sup>2</sup>.

Пластификация монокристаллов висмута при одновременном наложении на них электромагнитных полей может быть объяснена только взаимодействием двойникующих дислокаций с возбужденной свободной поверхностью. Перемещение винтовой составляющей двойникующей дислокации на одно межатомное расстояние по плоскости спайности сопровождается появлением характерной ступеньки. При этом на создание новой ячейки затрачивается энергия  $b^2\gamma$ , где  $b$  – вектор Бюргерса,  $\gamma$  – поверхностная энергия. Для преодоления этой силы, распространяющейся в глубь кристалла на несколько  $b$  и действующей в непосредственной близости от поверхности, необходимо дополнительное локальное скальвающее напряжение  $\Delta\tau$ , которое при  $T = 0$  находится по формуле:

$$\Delta\tau = \frac{|\text{grad}U(z)|}{b^2}, \quad (4)$$

где  $U(z)$  – поверхностный потенциальный барьер.

Увеличение поверхностной энергии противодействует силе зеркального изображения, что притягивает к поверхности краевую компоненту двойникующей дислокации как неустойчивый объект, имеющий избыточную свободную энергию. Эта сила определяется медленно меняющимся логарифмическим потенциалом. Подобный подход хорошо описывает поведение ЭПЭ как при положительном, так и отрицательном потенциале индентируемой грани.

Висмут химической чистоты (с примесью свинца) при  $B \perp c$  ( $c$  – тригональная ось ромбоэдрической решетки висмута) имеет отрицательное значение постоянной Холла  $R < 0$ . Следовательно, при такой геометрии приложения полей образец будет иметь электронный тип проводимости. Электронная жидкость, диффузно рассеиваясь на свободной поверхности, компенсирует положительный потенциал на одной грани монокристалла висмута и увеличивает отрицательный потенциал на противоположной грани, заряженной в результате холловской поляризации материала. Результатом этого процесса является падение величины эффекта пластификации в области послепороговых значений плотностей тока по причине значительного увеличения поверхностной энергии.

#### Литература

1. Троицкий, О.А. Электропластический эффект в металлах / О.А. Троицкий // Проблемы прочности. – 1984. – № 2. – С. 103–106.
2. Савенко, В.С. Механическое двойникование и электропластичность металлов в условиях внешних энергетических воздействий / В.С. Савенко. – Минск, 2003 – С. 110.
3. Кравченко, В.Я. Воздействие направленного потока электронов на движущиеся дислокации / В.Я. Кравченко // Журнал экспериментальной теоретической физики. – 1966. – Т. 51, вып. 6(12). – С. 1676–1688.
4. Roshchupkin, A.M. [et al.] // Phys. stat. sol. (b). – 1989. – Vol. 151. – P. 121.
5. Савенко, В.С. Электронно-пластический эффект при двойниковании монокристаллов висмута / В.С. Савенко, В.И. Спицын, О.А. Троицкий // Доклады академии наук СССР. – 1985. – Т. 283, № 5. – С. 1181–1183.
6. Savenko, V. Electroplastic effect under the simultaneous superposition of electric and magnetic fields / V. Savenko // Journal of applied physics. – 1999. – № 5. – P. 1–4.
7. Savenko, V. Plastification of Bismuth Crystal under Simultaneous Superposition of Electric and Magnetic Fields / V. Savenko // Zeitschrift fur METALLKUNDE. – Munchen, 1998. – № 7. – S. 498–500.
8. Savenko, V.S. STRUCTURAL FEATURES of the fast HARDENED METAL PAPERS of ALLOYS Bi-15 at. % Sb / V.S. Savenko V.G. Chepelevich E.E. Gretchannikov // The second international conference «Materials and covers in extreme conditions: researches, application, non-polluting "know-how" and salvaging of items», Kiev, 2002. – P. 331–332.