

05;12

Физические закономерности двойникования при воздействии внешних ортогональных друг другу электрических и магнитных полей, прикладываемых к монокристаллам висмута, облученных ионами бора

© О.М. Остриков

Мозырский государственный педагогический институт,
247760 Мозырь, Гомельская область, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 1 ноября 1999 г.)

Исследовалось влияние импульсов электрического тока длительностью 10^{-5} с и плотностью до 60 A/mm^2 при наличии внешнего магнитного поля величиной 0.2 T на поведение ансамблей клиновидных двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами бора энергией 25 keV , дозой 10^{17} ion/cm^2 . Установлено, что как облучение ионами, так и пропускание через кристалл импульсов тока при действии магнитного поля ведут к стимуляции подвижности двойникоующих дислокаций. Дан вывод условия равновесия двойникоующих дислокаций в имплантированном веществе при пропускании через него электрического тока и одновременном действии внешнего магнитного поля.

В настоящее время ведутся исследования двойникования монокристаллов висмута как облученных ионами различных веществ [1,2], так и необлученных кристаллов [3–5]. Представляет интерес также изучение влияния импульсного электрического поля [2–4] и ортогонального ему магнитного поля [5] на характер реализации пластической деформации кристаллов двойникованием. Актуальность указанных исследований заключается в том, что и облучение ионами, и энергетические воздействия электрического и магнитного полей являются хорошими методами управления физическими (в частности, прочностными) свойствами твердых тел, применяемых в производстве и технике. Ставшее целью данной работы изучение закономерностей двойникования монокристаллов висмута при комплексном воздействии отмеченных факторов позволяет расширить спектр методов управления пластическими свойствами эксплуатационных материалов. С физической точки зрения при этом представляет интерес развитие представлений о взаимодействии и кинетике двойникоующих дислокаций в облученных ионами кристаллах при наложении на них внешних электрических и магнитных полей.

Методика эксперимента

Монокристалльные образцы, выращенные методом Бриджмена из сырья чистотой 99.999% , имели исходную плотность дислокаций леса 10^5 cm^{-2} базисных и 10^3 cm^{-2} пирамидальных. Для исследования использовались образцы размером $4 \times 5 \times 10 \text{ mm}$, которые выкалывались из выращенного монокристалла вдоль плоскости спайности (111).

Свежесколотая поверхность (111) монокристалла висмута облучалась ионами бора энергией 24 keV , дозой 10^{17} ion/cm^2 , после чего деформировалась сосре-

доточенной нагрузкой, в качестве которой использовалась алмазная пирамидка Викакса стандартного микротвердомера ПМТ-3. Нагрузка на индентор изменялась от $5 \cdot 10^{-2}$ до $30 \cdot 10^{-2} \text{ N}$. Время нагружения составляло 5 s . Одновременно с действием сосредоточенной нагрузки через кристалл пропускался одиночный импульс тока формы, близкой к треугольной, длительностью 10^{-5} s , плотность которого изменялась от нуля до 60 A/mm^2 . Амплитуда импульса задавалась с помощью генератора импульсов ГИ-3М, а его форма контролировалась с помощью осциллографа С1-17. Деформирование кристалла производилось во внешнем магнитном поле величиной 0.2 T , ортогональном направлению вектора плотности тока, пропускаемого через образец (рис. 1).

В ходе микроскопического исследования фиксировалось среднее число двойников, возникающих у отпечатка индентора, а также измерялась длина и ширина устья отдельных двойников.

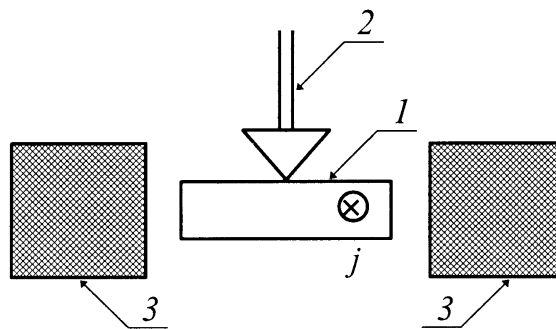


Рис. 1. Схема нагружения образца во внешних электрическом и магнитном полях: 1 — образец, 2 — индентор, 3 — полоса магнита.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Вокруг отпечатка алмазной пирамидки Виккерса на поверхности (111) монокристалла висмута обычно возникает 6–8 клиновидных двойников. Статистические характеристики (средняя длина и ширина, среднее число) данного ансамбля клиновидных двойников довольно устойчивы [5]. На их изменение оказывают влияние лишь условия, при которых происходит деформирование кристалла: чистота материала, температурные условия, наличие электрических и магнитных полей, дефектность поверхности. Поэтому изучение эволюции ансамблей двойников может выступать как метод исследования пластических свойств двойникующих материалов, подвергнутых внешним энергетическим воздействиям.

Сравнение зависимостей средней длины двойника $\langle L \rangle$ от нагрузки на индентор P (рис. 2) показало, что как облучение ионами бора монокристаллов висмута, так и пропускание через них импульсов электрического тока при одновременном действии внешнего магнитного поля стимулируют подвижность двойникующих дислокаций, увеличивая длину их пробега. Данный факт можно объяснить, имея в виду напряжения, вызываемые в кристалле имплантированной примесью и электрическим током в результате пинч-эффекта, заключающегося в сжатии электронной плазмы.

Пусть τ_{xy}^i — скальвающие напряжения, вызванные в кристалле имплантированной примесью, а τ_{xy}^j и τ_{xy}^B — напряжения, вызванные электрическим током и магнитным полем соответственно. В результате суперпозиции энергетических воздействий, которым подвергался кристалл в момент пропускания через него импульса

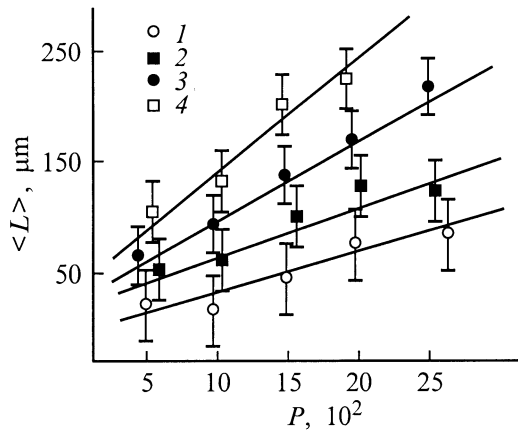


Рис. 2. Зависимость средней длины двойника от нагрузки на индентор: 1 — необлученный образец; 2 — образец, облученный ионами бора; 3 — необлученный образец при пропускании импульса тока плотностью 60 A/mm^2 и наличии внешнего магнитного поля величиной 0.2 T ; 4 — образец, облученный ионами бора при пропускании импульса тока плотностью 600 A/mm^2 и наличии внешнего магнитного поля величиной 0.2 T .

электрического тока, в нем действовали напряжения

$$\tau_{xy}^e = \tau_{xy}^i + \tau_{xy}^j + \tau_{xy}^p + \tau_{xy}^B, \quad (1)$$

где τ_{xy}^p — скальвающие напряжения, вызванные сосредоточенной нагрузкой.

Со стороны данных напряжений на единицу длины двойникующих дислокаций будет действовать сила

$$f_x = b\tau_{xy}^e, \quad (2)$$

где b — вектор Бюргера.

Соответственно нормальные составляющие тензора деформации

$$\sigma_{xx}^e = \sigma_{xx}^i + \sigma_{xx}^j + \sigma_{xx}^p + \sigma_{xx}^B, \quad (3)$$

$$\sigma_{yy}^e = \sigma_{yy}^i + \sigma_{yy}^j + \sigma_{yy}^p + \sigma_{yy}^B \quad (4)$$

приведут к появлению сил переползания

$$f_x = -b\sigma_{yy}^e, \quad f_y = -b\sigma_{xx}^e, \quad (5), (6)$$

способствующих облегчению преодоления дислокациями дефектов кристаллической решетки. Результат действия сил (2), (5), (6) и есть наблюдаемое в эксперименте увеличение длины двойников. Выражения, необходимые для расчета напряжений, действующих на двойникующие дислокации, приводятся ниже при выводе условий равновесия дислокаций на двойниковых границах при рассматриваемых в работе внешних энергетических воздействий на кристалл.

При изучении двойникования монокристаллов висмута имплантированных ионами в условиях возбуждения электронной подсистемы импульсами электрического тока интересно знать условие равновесия двойникующих дислокаций, находящихся в полях напряжений, вызванных указанными внешними энергетическими воздействиями. Приведем вывод данных условий.

В обзоре [6] были даны уравнения равновесия дислокаций на каждой из границ двойника (ориентация осей координат по отношению к двойниковым границам показана на рис. 3)

$$\begin{aligned} & -a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} + \tau_1 \left\{ h(x)\eta_2''(x) - 2a\rho(x)\eta'(x) \right\} \\ & = \sigma^e(x, 0) + \eta_1(x) \left(\frac{d\sigma^e}{dy} \right)_0 + S_1(x), \\ & -a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} - \tau_1 \left\{ h(x)\eta_1''(x) - 2a\rho(x)\eta'(x) \right\} \\ & = \sigma^e(x, 0) + \eta_2(x) \left(\frac{d\sigma^e}{dy} \right)_0 + S_2(x), \quad (7) \end{aligned}$$

где a — межатомное расстояние в направлении, перпендикулярном плоскости двойникования; константы τ_0 и τ_1 соответственно равны

$$\tau_0 = \frac{2\alpha\lambda_{1111}}{\pi(m_1 + m_2)}, \quad \tau_1 = \alpha\lambda_{1111}, \quad (8)$$

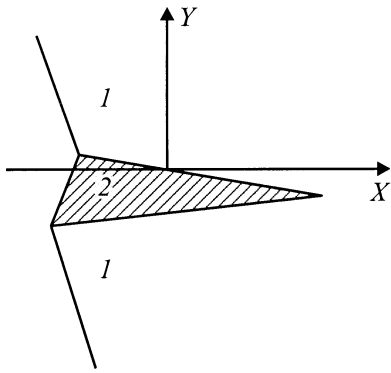


Рис. 3. Клиновидный двойник: 1 — материнский кристалл, 2 — двойниковая прослойка.

α — коэффициент поверхностного натяжения межфазной границы двойник–материнский кристалл; λ_{1111} — коэффициент Ламэ; m_1 и m_2 определяются модулями упругости среды; а $\rho(x) = -h'(x)$; $h(x)$ — толщина двойника в каждой точке вдоль оси OX ($h(x) = \eta_1(x) - \eta_2(x)$); $\eta = \eta_1(x)$ — уравнение верхней границы двойника, $\eta = \eta_2(x)$ — уравнение нижней границы двойника (в этом случае $\eta_1(x) \geq \eta_2(x)$); функция $\eta(x) = 1/2(\eta_1(x) + \eta_2(x))$ задает положение средней линии двойника.

Соотношения (7) получены при допущении, что величины $h(x)$ и $\eta(x)$ малы. Такое возможно в случае тонкого двойника. $S_1(x)$ и $S_2(x)$ — силы неупругого происхождения соответственно на верхней и нижней границах двойника. Различие этих сил на каждой из границ, как это отмечалось в [6], может быть обусловлено наличием стопоров на какой-либо из границ, неодинаковыми условиями зарождения дислокаций на каждой из границ и т.д. Если силы неупругого происхождения на обеих границах одинаковы ($S_1(x) = S_2(x) = S(x)$) и несимметричность формы двойника обусловлена только градиентом внешних напряжений, то можно получить основное приближение по параметру h/L [6]

$$-a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} = \sigma^e(x, 0) + S(x). \quad (9)$$

В уравнениях (7) и (9) функция $\sigma^e(x, y)$ определяет распределение неоднородных внешних напряжений вблизи плоскости двойникования, $(\partial\sigma^e(x))/\partial y$ в уравнении (7) — их градиент.

Как отмечалось выше, источниками напряжений в случае деформирования поверхности кристалла, облученного ионами, при одновременном пропускании импульса электрического тока и действии внешнего магнитного поля будут выступать имплантированная примесь, сжимающаяся в результате пинч-эффекта электронная плазма, напряжения, создаваемые магнитным полем, и сосредоточенная нагрузка.

Напряжения, создаваемые в кристалле имплантированной примесью, в приповерхностной области кристалла толщиной $h = 2R_p + \Delta R_p$, по данным работ [1,2], можно определить из соотношения

$$\sigma^i = k(x/h), \quad (10)$$

где k — константа материала.

В остальной части материала, толщина которой во много раз превышает толщину выделенного нами слоя, напряжения, обусловленные имплантированной примесью, будем считать равными нулю. Это, в частности, следует из выражения (10), если в нем h положить бесконечно большим. Тогда (10) можно записать в виде

$$k(x/h), \quad 0 \leq x \leq 2R_p + \Delta R_p, \\ \sigma^i = 0, \quad x > 2R_p + \Delta R_p. \quad (11)$$

В работе [7] было приведено соотношение, позволяющее определять распределение напряжений, вызванных в кристалле электрическим током

$$\sigma^j = \sigma_0^j \exp(-x/l), \quad (12)$$

где l — длина свободного пробега электронов; x — координата, отсчитываемая по нормали к поверхности; $\sigma_0^j = P p_F j / e$, где P — параметр диффузности Фукса ($0 < P \leq 1$), p_F — фермиевский импульс, j — плотность электрического тока, e — заряд электрона.

Влияние магнитного поля в (7) может быть учтено соотношением [8]

$$\sigma^B = \frac{\text{grad } U(x)}{b^2}, \quad (13)$$

где $U(x)$ — потенциал поверхностного стопора, как отмечалось в [8].

Влияние магнитного поля в отличие от метода, использованного в [8], можно учесть и с помощью формулы (12), исходя из представлений о том, что в зависимости от взаимной ориентации векторов напряженности и плотности электрического тока, пропускаемого через кристалл, в приповерхностной области кристалла в результате эффекта Холла будет наблюдаться избыток или недостаток электронов по сравнению со случаем отсутствия внешнего магнитного поля. Изменение концентрации электронов в (12) отразится в изменении величины j , а следовательно, и величины внутренних напряжений, создаваемых электрическим током в кристалле, что проявится в увеличении либо уменьшении длины клиновидных двойников, экспериментально наблюдавшемся в [9].

Поля напряжений, вызванные сосредоточенной нагрузкой, можно определить исходя из зависимости $H = f(\sigma)$. По данным работы [10], выражение для этих напряжений имеет вид

$$\sigma^P = H/a, \quad (14)$$

где H — микротвердость материала; для висмута $a = 3$.

В результате напряжения в кристалле будут равны суперпозиции напряжений, задаваемых соотношениями (11)–(14), а именно

$$\sigma^e(x, 0) = k(x/h) + \sigma_0^j \exp(-x/l) + H/a + \frac{\text{grad} U(x)}{b^2} \quad (15)$$

при $0 \leq x \leq 2R_p + \Delta R_p$ и

$$\sigma^e(x, 0) = \sigma_0^j \exp(-x/l) + H/a + \frac{\text{grad} U(x)}{b^2} \quad (16)$$

при $x > 2R_p + \Delta R_p$.

Подставляя (15) и (16) в (7), получим уравнения равновесия двойникующих дислокаций в облученном кристалле при пропускании через него электрического тока. Отметим, что для данных уравнений необходимо потребовать непрерывности функций $\eta_1(x)$ и $\eta_2(x)$ на границе раздела выделенного нами имплантированного слоя и остальной части образца.

Выводы

Таким образом, в результате исследования эволюции ансамблей двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами бора энергией 25 keV, дозой 10^{17} ion/cm² при пропускании через них импульсов тока длительностью 10^{-5} s, плотностью до 60 A/mm², при наличии внешнего магнитного поля величиной 0.2 Т, было установлено, что 1) облучение монокристаллов висмута ионами бора ведет к стимуляции подвижности двойникующих дислокаций; 2) пропускание через кристалл импульсов тока при наличии внешнего магнитного поля также ведет к повышению пластичности монокристаллов висмута, как не облученных, так и облученных ионами бора.

На основании дислокационной модели двойников получены уравнения равновесия двойникующих дислокаций на двойниковых границах в облученном ионами кристалле при воздействии на него внешних электрических и магнитных полей.

Список литературы

- [1] Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. // Письма в ЖТФ. 1998. Вып. 8. С. 1–9.
- [2] Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. // ФММ. 1998. Т. 85. № 5. С. 97–105.
- [3] Савенко В.С., Остриков О.М. // Материалы IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 20.
- [4] Савенко В.С., Остриков О.М. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1998. № 6. С. 12–14.
- [5] Савенко В.С., Остриков О.М. // Изв. НАН Беларуси, 1998. Сер. физ.-мат. наук. № 2. С. 96–98.
- [6] Косевич А.М., Бойко В.С. // УФН. 1971. Т. 104. № 2. С. 201–254.
- [7] Роцупкин А.М., Батаронов И.Л. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 3. С. 57–65.

- [8] Пинчук А.И. Влияние электромагнитного поля на пластическую деформацию двойникованием кристаллов висмута. Автореф. канд. дис. Минск, 1998. 17 с.
- [9] Пинчук А.И., Савенко В.С., Шаврей С.Д., Остриков О.М. // Материалы IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 19.
- [10] Булычев С.И., Алехин В.П., Шорохов М.У. // Физ. и хим. обраб. материалов. 1979. № 5. С. 69–81.