

05;12

Влияние скорости нагружения на механизм пластической деформации в висмуте

© О.М. Остриков,¹ С.Н. Дуб²¹ Мозырский государственный педагогический институт,
247760 Мозырь, Белоруссия² Институт сверхтвердых материалов НАН Украины,
04074 Киев, Украина
e-mail: root@pedinst.belpak.gomel.by

(Поступило в Редакцию 27 марта 2000 г. В окончательной редакции 13 сентября 2000 г.)

Изучены механизмы пластической деформации монокристаллов висмута при деформировании плоскости (111) индентором Берковича со скоростью нагружения 1–10 мН/с. Установлено, что в исследуемом интервале скоростей нагружения пластическая деформация реализуется преимущественно за счет пирамидального скольжения.

Висмут хорошо зарекомендовал себя как модельный материал, на котором удобно изучать пластическую деформацию двойникованием и скольжением [1–5]. Причем выявленные на данном материале закономерности пластической деформации с успехом могут быть перенесены на другие эксплуатационные материалы, так как полные и частичные двойнивающие дислокации во всех кристаллах одинаковы по многим параметрам и часто отличаются друг от друга лишь величиной и направлением вектора Бюргерса [6]. В этой связи в данной работе висмут был выбран для достижения поставленной цели, заключающейся в изучении пластической деформации металлов с ромбоэдрической структурой при индентировании их плоскости спайности (111) сосредоточенной нагрузкой при малых (до 10 мН/с) скоростях нагружения.

Эта задача интересна тем, что в современной литературе практически отсутствуют сведения о поведении висмута при малых скоростях нагружения, так как испытания на микротвердость в основном производилось на ПМТ-3 с использованием ручного нагружения. Исследованные скорости нагружения находятся в интервале длительности импульса нагрузки, достигающем значения 10^{-5} с [7].

Методика эксперимента

Монокристаллы висмута размером $4 \times 5 \times 50$ мм выращивались методом Бриджмена из сырья чистотой 99.999%. Образцы размером $4 \times 5 \times 10$ мм получались путем раскола при температуре жидкого азота монокристаллов вдоль плоскости спайности (111). Методом избирательного травления устанавливалась исходная плотность дислокаций леса, которая составила 10^5 см^{-2} базисных и 10^3 см^{-2} пирамидальных дислокаций.

Испытания производились на нанотвердомере NANO INDENTER II производства фирмы Nano Instrument Inc., USA. Прибор производит испытания на твердость трехгранным индентором Берковича при малых (до 20 г) нагрузках. В процессе испытания с высокой точно-

стью регистрируется зависимость перемещения индентора Берковича от нагрузки $h = f(P)$ [8]. Точность измерения глубины отпечатка равна ± 0.04 нм, нагрузки на индентор ± 75 нН.

Испытания производились на плоскости скола (111) монокристалла висмута при нагрузках до 200 мН. Скорость нагружения индентора изменялась от 1 до 10 мН/с.

Модель

Действие на поверхность (111) монокристалла висмута сосредоточенной нагрузки активирует скольжение в $\{11\bar{1}\}$, как наиболее выгодно расположенной по отношению к направлению действия внешней нагрузки. На рис. 1 место действия индентора обозначено точкой 0. При пересечении плоскостей $\{11\bar{1}\}$ с плоскостью (111) образуется шестиугольник $A_1A_2A_3A_4A_5A_6$ (рис. 1). Под действием внешней сосредоточенной нагрузки P дислокации $\{11\bar{1}\}$ начинают свое движение по плоскостям пирамиды, грани которой образуют плоскости $\{11\bar{1}\}$ (рис. 2). Пройдя некоторое расстояние в глубь кристалла, благодаря особенностям полей напряжений, создаваемых внедряемой пирамидой Берковича, дислокации изменяют направление своего движения на противоположное, но по плоскостям той же системы $\{11\bar{1}\}$, рас-

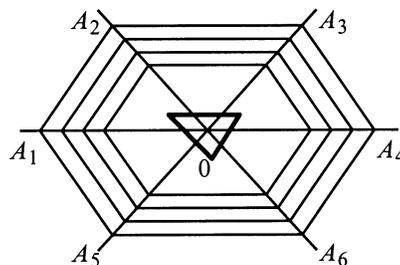


Рис. 1. Схема пересечения плоскостей $\{11\bar{1}\}$ с плоскостью скола (111). Точка 0 — точка действия сосредоточенной нагрузки.

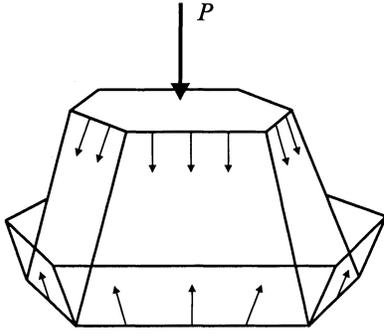


Рис. 2. Грани пирамиды движения дислокаций плоскостей $\{11\bar{1}\}$.

положенных под углом к плоскостям первоначального движения (рис. 2). Часть таких дислокаций выходит на поверхность, образуя ступени, которые могут быть обнаружены металлографическим методом. Вокруг отпечатка индентора такие ступени образуют шестиугольник, который схематически показан на рис. 1.

Если предположить, что под действием нагрузки P дислокации начали свое движение по плоскостям $\{11\bar{1}\}$ одновременно, то их энергию W_i в некоторый фиксированный момент времени t , исходя из представления о том, что они образуют шестиугольник (рис. 1, 2), можно определить как энергию гексагональной петли с вектором Бюргерса, ортогональным к ее плоскости. Согласно [9], выражение для W_i в этом случае имеет вид

$$W_i = 6L_i \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \left(\ln \frac{L_i}{\rho} + 0.16 \right), \quad (1)$$

где L_i — длина i -й дислокации типа $\{11\bar{1}\}$, b — модуль ее вектора Бюргерса, ν — коэффициент Пуассона, ρ — некоторый малый параметр.

Суммарная энергия W_Σ всех $N/6$ рассматриваемых дислокационных петель определится как

$$W_\Sigma = \sum_{i=1}^{N/6} W_i. \quad (2)$$

Для ансамбля из N дислокаций $\{11\bar{1}\}$ удобно использовать величину \bar{L} — среднюю длину дислокационных сегментов гексагональной петли. Очевидно, что

$$\bar{L} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N L_i. \quad (3)$$

Энергия, которой обладает гексагональная петля с длиной сегмента \bar{L} , равна

$$\bar{W} = 6\bar{L} \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \left(\ln \frac{\bar{L}}{\rho} + 0.16 \right). \quad (4)$$

Тогда в приближении малости взаимодействия гексагональных петель друг с другом (2) можно записать в виде

$$W_\Sigma \approx \frac{N}{6} \bar{W} \quad (5)$$

или

$$\bar{W}_\Sigma \approx N\bar{L} \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \left(\ln \frac{\bar{L}}{\rho} + 0.16 \right). \quad (6)$$

Выражением (6) можно пользоваться, когда подвижность дислокаций высока, а процессы их генерации затруднены. При активной генерации дислокаций и при малой их подвижности, когда расстояние R между соседними дислокациями разных ближайших друг к другу гексагональных петель настолько мало, что пренебречь взаимодействием дислокаций нельзя, энергию W'_Σ этого взаимодействия в приближении, что каждая петля взаимодействует только с двумя соседними петлями, можно оценить по формуле [9]

$$W'_\Sigma \approx 12N\bar{L} \frac{\mu b^2}{2\pi} \ln \frac{2\bar{L}}{R}. \quad (7)$$

Оценочное выражение (7) было получено в приближении, что все дислокации имеют длину \bar{L} . Суммируя (6) и (7), найдем полную энергию W , идущую от внешних сил на реализацию скольжения $\{11\bar{1}\}$,

$$W \approx N\bar{L} \frac{\mu b^2}{2\pi} \left(\frac{1+24(1-\nu)}{2(1-\nu)} \ln \left(\frac{\bar{L}}{R} \right) + 8.5 \right) \quad (8)$$

или, учитывая, что $\nu \approx 0.33$,

$$W \approx N\bar{L} \frac{\mu b^2}{2\pi} \left(12.7 \ln \left(\frac{\bar{L}}{R} \right) + 8.5 \right). \quad (9)$$

В (9) допустимо приближение при $R \rightarrow 0$. В этом случае $\ln(\bar{L}/R) \rightarrow \bar{L}/R$ и вторым слагаемым можно пренебречь. В результате получим

$$W \approx 12.7N \frac{\mu b^2 \bar{L}^2}{2\pi R}. \quad (10)$$

Для анализа физической картины рассматриваемого явления это выражение более удобно, чем (9).

В [10] было приведено соотношение, связывающее энергию W с глубиной h проникновения индентора в деформируемый материал. Это соотношение имеет вид

$$W = \frac{Hh^3}{3k}, \quad (11)$$

где H — микротвердость материала; k — геометрический параметр, определяемый формой индентора.

Из сопоставления (10) и (11) интересно заметить, что $h \sim N^{1/3}$, $h \sim \bar{L}^{2/3}$ и $h \sim R^{-1/3}$.

Результаты эксперимента и их обсуждение

При деформировании поверхности (111) монокристаллов висмута сосредоточенной нагрузкой при больших скоростях нагружения в деформированной области обычно возникает ансамбль клиновидных двойников типа

{110}<001> [3,6,11,12]. Однако в результате проведенного в данной работе деформирования сколотой поверхности монокристалла висмута пирамидой Берковича при скорости нагружения от 1 до 10 мН/с у отпечатка индентора двойников не было обнаружено. Это говорит о том, что в процессе реализации двойникового в висмуте важную роль играет скорость деформирования, которая при использовании ПМТ-3, как в [3,6,11,12], гораздо выше, чем 10 мН/с.

Все эти факты говорят о том, что релаксация внешних напряжений, созданных в кристалле индентором Берковича при скорости нагружения до 10 мН/с происходит преимущественно реализацией скольжения в {111}. Это дает возможность использовать указанную выше модель для рассматриваемого деформирования монокристаллического висмута при малых скоростях нагружения.

Зависимости $h = f(P)$ при разных скоростях нагружения представлены на рис. 3, из которого видно, что скорость нагружения влияет на ход кривой $h = f(P)$. Чем выше скорость нагружения, тем медленнее нарастают значения h в зависимости от P . По формуле [10]

$$P = \frac{Hh^2}{k} \quad (12)$$

строилась теоретическая зависимость P от h . При этом в (12) принималось $k = 0.03797$ [13], а $H = 152$ МПа. Значение микротвердости определялось экспериментально на исследуемых образцах, оно находится в хорошем согласии с общеизвестными значениями (132 МПа [1]). Ход теоретически рассчитанной кривой совпадает с ходом экспериментальной кривой, соответствующей скорости нагружения 3 мН/с. Это говорит о том, что формула (12) может быть использована не для всех скоростей нагружения. Поэтому имеет смысл ввести соотношение

$$P = \alpha \frac{Hh^2}{k}, \quad (13)$$

где α — некоторый безразмерный коэффициент, зависящий от V_P .

Рассчитанные значения α приведены в таблице, из которой видно, что с ростом V_P коэффициент α возрастает.

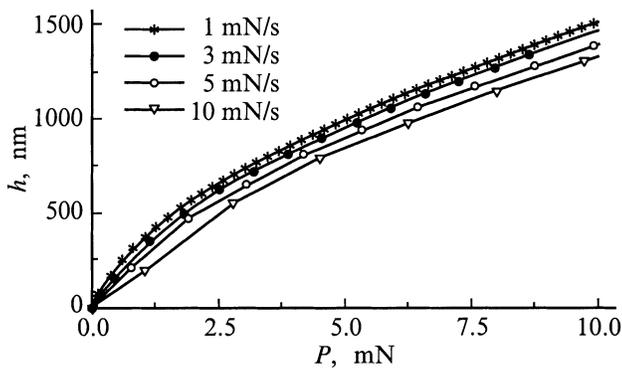


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения (h) в материал индентора Берковича от нагрузки (P).

Рассчитанные значения α в зависимости от скорости нагружения кристалла V

$V, \text{ mN/s}$	α
1	0.8
3	1.0
10	1.5

В первом приближении зависимость α от V_P может быть представлена в виде

$$\alpha = \beta V_P, \quad (14)$$

где β — некоторая величина, имеющая размерность, обратную размерности V_P .

Можно предположить, что α характеризует меру инертности процесса формирования отпечатка индентора, обусловленного инертностью скольжения. Аналогично (13), (11) запишем как

$$W = \alpha \frac{Hh^3}{3k}. \quad (15)$$

Сопоставляя (15) с (10) и (14), получим, что $N \sim V_P$, $V_P \sim L^{-2}$, $V_P \sim 1/R$, т.е. с увеличением скорости нагружения активируются процессы генерации дислокаций, но при этом уменьшаются длина дислокаций и расстояние между ними. Активация процесса генерации дислокаций дает основания полагать, что с увеличением скорости нагружения повышается вероятность включения в пластическую деформацию двойникового и базисного скольжения.

Список литературы

- [1] Грабко Д.З., Боярская Ю.С., Дынту М.П. Механические свойства полуметаллов типа висмута. Кишинев: Штиинца, 1982. 134 с.
- [2] Остриков О.М. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 130–131.
- [3] Остриков О.М. // ФММ. 1998. Т. 86. №. 6. С. 106–109.
- [4] Башмаков В.И., Чикова Т.С. // ФММ. 1981. Т. 51. № 5. С. 1066–1072.
- [5] Башмаков В.И., Чикова Т.С. // ИФЖ. 1980. Т. 51. № 5. С. 148–149.
- [6] Остриков О.М. // ИФЖ. 1999. Т. 72. № 5. С. 967–970.
- [7] Башмаков В.И., Бродский М.М. // ФММ. 1973. Т. 35. № 1. С. 163–168.
- [8] Новиков Н.В., Дуб С.Н., Мильман Ю.В., Гриднева И.В., Чугунова С.И. // Сверхтвердые материалы. 1996. Т. 18. № 3. С. 36–45.
- [9] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
- [10] Korsunsky A.M., McGurk M.R., Bull S.J., Page T.F. // Surf. and Coatings Technology. 1998. Vol. 99. P. 171–183.
- [11] Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М. // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 6. С. 1–6.
- [12] Остриков О.М. // ФММ. 1999. Т. 87. № 5. С. 78–82.
- [13] Костин П.П. Физико-механические испытания металлов, сплавов и неметаллических материалов. М.: Машиностроение, 1990. 256 с.