

УДК 539.2

АНАЛИЗ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ И РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ДВОЙНИКОВ В ОЦК-РЕШЕТКЕ

© В.А. Федоров, С.Н. Плужников, В.А. Куранова

Россия, Тамбов, Государственный университет им. Г.Р. Державина

Feodorov V.A., Pluzhnikov S.N., Kuranova V.A. The analysis of micro-plasticity and fracture at twin Intersections in BCC-Lattice. The twin intersections in bcc-lattice are investigated. The reactions of interaction of slipping dislocations with slipping, twinning dislocations with twinning and slipping dislocations with twinning are discussed possible directions of shift and observance of Frank's criterion are taken into consideration. It is noted that micro-cracks formation can be related with interaction of twins at their intersections.

При деформировании двойникующихся материалов имеют место пересечения двойников, развивающихся по различным плоскостям и направлениям. Процессы пересечения двойников могут сопровождаться развитием вторичного двойникового скольжения и образованием микротрещин в сдвойникованном материале. Взаимодействию пересекающихся двойников и их роли в образовании микротрещин посвящено достаточно много работ [1–4]. Вместе с тем, отсутствует полный анализ микропластичности в зонах пересекающихся двойниковых прослоек в ОЦК-кристаллах.

В данной работе исследовали пересечение двойников в ОЦК-решетке, имеющей 12 систем двойникового {112} <111>. Пересечение деформационных двойников возможно по шести неэквивалентным вариантам. При таком пересечении наиболее вероятен случай, когда развивающаяся двойниковая прослойка атакует своей вершиной статическую двойниковую прослойку, возникшую ранее. Предполагали, что двойник (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ – статический (остаточный), а другие шесть $((\bar{1}\bar{1}2) [111], (\bar{1}12) [1\bar{1}1], (21\bar{1}) [1\bar{1}1], (2\bar{1}1) [11\bar{1}], (211) [1\bar{1}\bar{1}], (\bar{2}11) [1\bar{1}\bar{1}])$ – динамические, распространяющиеся под действием некоторого касательного напряжения и атакующие стационарную прослойку-стопор. Сдвиговые компоненты поля напряжений атакующих двойников вызывают скольжение и вторичное двойникование в статической прослойке. Величиной этих компонент, пропорциональных значениям фактора Шмида, определяется преимущественность развития деформации в статическом двойнике по той или иной системе скольжения или двойникового.

При выполнении расчетов по определению значений фактора Шмида в плоскостях двойникового скольжения статической двойниковой прослойки считали, что с материалом матрицы связана прямоугольная система координат XYZ (рис. 1), а с материалом двойника – система X'Y'Z' (при этом решетка сдвойникованной части кристалла повернута относительно матрицы на угол $\theta = 71^\circ$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ матрицы).

Угол между направлением развивающегося двойника в матричном материале $\{h,k,l\}$ < u,v,w > и произвольным направлением в сдвойникованном материале

(направлением двойникового скольжения или нормали к данной плоскости) вычисляли как в [5]:

$$\cos \gamma = \frac{u_i u_j'' + v_i v_j'' + w_i w_j''}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2} \sqrt{u_j''^2 + v_j''^2 + w_j''^2}}$$

Возможные плоскости вторичного двойникового скольжения и двойникового для всех вариантов пересечения двойников приведены в табл. 1. Символом «*» отмечены плоскости, являющиеся плоскостями скольжения и двойникового. Отрицательные значения фактора Шмида относятся только к плоскостям двойникового и означают, что направления действия эффективных касательных напряжений в этих плоскостях противоположны направлению сдвига при двойниковании.

Из таблицы 1 следует, что количество активных плоскостей вторичного двойникового скольжения во всех вариантах пересечения двойников примерно одинаково за исключением четвертого варианта, для которого нет ни одной плоскости вторичного двойникового со значением фактора Шмида большим 0,2 и нет ни одной плоскости скольжения со значением фактора Шмида большим 0,35. Так, например, в пятом варианте пересечения двойников вторичное двойникование в ста-

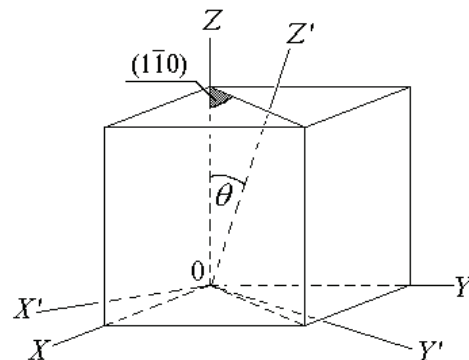


Рис. 1. Схема взаимного расположения систем координат матрицы и статической двойниковой прослойки для ОЦК-решетки

Таблица 1

Плоскости вторичного двойникования и скольжения в остаточном двойнике

Плоскости скольжения и двойникования статического двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники			
	Варианты пересечений			
	1, 6	2, 3	4	5
	$(\bar{1} \bar{1} 2) [111]$ $(\bar{2} 11) [\bar{1} \bar{1} \bar{1}]$	$(\bar{1} 12) [1 \bar{1} 1]$ $(2 \bar{1} \bar{1}) [1 \bar{1} 1]$	$(2 \bar{1} 1)$ $[1 \bar{1} \bar{1}]$	(211) $[1 \bar{1} \bar{1}]$
$(011) [\bar{1} \bar{1} 1]$	0,422	0,304	0,267	0,149
$(011) [\bar{1} 1 \bar{1}]$	0,299	0,425	0,276	0,150
$(0 \bar{1} 1) [111]$	0,267	0,275	0,007	0,001
$(0 \bar{1} 1) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0,454	0,454	0,002	0,002
$(101) [\bar{1} \bar{1} 1]$	0,422	0,149	0,267	0,304
$(101) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0,299	0,150	0,276	0,425
$(10 \bar{1}) [111]$	0,267	0,001	0,007	0,275
$(10 \bar{1}) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0,454	0,002	0,002	0,454
$(110) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0,155	0,305	0,274	0,423
$(110) [\bar{1} 1 \bar{1}]$	0,155	0,423	0,274	0,305
$(\bar{1} 10) [111]$	0	0,275	0	0,275
$(\bar{1} 10) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0	0,453	0	0,453
$(123) [\bar{1} \bar{1} 1]$	0,478	0,174	0,302	0,002
$(\bar{1} \bar{2} 3) [111]$	0,302	0,207	0,008	0,103
$(\bar{1} 23) [1 \bar{1} 1]$	0,397	0,322	0,210	0,285
$(1 \bar{2} 3) [1 \bar{1} 1]$	0,456	0,400	0,106	0,162
$(312) [1 \bar{1} \bar{1}]$	0,167	0,002	0,312	0,481
$(3 \bar{1} \bar{2}) [111]$	0,202	0,105	0,005	0,312
$(31 \bar{2}) [1 \bar{1} 1]$	0,402	0,159	0,102	0,459
$(3 \bar{1} 2) [11 \bar{1}]$	0,319	0,283	0,202	0,401
$(231) [\bar{1} 1 \bar{1}]$	0,004	0,481	0,311	0,174
$(\bar{2} 3 \bar{1}) [111]$	0,101	0,312	0,003	0,208
$(\bar{2} 31) [11 \bar{1}]$	0,159	0,457	0,101	0,398
$(23 \bar{1}) [1 \bar{1} 1]$	0,289	0,402	0,206	0,319
$(112) [\bar{1} \bar{1} 1]^*$	0,487	-0,090	-0,308	-0,090
$(\bar{1} \bar{1} 2) [111]^*$	0,308	-0,158	0,008	-0,158
$(\bar{1} 12) [1 \bar{1} 1]^*$	0,434	-0,246	0,161	-0,349
$(1 \bar{1} 2) [1 \bar{1} 1]^*$	0,434	-0,349	0,161	-0,246
$(121) [1 \bar{1} 1]^*$	-0,083	0,490	-0,317	-0,089
$(\bar{1} 2 \bar{1}) [111]^*$	-0,154	0,317	-0,004	-0,159
$(\bar{1} 21) [111]^*$	-0,244	0,437	0,154	-0,347
$(12 \bar{1}) [1 \bar{1} 1]^*$	-0,352	0,438	0,157	-0,243
$(211) [1 \bar{1} \bar{1}]^*$	-0,083	-0,089	-0,317	0,490
$(2 \bar{1} \bar{1}) [111]^*$	-0,154	-0,159	-0,004	0,317
$(21 \bar{1}) [1 \bar{1} 1]^*$	-0,352	-0,243	0,157	0,438
$(2 \bar{1} 1) [11 \bar{1}]^*$	-0,244	-0,347	0,154	0,437

тической прослойке будет наблюдаться по плоскостям (211), $(2 \bar{1} \bar{1})$, $(21 \bar{1})$, $(2 \bar{1} 1)$. Однако вероятность развития двойника по (211) больше, так как величина фактора Шмида в этой плоскости имеет наибольшее значение.

На основании данных таблицы 1, для каждого варианта пересечения двойников были составлены дислокационные реакции взаимодействия скользящих дислокаций со скользящими, двойнивающими дислокаций с двойнивающими и скользящих дислокаций с двойнивающими с учетом возможных направлений сдвига и выполнения критерия Франка.

Для материала остаточного двойника возможны следующие взаимодействия двойнивающих дислокаций:

а) в первом варианте

$$\frac{a}{6} [111] + \frac{a}{6} [\bar{1} \bar{1} 1] \rightarrow \frac{a}{3} [001];$$

б) во втором и третьем вариантах

$$\frac{a}{6} [1 \bar{1} 1] + \frac{a}{6} [11 \bar{1}] \rightarrow \frac{a}{3} [100]$$

$$\frac{a}{6} [1 \bar{1} 1] + \frac{a}{6} [\bar{1} 11] \rightarrow \frac{a}{3} [001];$$

в) в четвертом варианте

$$\frac{a}{6} [11 \bar{1}] + \frac{a}{6} [1 \bar{1} 1] \rightarrow \frac{a}{3} [100]$$

$$\frac{a}{6} [11 \bar{1}] + \frac{a}{6} [\bar{1} 11] \rightarrow \frac{a}{3} [010];$$

г) в пятом варианте

$$\frac{a}{6} [1 \bar{1} \bar{1}] + \frac{a}{6} [111] \rightarrow \frac{a}{3} [100];$$

д) в шестом варианте

$$\frac{a}{6} [\bar{1} \bar{1} \bar{1}] + \frac{a}{6} [1 \bar{1} 1] \rightarrow \frac{a}{3} [0 \bar{1} 0]$$

$$\frac{a}{6} [\bar{1} \bar{1} \bar{1}] + \frac{a}{6} [\bar{1} 11] \rightarrow \frac{a}{3} [\bar{1} 00].$$

Все вышеперечисленные взаимодействия двойнивающих дислокаций, лежащих в плоскостях $\{112\}$, можно объединить в реакцию типа

$$\frac{a}{6} \langle 111 \rangle + \frac{a}{6} \langle 111 \rangle \rightarrow \frac{a}{3} \langle 100 \rangle.$$

Как видно, такие взаимодействия приводят к образованию дислокаций $\frac{a}{3} \langle 100 \rangle$. Эти дислокации являются сидячими, так как они не лежат в плоскостях скольжения и их векторы Бюргера не параллельны направлениям двойникования или скольжения. Можно утверждать, что взаимодействие двойников при их пересечении во всех шести вариантах ответственно за

образование дислокаций $\frac{a}{3} \langle 100 \rangle$, накопление и по-

следующее объединение которых по реакции $\frac{a}{6} \langle 111 \rangle +$

$+ \frac{a}{6} \langle 111 \rangle \rightarrow \frac{a}{3} \langle 100 \rangle + \frac{a}{3} \langle 100 \rangle + \frac{a}{3} \langle 100 \rangle \rightarrow a \langle 100 \rangle$ приводит к возникновению дислокаций с вектором Бюргера $a \langle 100 \rangle$.

При взаимодействии скользящих дислокаций со скользящими и двойнивающими дислокаций с двойнивающими для материала статической двойниковой прослойки возможно осуществление следующих реакций:

$$\frac{a}{2} \langle 111 \rangle + \frac{a}{2} \langle 111 \rangle \rightarrow a \langle 100 \rangle$$

$$3 \frac{a}{6} \langle 111 \rangle + \frac{a}{2} \langle 111 \rangle \rightarrow a \langle 100 \rangle.$$

Дислокации с вектором Бюргера $a \langle 100 \rangle$ являются сидячими, накопление и последующее объединение которых может привести к зарождению разрушения.

Выше отмечалось, что при составлении дислокационных взаимодействий учитывался критерий Франка. Встреча двух дислокаций с векторами Бюргера, удовлетворяющими критерию Франка, совсем не означает, что дислокационная реакция будет реализована. Критерий Франка представляет собой лишь необходимое условие, указывая на потенциальную возможность ее протекания, но не является достаточным [6]. Более

корректно задача о возможности протекания дислокационной реакции решается путем вычисления величины зоны рекомбинации, образовавшейся в результате взаимодействия гибких дислокаций.

Необходимо отметить, что рассмотренные взаимодействия пересекающихся двойников определяют лишь возможные условия для распространения вторичного двойнивания или скольжения. Для окончательного вывода необходимо исследовать условия зарождения двойнивающих дислокаций во вторичных плоскостях двойнивания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Халл Д. Двойнивание и зарождение трещины в металлах с ОЦК решеткой // Разрушение твердых тел. М., 1967.
2. Priestner R. The Relationship Between Brittle Cleavage and Deformation Twinning in BCC Metals. Deformation Twinning. New York; London; Paris: Metall Soc. Conf., 1964. V. 25. P. 321-355.
3. Федоров В.А., Финкель В.М., Плотинов В.П. Образование трещин на границе зерен и двойников в цинке при охлаждении до низких температур // Физика металлов и металловедение. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 413-416.
4. Федоров В.А., Куранова В.А., Плотинов В.П. Особенности пересечения двойников в кадмии // Физика металлов и металловедение. 1986. Т. 62. Вып. 1. С. 161-165.
5. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. М., 1998.
6. Предводителев А.А., Троицкий О.А. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах. М.: Атомиздат, 1973.

УДК 537.221; 539.37

ДЕФОРМАЦИЯ КРИСТАЛЛОВ PbS В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© А.А. Урусовская, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккауер*

Россия, Москва, Институт кристаллографии РАН,
*Университет Дружбы народов

Urusovskaya A.A., Smirnov A.E., Bekkauer N.N. Deformation of PbS crystals in magnetic field. The action of magnetic field on PbS crystals during compression with constant strain rate causes their plastifying revealed in the lowering of the yield point, shortening of the easy glide deformation stage and reducing of the work-hardening coefficient. The observed macroscopic magnet plastic effect is similar to the one found earlier in alkali halides.

До сих пор опыты деформирования кристаллов в магнитном поле проводились преимущественно на металлах [1–4] и щелочногалогенидных кристаллах [5–7]. В большинстве случаев наблюдалось пластифицирующее влияние магнитного поля, проявляющееся в снижении предела текучести [5, 6] и (или) скорости деформационного упрочнения [7]. Влияние магнитного поля на пластичность полупроводниковых кристаллов изучено лишь в единичных работах [8, 9]. В настоящей работе приведены первые результаты пластической деформации кристаллов PbS в магнитном поле. Эти кристаллы имеют ионно-ковалентный тип связи и решетку типа NaCl.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе использованы кристаллы, выращенные из расплава методом Бриджмена. Образцы для испытания

на сжатие были выколоты по плоскости спайности {100} размером около $1 \times 1,5 \times 3,5$ мм³. Предварительная термообработка не проводилась. Сжатие осуществлялось на установке, использованной в [5, 6], со скоростью $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ при комнатной температуре. Магнитное поле варьировалось от 0 до 0,45 Тл. Изучено влияние магнитного поля на кривые деформации и предел текучести.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлены кривые деформации, полученные в отсутствие магнитного поля (1) и в магнитном поле 0,45 Тл (2). Можно видеть, что кривые в обоих случаях трехстадийные. Магнитное поле снизило предел текучести, сократило протяженность стадии легкого скольжения и уменьшило скорость деформационного упрочнения на II стадии деформации. Эти