

рыву цепочки, а вызывает рост энергии узлов с координатами $X \leq 2l$ (см. рисунок, б).

Отсутствие трансляционной инвариантности и ограниченность спектра идеальной цепочки приводят к тому, что состояния с энергией $E > E_{\max}$ оказываются локализованными, а спектр цепочки при соответствующих значениях энергии — дискретным. Состояния с энергией $E > E_{\max}$ принадлежат в общем случае только одной цепочке и имеют амплитуды, значительные лишь для резонансных для данной энергии узлов, близких к узлу с $E_X \approx E$. Максимум электронной плотности находится вблизи границы, однако при $E \rightarrow E_{\max}$ длина локализации состояния расходится. Поскольку число цепочек очень велико и все они обладают одинаковым зонным спектром, в системе существует квазинепрерывный спектр поверхностных состояний. В отличие от случая однородного материала в сверхрешетке в магнитном поле возможно появление поверхностных состояний со сколь угодно большой длиной локализации.

В качестве простейшего примера рассмотрим случай, когда $T \sim 2\pi l$, в котором в каждой из цепочек можно учитывать только взаимодействие с ближайшим соседом, а также считать, что амплитуды на узлах $X < 0$ пренебрежимо малы. В этом случае спектр поверхностных состояний вблизи края зоны дается выражением

$$E_{\text{пов}} = E_X + V_X^2 / (2E_X - E_{X-l} - E_0) / (E_X - E_0) (E_X - E_{X-l})$$

с плотностью состояний $\rho(E) = l / 2\pi l^2 (\partial E_{\text{пов}} / \partial X)^{-1}$ и длиной локализации $\gamma^{-1}(E) \sim \ln((E - E_0) / V)$.

Наличие таких поверхностных состояний должно влиять на кинетические свойства (например, холловскую проводимость) и радиочастотное поглощение в сверхрешетках. Аналогичными свойствами будут обладать и другие системы, например двумерный электронный газ в инверсном слое с переменным легированием в поперечном магнитном поле.

Авторы благодарят С. М. Апенко, Л. В. Келдыша и П. Б. Лернера за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 485—521.
- [2] Бережковский А. М., Сулис Р. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 193—199.
- [3] Гвоздиков В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 320—322.
- [4] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1966. 295 с.
- [5] Девисон, Левин Дж. Поверхностные (таммовские) состояния. М.: Мир, 1973. 231 с.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
29 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
24 января 1989 г.

КИНЕТИКА РАЗВИТИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ ВОКРУГ ОТПЕЧАТКА ИНДЕНТОРА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

С. В. Лубенец, П. И. Фейчук, Л. С. Фоменко, Л. П. Щербак

Пластичность элементарных (Si, Ge) и смешанных (A^2B^6 , A^3B^5) полупроводниковых кристаллов в значительной мере определяется механизмами движения дислокаций в высоком рельефе Пайерлса [1, 2]. Сведения:

о подвижности дислокаций в теллуриде кадмия отсутствуют, и вывод о пайерлсовском механизме пластического течения этих кристаллов делается лишь на основании макроскопических экспериментов [3-5]. В настоящей работе приводятся некоторые данные, характеризующие подвижность дислокаций в кристаллах CdTe, полученные при исследовании эволюции дислокационных лучей розетки укола.

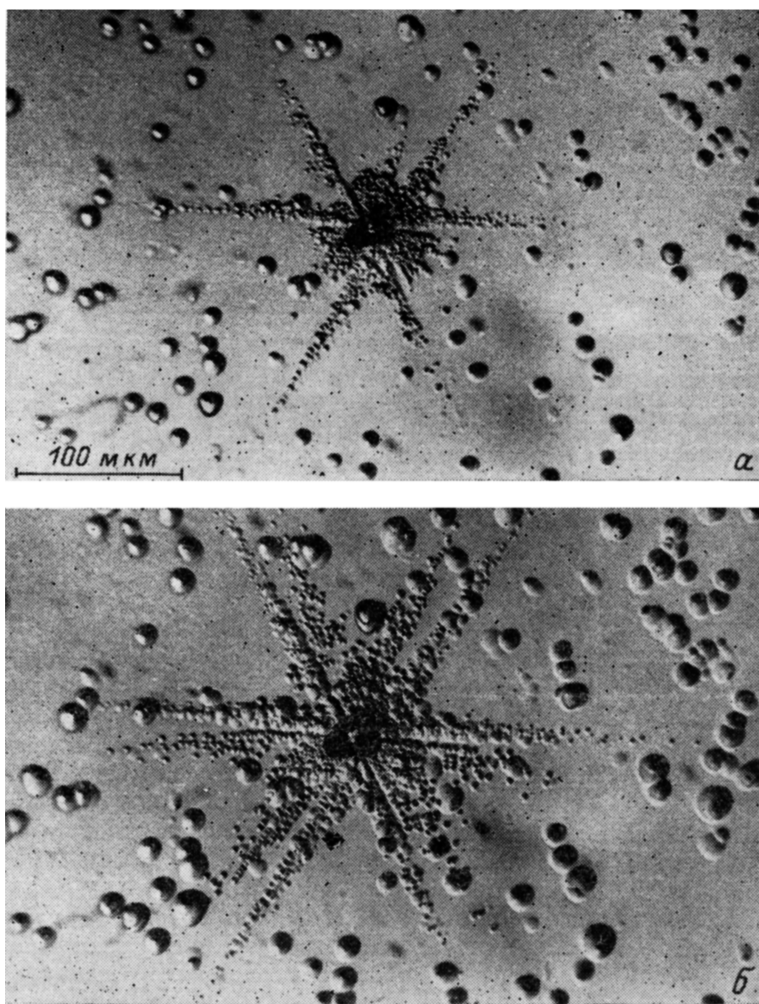


Рис. 1. Структура дислокационной розетки укола на плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ кристаллов теллурида кадмия при $T=300$ К.

Время отжига (при $T=300$ К) равно 5 с (а) и 20 мин (б). Нагрузка индентирования 10 г.

Эксперименты выполнены при комнатной температуре на кристаллах r -типа, выращенных методом Бриджмена. Плоские образцы с поверхностями, параллельными плоскостям $\{111\}$, вырезали с помощью вольфрамовой проволоки, смачиваемой смесью шлифовального порошка (~ 1 мкм) с керосином. Поверхности притирали на стекле с помощью того же порошка и химически полировали для удаления поврежденного слоя в растворе $K_2Cr_2O_7 : HNO_3 : H_2O$ (4 г : 10 мл : 25 мл) [6]. Уколы наносили на приборе ПМТ-3 стандартной алмазной пирамидкой при нагрузке 0.05—0.5 Н. Время опускания и подъема индентора ~ 5 с, время нагружения ~ 5 с, за исключением специальных экспериментов. Дислокации выявляли избирательным химическим травлением в растворе, разработанном в [7], — HF : 50 % раствор CrO_3 в воде (2 : 3). Этот травитель ус-

пешно выявляет как ростовые, так и свежие дислокации (рис. 1). Исходная плотность дислокаций в исследованных кристаллах $\rho \approx 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$.

Дислокационная розетка, образованная при индентировании плоскости $\langle 111 \rangle$ и показанная на рис. 1, содержит шесть двойных лучей, имеющих направления $\langle 110 \rangle$. Согласно [8], лучи образованы 60° -ными α - (длинные лучи) и 60° -ными β -дислокациями (короткие лучи). Отметим, что использование травителя [7] позволяет легко идентифицировать α - и β -лучи. Диаметр ямок травления на β -дислокациях примерно в 1.4 раза больше, чем на α -дислокациях. В [8], где был использован другой травитель, разработанный в [9], о таком различии в размере ямок не сообщалось.

Многочисленное травление индентированного кристалла показало, что структура дислокационного ансамбля вокруг отпечатка не является равновесной. Со временем происходит самопроизвольное удлинение дислокационных лучей розетки укола (рис. 1), указывающее на релаксацию напряженного состояния материала в области индентирования. В данной

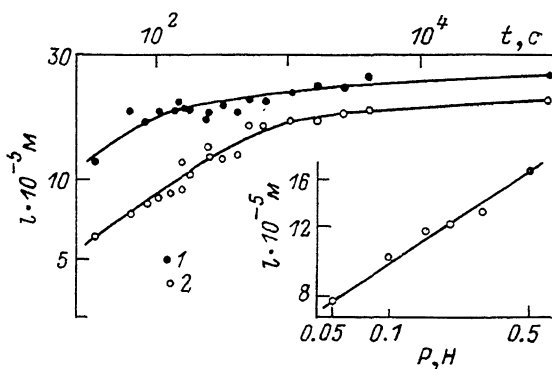


Рис. 2. Зависимость средней длины l α - (1) и β -лучей (2) дислокационной розетки укола от времени отжига t (нагрузка индентирования $P=15$ г) и нагрузки P (время отжига 10 мин). $T=300$ К.

работе была изучена кинетика этого процесса, особенности удлинения лучей α - и β -типа, а также кинетика удлинения лучей в условиях постоянно действующей нагрузки на индентор (режим ползучести).

На рис. 2 приведена зависимость средней длины l α - и β -лучей розеток укола от времени отжига, равного интервалу времени между снятием нагрузки и травлением. Видно, что скорость удлинения постепенно уменьшается и длина лучей приближается к некоторому равновесному значению. При длинах лучей, не слишком близких к равновесным, кинетика удлинения лучей может быть описана степенной функцией $l \sim t^{1/3}$. Важным представляется тот факт, что на единую зависимость $l(t)$ укладываются экспериментальные результаты, полученные тремя способами: 1) многократное травление образца с уколом через некоторые промежутки времени; 2) однократное травление образца с уколами, нанесенными на поверхность образца через заданные интервалы времени, так что каждая точка на зависимости $l(t)$ отвечает отдельной розетке; 3) травление после подъема индентора, действовавшего на поверхность образца в течение времени t (режим ползучести). Совпадение данных свидетельствует о незначительном вкладе напряжения, создаваемого индентором, в общее напряжение, действующее на головную дислокацию в луче. Отличительная черта режима ползучести состоит лишь в том, что зависимость $l \sim t^{1/3}$ сохраняется до больших значений l .

Из рис. 2 видно, что α -дислокации движутся гораздо быстрее, и это особенно ярко проявляется при малых временах отжига. С ростом времени по мере приближения к равновесному состоянию наблюдается тенденция к выравниванию длин α - и β -лучей. Факт большей подвижности α -дислокаций по сравнению с β -дислокациями в кристаллах CdTe отмечен в [8],

где в условиях одноосного сжатия образца наблюдалось смещение α -дислокаций на несколько мм при неподвижных β -дислокациях.

На вставке к рис. 2 показана зависимость средней длины β -лучей от величины нагрузки на индентор, характерная для малых времен отжига, когда $l \sim t^{1/3}$. Экспериментальные данные хорошо описываются степенной функцией с показателем $1/3$: $l \sim P^{1/3}$. Ввиду высоких скоростей α -дислокаций получить для них подобную зависимость не представляется возможным. С увеличением времени нагружения, когда дислокационный ансамбль стабилизируется, показатель степени для обоих типов лучей приближается к $1/2$.

В [10] был проведен приближенный анализ движения дислокаций в поле сосредоточенной нагрузки. Предполагая, что скорость дислокаций описывается выражением $v \sim (\tau^*)^m \exp(-U/kT)$, где τ^* — эффективное напряжение, U — энергия активации движения дислокации, не зависящая от напряжения, авторы нашли зависимость длины луча от величины нагрузки на индентор, температуры и длительности приложения нагрузки

$$l \sim P^{m/2m+1} t^{1/2m+1} \exp[-U/kT(2m+1)].$$

Видно, что в довольно простом эксперименте, исследуя зависимость $l(P, t, T)$, можно определить такие важные динамические характеристики дислокаций, как чувствительность скорости дислокаций к напряжению m и энергии активации U . Данные по зависимости $l(t, P)$, полученные нами на кристаллах теллурида кадмия, хорошо описываются этой формулой при $m=1$. Отклонения, наблюдающиеся при длинах лучей, близких к равновесным, указывают на необходимость корректного учета внутренних напряжений, действующих на головную дислокацию со стороны дислокаций, сторонних по отношению к данному лучу [10].

Изложенные результаты допускают два альтернативных вывода относительно механизма торможения дислокаций, и это свидетельствует о необходимости дополнительных исследований.

1. В большинстве работ по динамике отдельных дислокаций в полупроводниковых кристаллах [11] получена степенная зависимость скорости дислокаций от напряжения с малым показателем степени $m \leq 2$, что является одним из признаков пайерлсовского механизма. Наши данные могли бы служить указанием на то, что кристаллы CdTe также характеризуются высоким рельефом Пайерлса. Тогда большое значение $m \approx 10$, полученное нами в макроскопических исследованиях пластичности CdTe [5], следовало бы приписать особенностям движения дислокаций в сложном дислокационном ансамбле деформируемого кристалла по сравнению с движением лидирующих дислокаций в тонких линиях скольжения.

2. В случае щелочно-галогидных кристаллов подвижность отдельных дислокаций в термоактивированной области обычно характеризуется большим показателем степени $m \geq 10$ [11], что присуще примесному механизму торможения дислокаций. В частности, согласно данным [12], в LiF $m \approx 16$ (мягкий кристалл) и $m \approx 24$ (жесткий кристалл). В то же время при изучении спонтанной аннигиляции дислокационных диполей в подобных кристаллах LiF получена линейная зависимость скорости дислокаций от напряжения [13]. При этом энергия активации оказалась нечувствительной к напряжению, но возрастала с увеличением концентрации примеси в кристалле. Возможно, что подобная ситуация наблюдается и в кристаллах CdTe, где малые напряжения реализуются в голове дислокационного луча розетки укола ($m=1$) и большие — в макроскопических экспериментах на сжатие ($m \approx 10$). Здесь уместно обратить внимание на обнаруженное нами отсутствие заметной спонтанной релаксации дислокационного ансамбля около розеток укола в теллуриде кадмия с изовалентной примесью цинка при комнатной температуре, что свидетельствует, вероятно, о зависимости энергии активации движения дислокаций от типа и плотности центров закрепления дислокаций.

Поиски аналогии в механизмах торможения дислокаций и пластичности в целом щелочно-галогидных кристаллов и некоторых бинарных полупро-

водников, по-видимому, не лишены смысла. Особенно это относится к теллуриду кадмия, связи в решетке которого характеризуются высокой степенью ионности (до 67.5 %) [14].

Список литературы

- [1] Alexander H., Haasen P. // Sol. St. Physics. N. Y. and London. 1968. V. 22. P. 27—158.
- [2] Никитенко В. И. Динамика дислокаций. Киев, 1975. С. 7—26.
- [3] Maeda K., Nakagawa K., Takeuchi S. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. 48. N 2. P. 587—591.
- [4] Gutmanas E. Yu., Haasen P. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 63. N 1. P. 193—202.
- [5] Лубенец С. В., Фоменко Л. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 145—150.
- [6] Inoue M., Teramoto I., Takayanagi S. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 8. P. 2578—2582.
- [7] Инденбаум Г. В., Бароненкова Р. П., Бойных Н. М. // Физ. и хим. обраб. материалов. 1971. № 2. С. 91—96.
- [8] Braun C., Helberg H. W., George A. // Phil. Mag. A. 1986. V. 53. N 2. P. 277—284.
- [9] Nakagawa K., Maeda K., Takeuchi S. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. N 9. P. 574—575.
- [10] Gridneva I. V., Milman Yu. V., Trefilov V. I., Chugunova S. I. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 54. N 1. P. 195—206.
- [11] Лубенец С. В. Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Киев, 1974. С. 220—252.
- [12] Gilman J. J., Johnston W. G. // Sol. St. Physics. N. Y. and London. 1962. V. 13. P. 147—222.
- [13] Lee F. M., Shyne J. C., Nix W. D. // Mater. Sci. Engng. 1969/70. V. 5. P. 179—192.
- [14] Phillips J. C. // Rev. Mod. Phys. 1970. V. 42. N 3. P. 317—356.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
27 января 1989 г.

УДК 537.638 : 546.664

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ СОЕДИНЕНИЯ Gd_3Al_2

С. А. Никитин, Ю. И. Спичкин, А. М. Тишин

В настоящее время накоплено большое количество данных о магнитных свойствах интерметаллических соединений. Однако магнитотепловые и магнитообъемные эффекты в интерметаллических соединениях практически не изучены. В данной работе проведены измерения магнитокалорического эффекта (МКЭ) и исследовано влияние давления на намагниченность соединения Gd_3Al_2 . Поликристаллический образец Gd_3Al_2 был приготовлен в электродуговой печи на медном водоохлаждаемом поду в атмосфере аргона. Гомогенизирующий отжиг проводился при температуре 700 °С в течение 50 ч. Методика измерения МКЭ и намагниченности подробно изложена в работах [1, 2].

Соединение Gd_3Al_2 имеет тетрагональную структуру типа Zr_3Al_2 [3] и является типичным ферромагнетиком с парамагнитной температурой Кюри, почти равной точке Кюри T_C [4]. Парамагнитная восприимчивость соединения следует закону Кюри—Вейса, а эффективный магнитный момент редкоземельного атома близок к моменту свободного иона Gd^{3+} [4].

Максимум МКЭ наблюдается вблизи температуры Кюри (рис. 1, 1, 2). При увеличении поля температура максимума МКЭ смещается в сторону низких температур. В поле 55 кЭ максимальная величина МКЭ составляет