

- [8] Merz W. J. Phys. Rev., 1949, vol. 76, N 8, p. 1221—1225.
 [9] Lawless W. N. Phys. Rev. A, 1965, vol. 138, N 6, p. 1751—1759.
 [10] DiDomenico M., Wemple S. H. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 2, p. 720—734.
 [11] Merz W. J. Phys. Rev., 1953, vol. 91, N 3, p. 513—517.
 [12] Chen F. S., Geusic J. E., Kurtz S. K. e. a. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 1, p. 388—398.
 [13] Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965. 396 с.
 [14] Корженевский А. Л. Изв. АН СССР, сер. физич., 1984, т. 48, № 6, с. 1069—1072.

Сибирский технологический институт
Красноярск

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

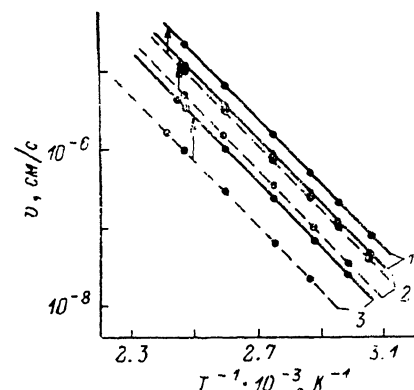
УДК 548.4 : 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ АНТИМОНИДА ИНДИЯ ПРИ ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ИЗГИБЕ

В. И. Барбашов, Т. В. Рсдзина, Н. П. Харин

Впервые реверсивное движение дислокаций в полупроводниковых кристаллах изучалось в работе [1]. Было показано, что при инверсии направления скольжения дислокаций в кремнии и германии скорость 60° -х сегментов сужающихся полупетель почти на два порядка превосходит их скорость при расширении. Исследования реверсивного движения дислокаций, являющихся частью сложной дислокационной структуры, в кристаллах типа A_3B_5 дают обратный по знаку эффект [2]. В настоящей работе исследуется асимметричное движение 60° -х дислокаций в кристаллах антимонида индия с геометрией петель, аналогичных [1].



Зависимость скорости дислокаций от температуры при расширении (штриховые) и сужении (сплошные линии) полупетли, τ , МПа: 1 — 20, 2 — 15, 3 — 10.

Форма дислокационных петель не отличалась от описанных в [1, 3]. Нагружение образцов осуществлялось по схеме четырехопорного изгиба относительно оси [112].

На рисунке приведены результаты исследований реверсивного движения 60° -х дислокаций в зависимости от температуры и величины внешней нагрузки. Видно, что переход от расширения полупетли к ее сужению приводит к параллельному смещению прямых $\lg v - 1/T$ в область более высоких значений скоростей. Отношение скорости обратного движения дислокации к прямому $v_{об}/v_{пр} = 2$ для $\tau = 15$ МПа и возрастает с уменьшением величины внешнего напряжения.

Обнаруженный эффект асимметричного поведения дислокаций в кристаллах антимонида индия качественно согласуется с данными работы [1],

но по величине на порядок меньше. Анализируя полученные результаты, мы пришли к выводу, что предложенный для объяснения асимметричного поведения дислокаций механизм перестройки структурного состояния точечных дефектов [1] не является единственным. В случае коротких дислокационных сегментов их подвижность должна определяться граничными условиями. Важным является не только место выхода 60°-й дислокации на свободную поверхность кристалла, но и в еще большей степени место ее соединения с винтовой дислокацией. Расчет силы, действующей на единицу длины сегмента 1 дислокации с изломом (угол между сегментами θ) на расстоянии λ от точки излома со стороны сегмента 2, равен [4]

$$f = \frac{F_2}{L} = \frac{G}{4\pi i} \left[b_b^2 \left(\frac{\cos \theta - 1}{\sin \theta} - \frac{\nu - \sin \theta \cos \theta}{1 - \nu} \right) + b_b b_{кр} \frac{2\nu \sin^2 \theta}{1 - \nu} + b_{кр}^2 \frac{\cos \theta - 1 + \nu \sin^2 \theta \cos \theta}{(1 - \nu) \sin \theta} + b_n^2 \frac{\cos \theta - 1}{(1 - \nu) \sin \theta} \right]. \quad (1)$$

Для кристаллов с решеткой сфалерита, полагая $|b_b| = |b_{кр}| = |b_n| = \frac{a}{2} \langle 110 \rangle$, величина касательного напряжения, действующего на дислокацию, запишется в виде

$$\tau_0 = \frac{Gb}{4\pi i} \frac{(1 - \cos \theta)(\nu - 3) + 2\nu \sin^2 \theta}{(1 - \nu) \sin \theta}. \quad (2)$$

Учитывая, что в наших опытах характерная длина дислокационного сегмента α -дислокаций $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-6}$ м, вычислим напряжение τ_0 , действующее на элемент дислокации 1 вблизи свободной поверхности кристалла. Используем значения модуля сдвига $G = 24.5$ ГПа [5], коэффициента Пуассона $\nu = 0.26$, вектора Бюргерса $b = 4.58 \cdot 10^{-10}$ м и угла $\theta = 60^\circ$ получим $\tau_0 = -0.4$ МПа. Это напряжение направлено в сторону уменьшения длины дислокационной линии.

Таким образом, расчеты показывают, что со стороны винтовой дислокации на 60°-ю α -дислокацию действует напряжение, сравнимое по величине с уровнем внешних нагрузок. Можно считать, что в опытах по реверсивному движению дислокаций эффективное действующее напряжение равно $\tau_{эф} = \tau - \tau_0$ для прямого движения (случай расширяющейся полупетли) и $\tau_{эф} = \tau + \tau_0$ для обратного движения (случай сужающейся полупетли). В отсутствие внешнего напряжения мелкие дислокационные полупетли должны под действием внутреннего напряжения τ_0 стягиваться. Для предотвращения самостягивания петель используют стабилизирующие напряжения. В частности, для кристаллов InSb величина стабилизирующего напряжения 1.0 МПа [3], что близко к вычисленному значению τ_0 . Отметим, что аналогичный механизм будет проявляться и вблизи свободной поверхности кристалла.

Из приведенного выше анализа следует, что эффект самостягивания должен зависеть от глубины залегания дислокационной полупетли. Действительно, прямая проверка показала, что глубокие α -дислокации ($\lambda > 100$ мкм) не стягиваются при характерных значениях температуры и времени эксперимента.

Авторы благодарны В. И. Алексеенко, Л. А. Зильберману и В. М. Мостовому за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Никитенко В. И., Фарбер Б. Я., Бондаренко И. Е. ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 5, с. 1539—1549.
- [2] Барбашов В. И., Зайцев В. И., Мостовой В. М., Алексеенко В. И. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 9, с. 524—527.
- [3] Ерофеева С. А., Осильян Ю. А. В кн.: Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975, с. 86—90.
- [4] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.

НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В КРИСТАЛЛАХ ZnSe

Р. Балтрамеюнас, А. Жукаускас, В. Стяпанкявичюс

Развитие представлений о природе размытия спектра излучения электронно-дырочной плазмы (ЭДП) связано с моделями разогрева неравновесных носителей заряда (ННЗ) за счет избыточной энергии фотозвозбуждения [1], быстрой диффузии [2], усиления оптических колебаний решетки кристалла [3], нарушения правила отбора по квазимпульсу при межзонных переходах [4], межэлектронного взаимодействия [5], в том числе с участием коллективных колебаний плазмы и связанных плазмон-фононных мод [6, 7]. В [8] на примере кристалла CdSe впервые был достоверно продемонстрирован случай уширения коротковолнового и длинноволнового крыльев полосы люминесценции ЭДП соответственно за счет механизмов разогрева электронов и усиления длинноволновых оптических фононов. Целью настоящей работы был поиск новых экспериментальных данных, свидетельствующих, что подобная ситуация в кристаллах группы A^2B^6 не является единственно возможной. Здесь представлены результаты исследования высокотемпературной люминесценции ZnSe возбуждаемого светом с изменяемой энергией кванта и установлено, что уширение полосы ЭДП обусловливается как разогревом неравновесных квазичастиц, так и многочастичным взаимодействием в плазме.

Эксперимент проводился по методике, описанной в [8], с той разницей, что для перекрытия спектрального диапазона $h\nu_0 \geq E_g$ ($2.7 \div 2.9$ эВ, $h\nu_0$ — энергия кванта возбуждения, E_g — ширина запрещенной зоны) в качестве источника накачки использовался лазер на кумариновых красителях, конвертирующий излучение 3-й гармоники лазера на АИГ: Nd^{3+} (длительность импульса 10 нс). Пучок возбуждающего света фокусировался на свежесколотую поверхность кристалла ZnSe в пятно диаметром 70 мкм, при этом максимальная плотность потока квантов накачки составляла $I_0 = 1 \cdot 10^{25}$ см $^{-2}$ · с $^{-1}$ (≈ 4.5 МВт · см $^{-2}$). Исследовались монокристаллы ZnSe, выращенные из расплава. В спектрах люминесценции изученных образцов при высоких уровнях накачки преобладала одна полоса с типичными признаками рекомбинационного излучения ЭДП: положение максимума находится вблизи E_g , коротковолновый край отражает больцмановский энергетический спектр ННЗ, люкс-интенсивная характеристика переходит от квадратичной к линейной с ростом уровня возбуждения. На рис. 1 показано несколько спектров люминесценции одного из исследованных образцов. При адиабатическом возбуждении электронно-дырочных пар ($h\nu_0 = E_g + 3k_B T = 2.766$ эВ, T — температура решетки, равная 295 К) форма коротковолнового крыла спектров не чувствительна к уровню накачки (спектры 1 и 2), производная контура спектров в области $h\nu > E_g$ с высокой точностью отражает температуру решетки (кривая 2 на рис. 2)