

## ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ GaAs

Марков А. В., Омеляновский Э. М., Освенский В. Б.,  
Поляков А. Я., Ковальчук И. А., Райхштейн В. И., Тишкин М. В.

Изучена связь между распределением плотности дислокаций и концентрацией глубоких центров в полуизолирующих кристаллах арсенида галлия. Из исследований, проведенных методами фотоэлектрической релаксационной спектроскопии, фотопроводимости, фотоэлектродиффузионного тока, видно, что помимо известных центров  $EL2$  изменение плотности дислокаций влияет на концентрацию электронных ловушек  $E_c = -0.35$  эВ (эта концентрация растет с ростом плотности дислокаций) и дырочных ловушек  $E_v + 0.25$  и  $E_v + 0.35$  эВ (их концентрации падают в высокодислокационных областях). Сопоставление с данными, полученными на кристаллах, выращенных из расплавов с различающейся стехиометрией, позволяет предположить, что наблюдаемая корреляция связана с обогащением областей вокруг дислокаций в GaAs мышьяком. Показано, что обнаруженные центры определяют и спектры фотопроводимости, а также фоточувствительность нелегированного полуизолирующего GaAs.

Проблема однородности электрических свойств полуизолирующего арсенида галлия, и в особенности однородности распределения глубоких центров в этом материале, приобретает в настоящее время первостепенное значение в связи с использованием его для создания больших интегральных схем. Эксперименты по оптическому поглощению, микрокатодolumинесценции, пространственному распределению пороговых напряжений полевых транзисторов выявили значительную роль дислокаций в формировании неоднородности такого материала (см., например, [1-3]). Однако уровень понимания конкретной природы обнаруженных неоднородностей пока невысок. Во многом это обусловлено отсутствием данных о влиянии дислокаций на распределение глубоких центров. К настоящему времени сколько-нибудь достоверные сведения получены о распределении основного компенсирующего центра  $EL2$  [3], поскольку только для этого центра существовали количественные методы определения концентрации в полуизолирующем GaAs [4] (именно измерения в полуизолирующем материале и представляют наибольший интерес). Недавно нами было показано, что для определения параметров глубоких центров в высокоомных кристаллах с барьером Шоттки применим метод фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (ФЭРС) [5]. В настоящей работе этот метод использован для установления корреляции между плотностью дислокаций  $N_d$  и регистрируемыми в локальных областях кристалла спектрами глубоких уровней.

*Методики эксперимента.* Исследования проведены на нелегированных полуизолирующих кристаллах арсенида галлия  $n$ -типа проводимости с удельным сопротивлением выше  $10^8$  Ом·см и подвижностью электронов  $(4-5) \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с. Были исследованы кристаллы, полученные методом Чохральского при давлении инертного газа (Ar) в камере 1 атм из предварительно синтезированного материала, и кристаллы, полученные в совмещенном процессе синтеза и выращивания методом Чохральского при давлении аргона до 60 атм. В последнем случае с целью изменения состава кристалла варьировали соотношение концентраций галлия и мышьяка в расплаве. Выращенные монокристаллы имели диаметр от 40 до 60 мм и среднюю плотность дислокаций  $N_d$  от  $1 \cdot 10^4$  до  $5 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup> при характерном  $W$ -образном распределении  $N_d$  по диаметру.

Метод ФЭРС и соответствующая аппаратура описаны нами в [5]. Здесь отметим только, что для возбуждения фототока использовался He—Ne-лазер с длиной волны излучения 0.63 мкм и мощностью около 10 мВт: спектры ФЭРС измерялись в температурном интервале 77—400 К. Барьеры Шоттки создавались напылением золота в вакууме. Для интересующих нас измерений из пластины GaAs толщиной  $\sim 1$  мм вырезали полоску длиной около 16 мм, в кото-

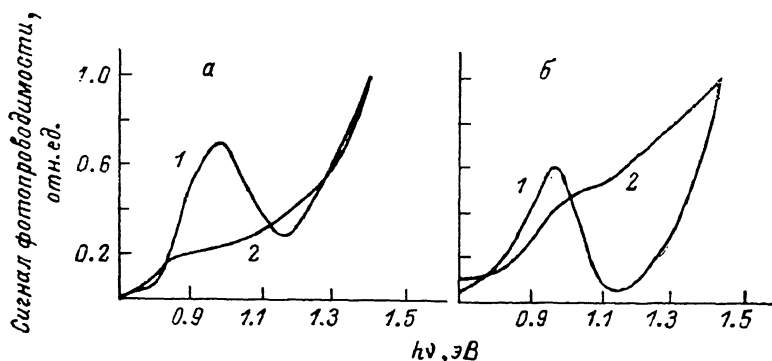


Рис. 1. Спектры фотопроводимости (а) и ФЭХТ (б) в полуизолирующем кристалле GaAs. 1 снята в области с низкой плотностью дислокаций ( $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ ), 2 — в области с высокой плотностью дислокаций ( $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ).

рой плотность дислокаций изменялась в несколько раз. На одну сторону полоски наносили несколько барьеров Шоттки диаметром 1 мм, с обратной стороны создавали омический контакт. Качество барьера контролировали по отношению прямого и обратного токов и по величине и знаку фотоэдс. Приведенные далее измерения относятся к образцам с изгибом зон вверх у барьера, отношением прямого и обратного токов 3 : 5 и значением фотоэдс барьера Шоттки около 0.3 эВ.

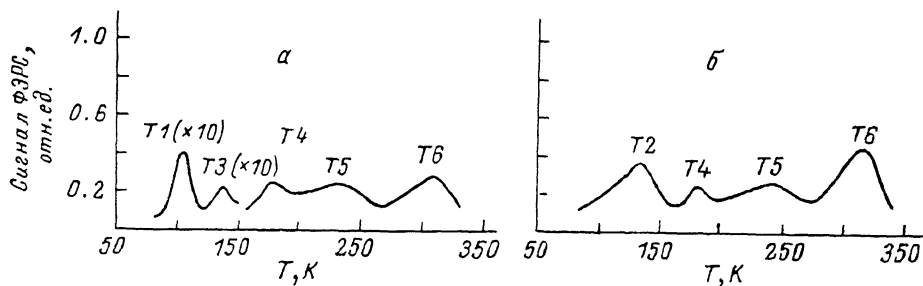


Рис. 2. Спектры ФЭРС нелегированного полуизолирующего кристалла GaAs, выращенного в совмещенном процессе, снятые в областях с низкой плотностью дислокаций (а) и с высокой плотностью дислокаций (б).

Спектры сняты при значениях временных окон  $t_1=100$  и  $t_2=1000$  мс [6].

В дополнение к измерениям методом ФЭРС проводили исследования полученных кристаллов методами спектральной фотопроводимости (ФП) и фотоэлектрохимтока (ФЭХТ). Спектральные зависимости фотоэлектрохимтока, полученные по методике, предложенной в работе [6], хорошо коррелируют с соответствующими спектрами фотопроводимости (ср. рис. 1, а и 1, б). Однако преимуществом метода ФЭХТ является то, что он может быть использован и для локальных исследований спектров фотопроводимости. С этой целью была разработана методика «капиллярного зонда», в которой измерения проводились с помощью заполненного электролитом капилляра, приводимого в контакт с освещенной поверхностью образца. Пространственное разрешение метода при этом составило  $\sim 0.5$ —1 мм. Остальные детали измерений ФЭХТ приведены в работе [7].

*Результаты эксперимента и их обсуждение.* Спектры ФЭРС, представленные на рис. 2 и 3, наглядно демонстрируют определенную связь спектра глубоких центров в кристалле с плотностью дислокаций. Спектры на рис. 2, а

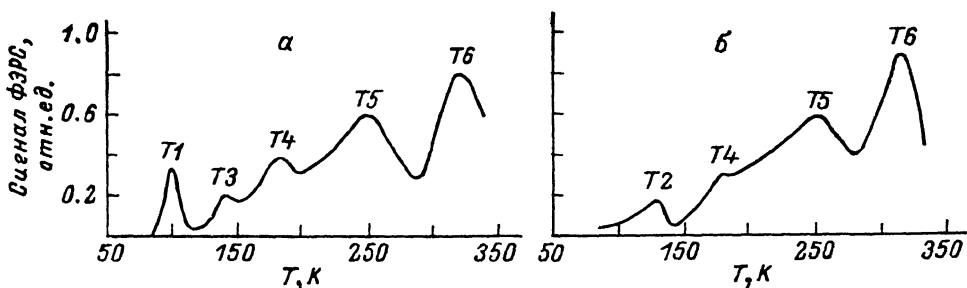


Рис. 3. Спектры ФЭРС нелегированного полупроводящего кристалла GaAs, выращенного из предварительно синтезированного материала, снятые в малодислокационной (а) и высокодислокационной (б) областях кристалла.

Условные измерения те же, что и на рис. 2.

и 3, а получены от областей кристаллов с плотностью дислокаций  $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ , спектры на рис. 2, б и 3, б — от областей с  $N_d \sim 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Отметим при этом, что в соответствии с данными работы [7] нами учитывалась плотность только

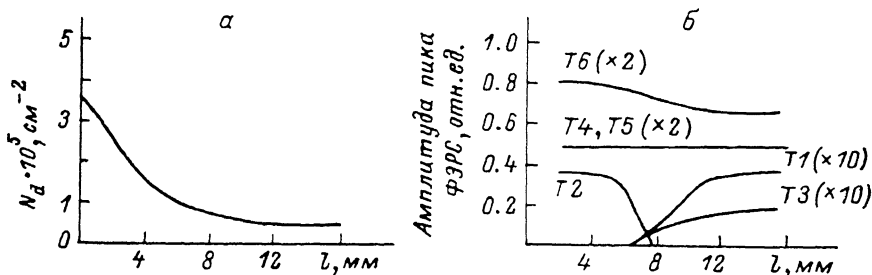


Рис. 4. Связь распределения плотности дислокаций с концентрацией глубоких уровней.

а — распределение плотности дислокаций по длине  $l$  нелегированного полупроводящего кристалла, спектры ФЭРС которого показаны на рис. 2; б — распределение концентрации глубоких уровней по длине того же кристалла (по оси абсцисс отложена амплитуда пика ФЭРС, пропорциональная концентрации центров [8]).

«высокотемпературных» ростовых дислокаций. Спектры, приведенные на рис. 2 и 3, получены от кристаллов, выращенных в совмещенном процессе и из синтезированного материала соответственно. Из сопоставления рисунков видно,

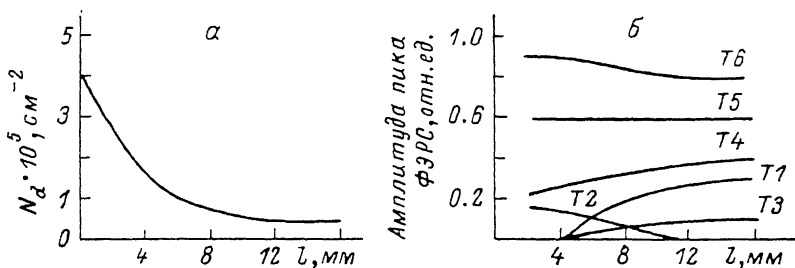


Рис. 5. Связь распределения плотности дислокаций (а) и концентрации глубоких центров по длине нелегированного полупроводящего кристалла GaAs (б), спектры ФЭРС которого приведены на рис. 3.

Обозначения те же, что и на рис. 4.

что изменение плотности дислокаций влияет на характер спектров глубоких центров одинаково независимо от технологии получения монокристаллов. На рис. 4, 5 представлены распределения обнаруженных центров и  $N_d$  по длине

образцов, вырезанных из этих кристаллов. Возрастание  $N_d$  приводит к исчезновению центров  $T1$  и  $T3$ , вместо которых появляются центры  $T2$ . Одновременно уменьшается концентрация центров  $T4$  и несколько возрастает концентрация центров  $T6$ . Энергии ионизации всех обнаруженных центров приведены в таблице. Центры  $T6$  могут быть с достаточными основаниями отождествлены с известными донорами  $EL2$ . Эти центры присутствовали во всех исследованных

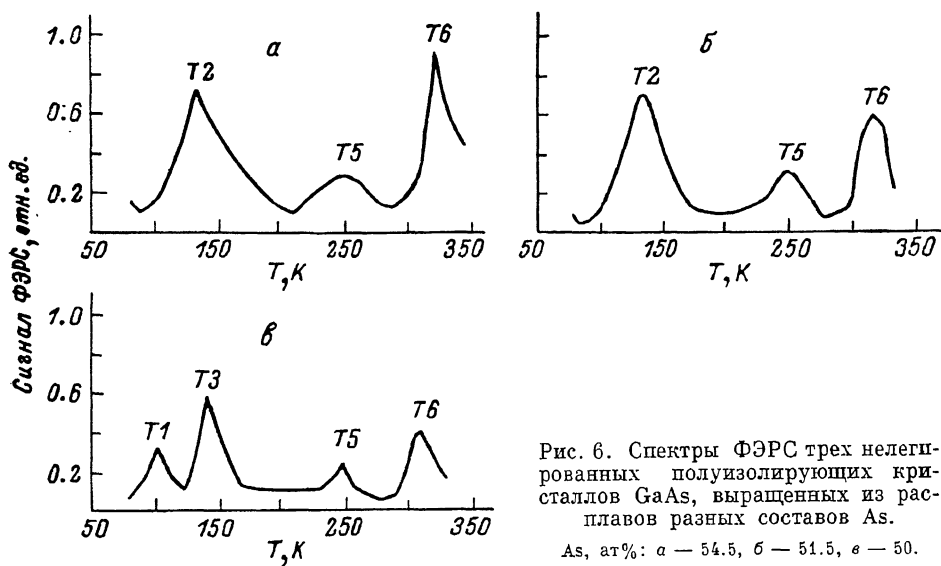


Рис. 6. Спектры ФЭРС трех нелегированных полупроводящих кристаллов GaAs, выращенных из расплавов разных составов As.

As, ат%: а — 54.5, б — 51.5, в — 50.

кристаллах, причем их концентрации, измеренные методом ФЭРС, близки к концентрациям  $EL2$ , измеренным из оптического поглощения [4], а параметры ловушки  $T6$  разумно согласуются с характеристиками  $EL2$ , определенными методом DLTS [8]. Измерения зависимости амплитуды соответствующих пиков ФЭРС от величины и полярности приложенного смещения [5] показывают, что центры  $T1$  и  $T3$  являются дырочными ловушками, расположенными у валентной зоны, а центры  $T2$  — электронными ловушками.

В работе [9] было высказано предположение о перераспределении точечных дефектов между областями с различной плотностью дислокаций в процессе посткристаллизационного охлаждения кристалла. В результате области с более высокой  $N_d$  должны обогащаться мышьяком по отношению к областям с пониженной плотностью дислокаций. На рис. 6 приведены спектры глубоких центров, полученные от трех кристаллов, выращенных из расплавов с различным содержанием мышьяка. Измерения спектров выполнены в эквивалентных областях слитков при сопоставимых значениях  $N_d$ . Видно, что уменьшение содержания мышьяка в расплаве (и соответственно в кристалле) приводит к уменьшению концентрации центров  $T2$  и  $T6$  и появлению ловушек  $T1$  и  $T3$ . Из сопоставления данных, приведенных на рис. 2—6, следует, что особенности распределения глубоких центров соответствуют предположению об обогащении мышьяком областей с повышенной  $N_d$ . На это же указывают и наблюдения спектров ФЭХТ. Во всех исследованных нелегированных кристаллах наблюдаются спектры двух типов, приведенные на рис. 1. Измерения спектров по сечению пластин показывают, что спектр типа 2 наблюдается в областях с высокой плотностью дислокаций, а типа 1 — в областях с низкой  $N_d$ . Увеличение содержания мышьяка в расплаве ведет к преобладанию спектра типа 2, и при

Центры, обнаруженные в нелегированных полупроводящих кристаллах GaAs

№ центра	Ловушка	Энергия ионизации, эВ
$T1$	Дырочная	0.25
$T2$	Электронная	0.35
$T3$	Дырочная	0.35
$T4$		0.45
$T5$	Электронная	0.55
$T6$		0.85

большом избытке мышьяка на всей площади поперечного сечения кристалла наблюдается только этот вид спектра. Следует также отметить, что в пользу вывода об обогащении мышьяком областей с высокой  $N_d$  свидетельствуют и результаты некоторых других исследований, в частности данные по малоугловому рассеянию длинноволнового лазерного излучения [10].

Интересно отметить, что в кристаллах, в которых отсутствуют ловушки  $T1$  и  $T3$ , спектры ФП и ФЭХТ имеют вид, показанный на рис. 1 (кривая 2) и характерный для фотоионизации заполненных доноров  $EL2$  [4, 8]. Тогда же, когда ловушки  $T1$  и  $T3$  присутствуют, наблюдаются спектры типа 1, наличие максимума у которых, по-видимому, связано с ионизацией этих ловушек, соответствующим изменением времени жизни и уменьшением фотопроводимости (на это указывает и изменение фазы сигнала ФП в области 1—1.3 эВ при синхронном детектировании). При собственном возбуждении эти области кристалла имеют более высокую фоточувствительность, что, по-видимому, связано с прилипанием дырок на центрах  $T1$  и  $T3$ .

В заключение отметим, что концентрация ловушек  $T3$ , и в особенности  $T1$ , не пренебрежимо мала и эти ловушки могут быть хотя бы отчасти ответственными за обнаруженное в ряде работ изменение порогового напряжения полевых транзисторов в окрестности дислокации в GaAs (см., например, [3]). Детальное изучение эффекта в [11] показало, что причиной его является более высокая разностная концентрация доноров и акцепторов вблизи дислокации, причем значение этой избыточной концентрации близко к обнаруженной нами концентрации центров  $T1$  и  $T3$  ( $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>), т. е. неоднородность может быть связана с более слабой компенсацией имплантированных доноров в канале полевого транзистора в области, где ниже концентрация ловушек  $T1$  и  $T3$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Brozel M. R., Grant I., Ware R. M., Stirland D. J., Skolnick M. S. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 4, p. 1109—1118.
- [2] Chin A. K., Karuso R., Young M. S. S., Von Neida R. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 5, p. 552—554.
- [3] Miyazawa Sh., Ieki Y., Ishida S., Nanishi Y. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 9, p. 853—855.
- [4] Martin G. M., Jacob J., Poiblaud G., Goltzene A., Schwab C. — In: Def. Rad. Eff. Semicond. London—Bristol, 1981, p. 35—41.
- [5] Омеляновский Э. М., Поляков А. Я., Райхштейн В. И., Рытова Н. С. Об определении параметров глубоких центров в высокоомных полупроводниках методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии глубоких уровней. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1465—1468.
- [6] Otsubo M., Murotani T. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 6, p. L343—L347.
- [7] Марков А. В., Мильвидский М. Г., Освенский В. Б. О роли дислокаций в формировании свойств монокристаллов полупроводящего GaAs. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 634—640.
- [8] Makram-Ebeid S., Langlade P., Martin G. M. — In: Semi-Insulating III—V Mater. Nantwich, 1984, p. 184—203.
- [9] Марков А. В., Морозов А. Н. К вопросу о причинах макроскопической неоднородности монокристаллов арсенида галлия. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 154—157.
- [10] Калинушкин В. П. и др. О скоплениях свободных носителей, связанных с дислокациями в арсениде галлия. — В кн.: Тез. докл. Всес. конф. по физике полупроводников. Минск, 1985, с. 215.
- [11] Takebe T., Shimazu M., Kawasaki A., Kotani T., Nakai R., Kikuchi K., Murai S., Taba K., Akai S., Suzuki T. — In: Semi-Insulating III—V Mater. Nantwich, 1984, p. 335—346.

Государственный  
научно-исследовательский  
и проектный институт  
редкометаллической промышленности  
Москва

Получена 18.12.1986  
Принята к печати 23.04.1987