

тров  $E10$  не зависит от напряженности электрического поля в ОПЗ (профиль концентрации этих дефектов в значительной части ОПЗ является однородным). Скорость накопления центров  $E10$  в НО равна  $1.8 \cdot 10^{-4}$  см $^{-1}$ , что согласуется с данными [4]. Для ОПЗ скорость в 7.9 раза больше и равна  $1.42 \cdot 10^{-3}$  см $^{-1}$ .

Характер профиля концентрации центров  $E10$  не изменится, если зарядовое состояние будет оказывать влияние на накопление вторичных дефектов также

на стадии разделения пар Френкеля, т. е. если увеличение скорости накопления комплексов в ОПЗ происходит за счет увеличения скорости образования изолированных  $I$ . В этом случае с увеличением энергии атомов отдачи влияние зарядового состояния радиационного дефекта на образование комплексов должно уменьшаться. Нами было проведено облучение InP электронами с  $E=4$  МэВ. При переходе от  $\gamma$ -квантов к облучению электронами энергия ато-

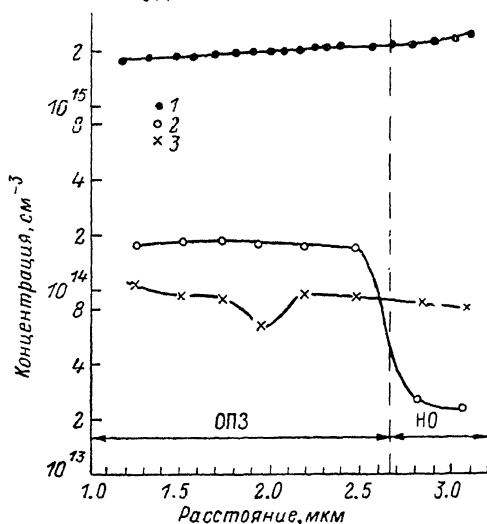


Рис. 2. Профили концентрации мелких доноров (1), центров  $E10$  (2), ловушек  $B$  (3) в образце, облученном при  $U=-9.8$  В.

мов отдачи увеличивается. Скорости накопления центров  $E10$  в НО и ОПЗ при электронном облучении равны  $0.13$  и  $0.78$  см $^{-1}$ , а их отношение, равное 6, близко к значению, полученному при  $\gamma$ -облучении, т. е. зарядовое состояние дефектов оказывает влияние на накопление центров  $E10$  в основном на стадии объединения с  $X$ -дефектом.

Таким образом, установлена высокая скорость накопления центров  $E10$  ( $E_c=0.62$  эВ) в ОПЗ по сравнению с НО при электронном и  $\gamma$ -облучениях  $n$ -InP.

#### Список литературы

- [1] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [2] Брудный В. Н., Пешев В. В., Притулов А. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1124—1126.
- [3] Suski J., Sibille A., Bourgoin J. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 9. P. 875—878.
- [4] Кольченко Т. И., Ломачко В. М., Мороз С. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1075—1078.

Сибирский физико-технический институт  
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ  
Томск

Получено 28.07.1988  
Принято к печати 3.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

## ИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ GaAs

Аброян И. А., Беляков В. С., Крысов Г. А., Титов А. И.

Облучение ионами монокристаллических полупроводниковых подложек с аморфными слоями (АС) на поверхности позволяет перевести их в кристаллическое состояние при температурах, существенно более низких, чем температура обычной термической кристаллизации (см., например, [1-4]). Такая ионно-стимулированная эпитаксиальная твердофазная кристаллизация

(ИСЭТК) относительно хорошо изучена для АС на поверхности германия и кремния. В настоящей работе исследовалась ИСЭТК арсенида галлия, информация о которой весьма ограничена. Так, в [5] впервые наблюдалось ионно-стимулированное восстановление сопротивления аморфизованных слоев на поверхности GaAs и сообщалось, что этот процесс сопровождается появлением точечных рефлексов на электронограммах, т. е. кристаллизацией. Никаких более конкретных сведений о кинетике рекристаллизации при этом не приводилось. Практически то же можно сказать и о работе [6], где ионно-стимулированная кристаллизация наблюдалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Для настоящих исследований использовались образцы (100) GaAs марки АГЧТ-1-20а. Формирование АС осуществлялось облучением при комнатной температуре исходных кристаллов ионами неона с энергией  $E=8$  кэВ при плотности ионного тока  $j=3.2$  мкА/см<sup>2</sup> дозами от  $8 \cdot 10^{14}$  до  $4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Толщина

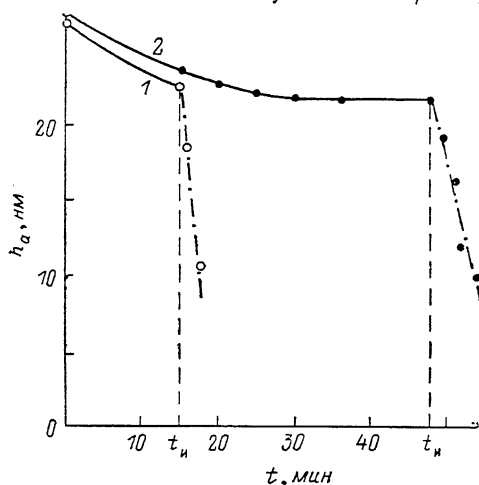


Рис. 1. Термическая (сплошные линии) и ионно-стимулированная (штрихпунктирные) эпитаксиальная кристаллизация аморфных слоев (100) GaAs.

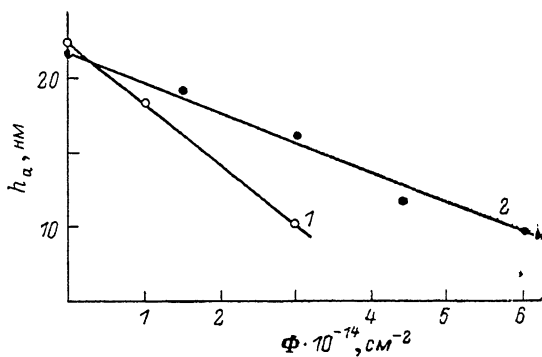


Рис. 2. ИСЭТК АС GaAs, подвергнутых различному предварительному термоотжигу. Время термоотжига, мин: 1 — 15, 2 — 48.

созданного таким образом АС измерялась методом дифракционного каналирования электронов [7, 8] и в зависимости от дозы ионов составляла от 20 до 26 нм.

При прогреве образцов в вакууме при 200 °С толщина АС вначале несколько сокращается, а потом остается практически неизменной. Величина сокращения зависит от дозы ионов и уменьшается с ее ростом. Для случая облучения дозой  $4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> в двух различных экспериментах уменьшение толщины АС ( $h_a$ ) в зависимости от времени термического отжига показано начальными участками кривых 1 и 2 на рис. 1 (сплошные линии). В моменты времени  $t_n$  при той же температуре образцов  $T=200$  °С начиналось их облучение ионами неона с  $E=8$  кэВ при плотности тока  $j=0.32$  мкА/см<sup>2</sup> (см. штрихпунктирные участки кривых 1 и 2). Существенное увеличение наклонов кривых после включения ионного облучения демонстрирует его сильное стимулирующее влияние на кристаллизацию аморфного слоя. Дозовые зависимости толщины АС при ИСЭТК приведены для рассмотренных случаев на рис. 2 (прямые 1 и 2 соответственно).

Как показал анализ особенностей дифракционного каналирования электронов с разной начальной энергией, в описанных экспериментах облучение приводило к сокращению толщины АС до величины  $\sim 10$  нм. При дальнейшем увеличении дозы вместо эпитаксиальной кристаллизации на границе АС—

<sup>1</sup> Ранее в [7] для Ge и в [9] для Si было показано, что скорость ИСЭТК, измеряемая как толщина рекристаллизованного слоя в расчете на один упавший ион, зависит от плотности ионного тока и уменьшается с ее ростом.

монокристалл происходило восстановление структуры по всей толщине оставшегося нарушенного слоя.

Увеличение времени предварительного термического отжига АС (при неизменных прочих условиях эксперимента) приводит, как это видно из сравнения прямых 1 и 2 рис. 2, к уменьшению скорости ИСЭТК. К такому же результату приводит увеличение дозы, используемой при создании АС.

Таким образом, в работе прослежена кинетика низкотемпературной эпитаксиальной кристаллизации аморфных слоев арсенида галлия. Максимальная скорость ИСЭТК, достигнутая в опытах с GaAs, составляла  $5 \cdot 10^{-14}$  нм·см<sup>2</sup>/ион.

#### Список литературы

- [1] Holmén G. et al. // Rad. Eff. 1975. V. 24. N 1/2. P. 45—50.
- [2] Golecki I. et al. // Phys. Lett. 1979. V. 71A. N 2/3. P. 267—269.
- [3] Elliman R. G. et al. // Nucl. Instr. a. Meth. 1985. V. B7/8. Pt. 1. P. 310—315.
- [4] Svensson B., Linnros J., Holmén G. // Nucl. Instr. a. Meth. 1983. V. 209/210. Pt. 2. P. 755—760.
- [5] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Качурич Г. А., Придачин Н. Б., Смирнов Л. С. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 9. С. 1834—1835.
- [6] Sadana D. K. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 3. P. 301—303.
- [7] Титов А. И. // Матер. конф. «Физические основы ионно-лучевого легирования». Горький, 1971. Ч. 2. С. 143—146.
- [8] Подсвилов О. А., Титов А. И., Макаров В. В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1982. № 11. С. 87—93.
- [9] Беляков В. С., Титов А. И. // Тез. докл. Всес. конф. по ионно-лучевой модификации материалов. Черногоровка, 1987. С. 216.

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Получено 28.07.1988  
Принято к печати 3.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

## ДИФфуЗИОННАЯ ДЛИНА ДЫРОК В СЕЛЕНИДЕ ЦИНКА

Оковечников А. П., Мельник Н. Н.

Диффузионная длина неосновных носителей заряда — одна из важнейших характеристик полупроводника, поскольку она определяет параметры приборов, работающих на явлениях инжекции.

В настоящее время имеются ограниченные сведения о диффузионной длине дырок  $L_p$  в ZnSe [1-3], неизвестны факторы, влияющие на ее величину. По данным работы [1], в образцах с  $N_D = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, полученных методом сублимации,  $L_p = 0.5$  мкм. В выращенных из расплава монокристаллах с удельным сопротивлением 0.5 Ом·см  $L_p = 0.45$  мкм [2]. В эпитаксиальных слоях ZnSe с  $N_D = 10^{17} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup> на подложке GaAs получены значения  $L_p = 0.011 - 0.017$  мкм [3].

В данной работе с помощью метода, основанного на измерении зависимости фототока через барьер Шоттки (БШ) от величины обратного напряжения, проведены прямые измерения  $L_p$  и ее температурной зависимости в нелегированных низкоомных монокристаллах ZnSe.

Суть метода заключается в следующем. Фототок короткого замыкания  $I_\psi$  при освещении БШ собственным светом определяется по формуле [4]

$$I_\psi = A [1 - \exp(-\alpha W) / (1 + \alpha L_p)], \quad (1)$$

где  $A$  — постоянная,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $W$  — ширина слоя объемного заряда.