

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ $\text{He}^{2+}$ НА ДИФФУЗИОННУЮ ДЛИНУ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $\text{ZnSe}$

Оконечников А. П., Мельник Н. Н., Гаврилов Ф. Ф.

Диффузионная длина неосновных носителей заряда (ННЗ), являющаяся одной из важнейших характеристик полупроводника, определяется многими факторами.

В монокристаллах  $n\text{-ZnSe}$ , выращенных разными методами, диффузионная длина дырок  $L_p$  находится в пределах 0.011—0.5 мкм [1-4]. Влияние внешних факторов на  $L_p$ , кроме температуры [4], не изучено.

В настоящем сообщении впервые приводятся данные о влиянии облучения ионами  $\text{He}^{2+}$  на  $L_p$  в  $\text{ZnSe}$ .

Дополнительные сведения о свойствах радиационных дефектов, влияющих на процессы переноса носителей заряда, получены методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней при электрическом (НЕСГУ) и оптическом (ОНЕСГУ) возбуждениях.

Величина  $L_p$  определялась по зависимости фототока через барьер Шоттки от величины обратного напряжения по методике, описанной ранее [4].

Исследования проводились на монокристалле выращенного из расплава легированного  $\text{ZnSe}$  кубической модификации, термообработанного в насыщенных парах цинка при температуре 800 °С в течение 25 ч и при температуре 600 °С в течение 145 ч.

Барьер Шоттки получен термическим напылением полупрозрачного слоя серебра толщиной ~30 нм на химически полированную поверхность  $\text{ZnSe}$ . Коэффициент идеальности вольтамперной характеристики равен 1.14. Концентрация нескомпенсированных мелких доноров, определенная по вольтфарадной характеристике, составляет  $2.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

При НЕСГУ измерениях на диод подавалось постоянное обратное смещение 4 В. Перезарядка электронных ловушек осуществлялась импульсами напряжения величиной 4 В, а дырочных — импульсами света лампы ИСП-15. Корреляционная обработка сигнала нестационарной емкости осуществлялась прибором, описанным в [6].

Облучение проводилось при 293 К ионами  $\text{He}^{2+}$  источника  $^{210}\text{Po}$  (4.5—5.3 МэВ). Плотность потока частиц  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

На рис. 1 показаны зависимости фототока короткого замыкания  $I_\phi$  от ширины слоя объемного заряда  $W$  диода  $\text{Ag-ZnSe}$ , облученного различными дозами ионов  $\text{He}^{2+}$ . Видно, что полученные зависимости  $I_\phi(W)$  линейны. Это позволяет по их экстраполяции к  $I_\phi=0$  определить  $L_p$  [4].

После облучения диода дозой  $1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  величина  $L_p$  уменьшилась от 75 до 12 нм (рис. 2). Концентрация нескомпенсированных мелких доноров  $N_D$  снизилась незначительно — от  $2.9 \cdot 10^{17}$  до  $2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Причиной уменьшения  $L_p$  и  $N_D$  является образование под действием облучения радиационных дефектов акцепторного типа — дырочных ловушек, что видно из ОНЕСГУ спектра (рис. 1) (окно скорости 16  $\text{с}^{-1}$ ). Энергия активации

ловушек лежит в пределах 0.1—0.8 эВ. Отсутствие в спектре хорошо разрешенных максимумов обусловлено, по-видимому, большим разнообразием дефектов, создаваемых облучением ионами  $\text{He}^{2+}$ . Несмотря на то что при облучении  $\text{ZnSe}$

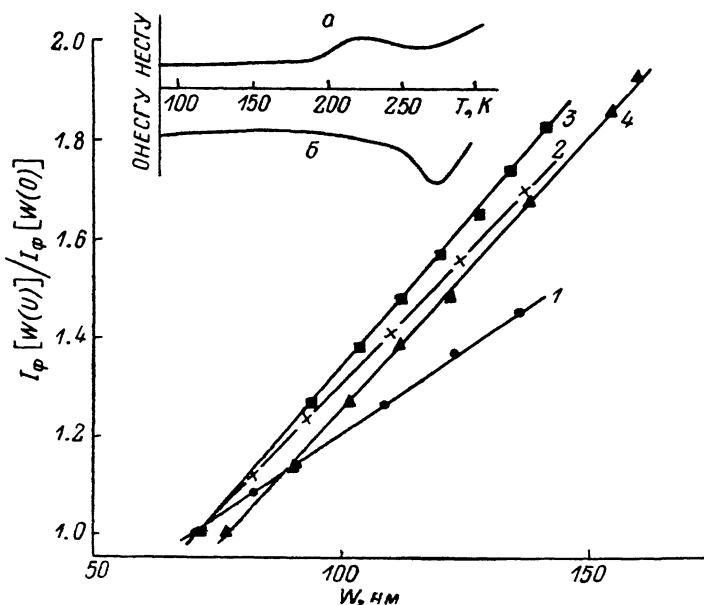


Рис. 1. Зависимость фототока короткого замыкания диода  $\text{Ag-ZnSe}$ , облученного ионами  $\text{He}^{2+}$ , от ширины слоя объемного заряда.

$\Phi$ ,  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 — 0.29, 3 — 0.65, 4 — 1.1. На вставке — спектры НЕСГУ (а) и ОНЕСГУ (б)  $\text{ZnSe}$  после облучения дозой  $1.1 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ .

образуются также дефекты донорного типа (рис. 1), уменьшение  $N_D$  свидетельствует о большей скорости введения акцепторов.

Данные НЕСГУ измерений подтверждаются характером дозовой зависимости  $L_p$ . На основании теории Холла—Шокли—Рида [6, 7] получено выраже-

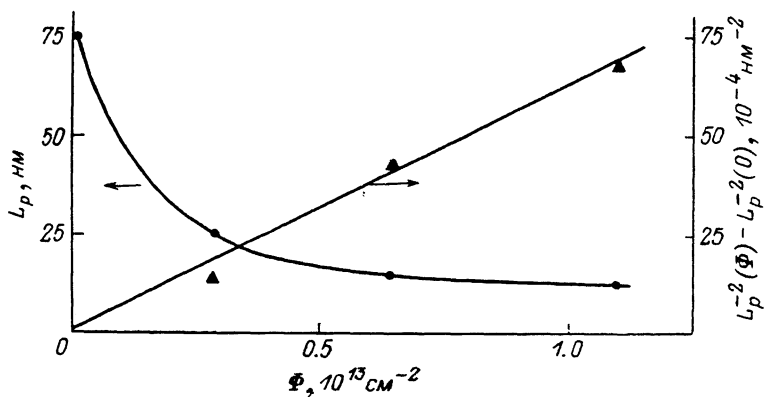


Рис. 2. Зависимость диффузионной длины дырок в  $\text{ZnSe}$  от дозы облучения ионами  $\text{He}^{2+}$ .

ние для описания изменения времени жизни  $\tau$  избыточных ННЗ при облучении полупроводника частицами высоких энергий

$$\frac{1}{\tau(\Phi)} = \frac{1}{\tau(0)} + K\Phi, \quad (1)$$

где  $\tau(0)$  — время жизни в необлученном полупроводнике,  $K$  — постоянная,  $\Phi$  — флюенс бомбардирующих частиц.

Поскольку  $L$  связано с  $\tau$  соотношением  $L = \sqrt{D\tau}$  (где  $D$  — коэффициент диффузии, слабо зависящий от облучения и уровня легирования полупроводника [8]), соотношение (1) можно записать в виде

$$L^{-2}(\Phi) - L^{-2}(0) = \frac{K}{D} \Phi. \quad (2)$$

Как видно из рис. 2, экспериментально полученные данные о влиянии облучения на  $L_p$  удовлетворительно описываются соотношением (2). Это подтверждает предположение о доминирующей роли радиационных дефектов в увеличении скорости рекомбинации избыточных ННЗ.

Таким образом, показано, что диффузионная длина ННЗ в ZnSe, как и в других ранее изученных полупроводниках [8], весьма чувствительна к введению радиационных дефектов и существенно уменьшается при сравнительно небольших дозах облучения, при которых концентрация основных носителей заряда изменяется незначительно.

Основной причиной уменьшения  $L_p$  является повышение скорости рекомбинации из-за образования радиационных дефектов акцепторного типа.

#### Список литературы

- [1] Mach R., Ludwig W. // Phys. St. Sol. 1974. V. A23. N 2. P. 507—516.
- [2] Mora S., Romeo N., Tarricone L. // Sol. St. Commun. 1980. V. 33. N 11. P. 1147—1149.
- [3] Williams J. O., Crawford E. S., Miller B., Patterson A. M., Scott M. D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. V. 16. N 12. P. 2297—2306.
- [4] Оконечников А. П., Мельник Н. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 894—896.
- [5] Оконечников А. П., Мельник Н. Н. // ПТЭ. 1986. № 5. С. 71—74.
- [6] Hall R. N. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 2. P. 387—393. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 5. P. 835—842.
- [7] Loferski J. J., Rappaport P. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1181—1183.
- [8] Коршунов Ф. П., Богатырев Ю. В., Вавилов В. А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. Минск, 1986. 254 с.

Уральский политехнический институт  
им. С. М. Кирова  
Свердловск

Получено 12.07.1989  
Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВАХ ДЛЯ БАРЬЕРОВ С СЕДЛОВЫМИ ТОЧКАМИ

Шикина Н. И., Шикин В. Б.

Одной из проблем в интерпретации ВАХ для барьеров различного происхождения в полупроводниках (границы зерен, границы бикристаллов, дислокационные барьеры и т. д.) является неоднозначное поведение ВАХ в промежуточной области разности потенциалов  $V$  на берегах барьера. В одних случаях [1] ВАХ имеет плато при переходе от омического режима к нелинейному росту тока  $j$  с увеличением  $V$  (рис. 1, а, участок  $b-b'$  на кривой). В других экспериментах [2] такое плато отсутствует, и ВАХ имеет вид рис. 1, б.

Качественное объяснение наличия плато вида рис. 1, а содержится в большом числе работ, использующих одномерную модель барьера с глубокими электронными состояниями, локализованными на его вершине (см., например, [3-5]). Рост тока через барьер в данном случае сопровождается возрастанием плотности свободных электронов на вершине барьера, что в свою очередь ведет к повышению коэффициента заполнения локализованных электронных состояний на вершине барьера и, как следствие, к увеличению высоты барьера.