

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·см²/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. Черногловка, 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 явлении 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⁻³, 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⁻³ 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_ψ 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, α — коэффициент поглощения света, W — ширина слоя объемного заряда.

Если длина пробега квантов света $1/\alpha$ значительно больше суммы ширины слоя объемного заряда и диффузионной длины дырок

$$1/\alpha \gg L_p + W, \quad (2)$$

то можно считать, что генерация дырок в области $L_p + W$ достаточно однородна. Соотношение (2) выполняется при условии $\alpha W \ll 1$ и $\alpha L_p \ll 1$. С учетом этого (1) принимает вид

$$I_\phi = A\alpha(W + L_p). \quad (3)$$

Таким образом, если экспериментальная зависимость $I_\phi(W)$ соответствует (3), то L_p можно определить по экстраполяции I_ϕ к нулю.

L_p измерялась в монокристаллах выращенного из расплава нелегированного ZnSe кубической модификации, термообработанного с целью снижения удельного сопротивления в насыщенных парах цинка при температуре 800 °C в течение 25 ч. Образцы представляли собой пластинки размером $5 \times 5 \times 0.7$ мм, на одной плоскости которых изготовлен омический контакт вжиганием индий-галлиевого сплава при 350 °C в вакууме.

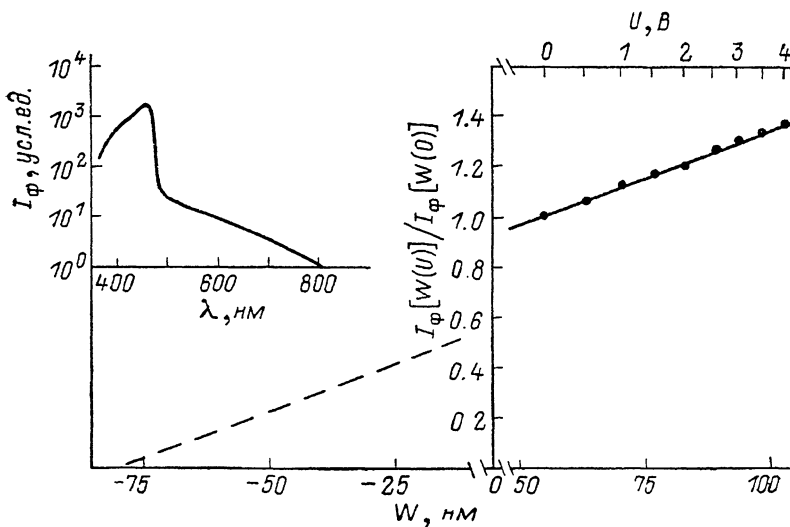


Рис. 1. Зависимость фототока короткого замыкания диода Ag—ZnSe от ширины слоя объемного заряда.

На вставке — спектральная зависимость фототока. $T=293$ К.

Барьер Шоттки получен термическим напылением полупрозрачного слоя серебра толщиной примерно 300 Å на химически полированную противоположную поверхность пластинок ZnSe. Вольтамперная характеристика типичного диода, построенная в полулогарифмическом масштабе, линейна в диапазоне токов 10^{-9} — 10^{-2} А и при 293 К имеет наклон, соответствующий коэффициенту идеальности 1.2. Вольтфарадная характеристика линейна в координатах $C^{-2} = f(U)$, концентрация доноров, определенная по ней, составила $\sim 3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ в диапазоне температур 77—400 К.

На рис. 1 показана зависимость I_ϕ от W , полученная при 293 К и освещении БШ светом с длиной волны, соответствующей его максимальной фоточувствительности. W определялась из соотношения $W(U) = \epsilon\epsilon_0 S/C(U)$, при этом полагалось, что $\epsilon = 8.66$ [3] и не зависит от температуры, поскольку основной вклад в зависимость $C(T)$ вносит температурное изменение диффузионного потенциала.

Экспериментальная зависимость I_ϕ от W линейна в диапазоне температур 77—293 К, что позволяет использовать (3) для определения L_p . Видно (рис. 2), что при снижении температуры от 293 до 77 К L_p монотонно уменьшается от 80 до 25 нм.

Полученную температурную зависимость L_p не удается интерпретировать в рамках какого-либо одного вида механизма рекомбинации. Наличие двух видов рекомбинации — экситонного (при низких температурах) и через локальные центры подтверждается данными фотолюминесценции. В спектре, полученном при возбуждении образцов азотным лазером (337.1 нм) при 77 К, наблюдаются полосы рекомбинационного излучения с максимумами 554 и 620 нм. Проявляются также две полосы краевого излучения — 461 и 445.5 нм. Первая связана с излучательными переходами электронов в донорно-акцепторных парах, а вторая обусловлена аннигиляцией связанных экситонов. Методом

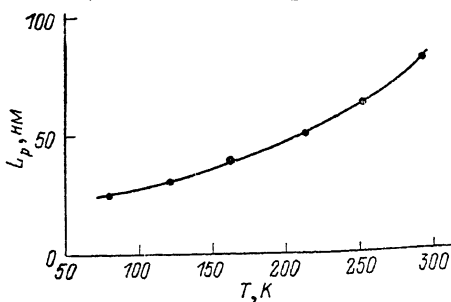


Рис. 2. Температурная зависимость диффузионной длины дырок в ZnSe.

нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней обнаружена серия глубоких электронных ловушек с энергиями от 0.17 до 1.0 эВ, которые могут служить эффективными центрами безызлучательной рекомбинации.

Найденные значения L_p можно использовать для оценки времени жизни дырок τ_p . Действительно, из известных соотношений $\mu_p/D_p = e/kT$ и $\tau_p = L_p^2/D_p$ (где μ_p и D_p — соответственно подвижность и коэффициент диффузии дырок) можно записать формулу для вычисления τ_p :

$$\tau_p = \frac{L_p^2}{\mu_p} \frac{e}{kT}. \quad (4)$$

После подстановки в (4) численных значений диффузионной длины $L_p = 80$ нм и подвижности $\mu_p = 50$ см/В·с [6] при 293 К находим $\tau_p = 5 \cdot 10^{-11}$ с.

В заключение можно отметить, что вентиляльный фотоэффект является удобным экспериментальным методом определения диффузионной длины неосновных носителей заряда в широком интервале температур.

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—1148.
- [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] Gartner W. W. // Phys. Rev. 1959. V. 116. N 1. P. 84—87.
- [5] Woodbury H. H., Aven M. // Phys. Rev. 1974. V. B9. N 12. P. 5195—5202.
- [6] Heaton J. L., Hammond G. H., Goldner R. B. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 9. P. 333—335.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Свердловск

Получено 26.09.1988
Принято к печати 3.01.1989