

≈ 0.29 (состав вблизи $p-n$ -перехода в экспериментальных образцах) составляют $36 \div 91$ мЭВ.

Таким образом, в результате работы показано: 1) для повышения температурной стабильности S -диодов на основе $Al_xGa_{1-x}As$ целесообразно использовать варизонные структуры с тормозящими градиентами ширины запрещенной зоны; 2) немонотонность температурных характеристик тока и напряжения переключения варизонных S -диодов на основе $Al_xGa_{1-x}As$ с тянущим градиентом E_g можно связать с координатной зависимостью энергетического положения доноров относительно дна зоны проводимости.

Авторы выражают благодарность Н. З. Дерикоту, А. В. Буянову и В. Н. Ткаченко за помощь в измерении параметров материала исследованных структур и проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 803—809.
- [2] Shockly W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835.
- [3] Сондаевский В. П., Стафеев В. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 1. С. 80—91.
- [4] Апхирази Г. А., Киви Ю. М., Тимофеев В. Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 4. С. 718—723
- [5] Bhattacharya P. K., Das U., Ludowise M. J. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 10. P. 6623—6631.
- [6] Saxena A. K., Adams A. R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 7. P. 2640—2645.
- [7] Masu K., Tokumitsu E., Konagai M., Takahashi K. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5785—5792.
- [8] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. P. R1—R29.
- [9] Saxena A. K. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 2. P. 777—787.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получено 8.01.1990
Принято к печати 13.04.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ «СПЕКТРАЛЬНАЯ ПАМЯТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКООМНОГО ZnSe»

(ФТП, 1989. Т. 23. В. 11, С. 2090—2093)

Горя О. С., Ковалев Л. Е., Коротков В. А., Маликова Л. В.,
Симапкевич А. В.

По вине авторов в статье допущены некоторые неточности [в тексте и в формулах (2) и (3)].

На стр. 2091 (7-я строка сверху) следует читать: «Спад фототока от своего максимального значения I_m до стационарного $I_{ст}$, соответствующего стационарному значению при освещении светом той же длины волны, но без предварительного возбуждения, происходит за время 10^2 — 10^3 с при $T=100$ К и за 10^1 — 10^2 с при $T=300$ К для различных образцов».

На стр. 2092 формулу (2) следует читать

$$\frac{dm_s}{dt} + \frac{1}{\tau_2} \frac{m_s^2}{m_{s\text{ ст}}} - \frac{m_s}{\tau_2} \left(\frac{m_{s\text{ ст}}}{m_{s\text{ max}}} + e^{-t/\tau_1} \right) = 0.$$

На стр. 2092 формулу (3) следует читать

$$m_s = \frac{m_{s\text{ max}} m_{s\text{ ст}} \exp \left[\frac{m_{s\text{ ст}}}{m_{s\text{ max}}} \frac{t}{\tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} (1 - e^{-t/\tau_1}) \right]}{m_{s\text{ ст}} + m_{s\text{ max}} \exp (\tau_1/\tau_2) [\exp (m_{s\text{ ст}} t / m_{s\text{ max}} \tau_2) - 1]}.$$

Молдавский
государственный университет
им. И. И. Ленина
Кишинев

Получено 23.04.1990

Разброс сечений захвата дырок центрами $E_c + (0.055 - 0.071)$ эВ в разных работах настолько велик [3], что осмысленное сопоставление с сечением захвата дырок ловушками $H2$ не представляется возможным.

О ловушках, похожих на $H3$, сообщалось в связи с исследованиями генерационно-рекомбинационного шума в p -InSb (ссылки можно найти в [5]), однако материала для детального сравнения параметров недостаточно.

Характеристики ловушки $H1$, найденные в нашей работе, очень хорошо совпадают с результатами, полученными в [7] методом РСГУ на ионно-имплантированных n^+ - p -переходах. Это исключает возможность связать обнаруженную в [7] и в нашей работе ловушку с радиационным дефектом, возникающим при имплантации. Тот факт, что вопреки ожиданиям этот центр выглядит в спектрах РСГУ как дырочная ловушка, объясняется большей близостью ее уровня к валентной зоне, чем к зоне проводимости (расчет показывает, что для опубликованных значений сечения захвата электронов донорами $H1$ коэффициент эмиссии дырок с них при температурах, когда наблюдается пик РСГУ, действительно сильно превышает коэффициент эмиссии электронов).

В отношении ловушки $E1$ ранее высказывались предположения, что она связана с комплексами структурных дефектов с кислородом и ее образование подавляется в случае выращивания в присутствии водорода [9]. Наши результаты подтверждают такую идентификацию, поскольку в эпитаксиальных n^+ - p -переходах, полученных в токе водорода, ловушка $E1$ вообще не наблюдается.

Список литературы

- [1] Laff R. A., Fan H. J. // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 1. P. 53—62.
- [2] Hollis J. E. L., Choo C. S., Heasell E. L. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 4. P. 1626—1634.
- [3] Наследов Д. Н., Сметанникова Ю. С. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 1. С. 110—115.
- [4] Барышев Н. С., Вдовкина Е. Е., Мартынович А. П., Несмелова И. М., Цицина Н. П., Аверьянов И. С. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 7. С. 2258—2264.
- [5] Зайтов Ф. А., Исаев Ф. Р., Поляков А. Я., Кузьмин А. В. Влияние проникающей радиации на свойства антимонида и арсенида индия. Баку, 1984. 203 с.
- [6] Lang D. V., Kimmerling L. C. // Latt. Def. Semicond. Conf. Ser. N 23. London—Bristol, 1975. P. 581—588.
- [7] Tsukioka K., Miyazawa H. // Japan. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. N 8. P. L526—L528.
- [8] Martin G. M., Mittonneau A., Pons D., Mircea A., Woodard D. W. // J. Phys. 1980. V. C13. N 6. P. 3855—3882.
- [9] Зайтов Ф. А., Горшкова О. В., Поляков А. Я., Попков А. И., Кеворков М. Н. // ФТТ. 1981. Т. 15. В. 6. С. 836—839.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 10.01.1989
Принято к печати 1.07.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПАМЯТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКООМНОГО ZnSe

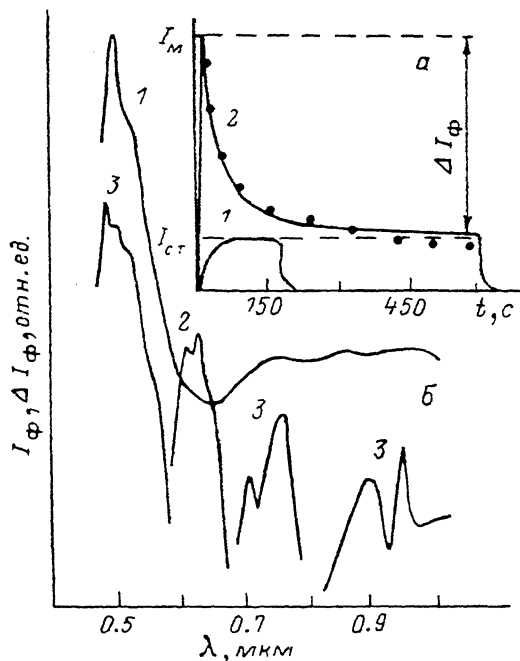
Горя О. С., Ковалев Л. Е., Коротков В. А.,
Маликова Л. В., Симашкевич А. В.

В ряде работ [1-4] наблюдались всплески на релаксационных кривых фотопроводимости, обусловленные различными физическими механизмами. В настоящей работе было обнаружено, что после предварительного оптического возбуждения определенной длины волны высокоомных ZnSe, ZnS, CdS на релаксационных кривых фототока наблюдается всплеск фототока на других длинах волн (см. рисунок, а). Авторами [1, 2] подобное явление связывалось с перезарядкой локальных центров.

Отличие наблюдаемых нами всплесков фототока от известного явления индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ), исследованной авторами [1, 2], проявляется в том, что рассасывание заряда с уровня перезарядки происходит в темноте, что не может быть объяснено в рамках модели, разработанной в [2].

Всплесковый характер фототока исследованных нами образцов ZnSe наблюдался в области температур 100—400 К. Спад фототока от своего максимального значения (I_m) до соответствующего стационарного значения ($I_{ст}$) при освещении светом той же длины волны, но после предварительного возбуждения происходит за время $10^2 \div 10^3$ с при $T=100$ К и за $10^1 \div 10^2$ с при $T=300$ К для различных образцов. Таким образом, спектральная память фотопроводимости проявляется в нашем случае в изменении формы релаксационной кривой при условии предварительного возбуждения светом из определенной области спектра. Можно выделить три экспериментальные ситуации, когда указанное явление наблюдается: при освещении светом из области собственного поглощения после предварительного возбуждения примесным; при освещении примесным светом после возбуждения собственным; при освещении примесным светом после возбуждения светом другой длины волны из области примесного поглощения.

Следует отметить, что первую и третью экспериментальные ситуации наблюдения всплеска фототока нельзя отнести к явлению ИПФ. Для построения модели, объясняющей основные закономерности релаксационной кривой фо-



Релаксация фототока (а) без предварительного возбуждения (1), с предварительным возбуждением (2) (линии — теория, точки — эксперимент) и спектр стационарной (1) и нестационарной (2, 3) фотопроводимости (б).

топроводимости, рассмотрен случай всплески фотопроводимости при освещении образца светом с энергией кванта $E_{cs}=1.305$ эВ, после предварительного возбуждения светом с энергией кванта $E_{ca}=2.61$ эВ (E_{cs} , E_{ca} — энергетическое расстояние от дна зоны проводимости глубокого уровня S , находящегося вблизи середины запрещенной зоны, и уровня акцептора A соответственно). Совпадение огибающих релаксационных кривых, измеренных двумя способами (первым — короткие импульсы света, достаточные для достижения квазистационарного значения фототока чередовались с длительными импульсами темноты, в течение которых устанавливалось темновое значение тока; вторым — длительные импульсы света чередовались с короткими импульсами темноты, за время которых темновое значение тока не успевало устанавливаться), указывает на то, что ответственным за релаксацию неравновесной фотопроводимости при освещении с $E_{cs}=1.305$ эВ и рассасывание неравновесных электронов на уровне S в темноте является один и тот же канал рекомбинации. Это означает, что рассасывание заряда с S -центра не проходит через s -зону, подобно модели, предложенной в [1, 2], и не обусловлено последующим освещением полупроводника. Другими словами, постоянно действующая оптическая генерация приводит только к забросу электронов в s -зону и многократному прилипанию на S -уровне. Будем считать, что концентрация дырок в валентной зоне после длительной выдержки образца в темноте равна нулю (это выполнимо, если предположить, что $N_A \ll$

$\ll N_S$, где N_A и N_S — концентрации A - и S -центров соответственно). Если в таком состоянии осветить образец светом с энергией квантов $h\nu = E_{cS}$, то будет наблюдаться обычная релаксация неравновесной концентрации электронов в зоне проводимости, обусловленная наличием электронов с концентрацией $m_{ст}$ на S -центре. Если же образец предварительно осветить светом с энергией квантов $h\nu = E_{cA}$, то неравновесные электроны из зоны проводимости захватываются S -центрами, которые являются частично опустошенными. Таким образом, после предварительного освещения в кристалле создается неравновесная ситуация, в которой A -центры частично опустошены, а S -центры почти заполнены электронами. Последующим освещением полупроводника с энергией квантов $h\nu = E_{cS}$ электроны с уровня S генерируются в зону проводимости, обуславливая резкое нарастание фототока выше стационарной величины, который далее уменьшается вместе с концентрацией неравновесных электронов на S -центре. Предварительное освещение образца светом $h\nu = E_{cA} - E_{cS}$ к появлению вспышки не приводит, и, следовательно, изменение концентрации электронов на S -центре связано с их рекомбинацией с дырками из валентной зоны

$$\frac{dm_S}{dt} = -\gamma_{Sp} m_S p,$$

где γ_{Sp} — коэффициент захвата дырки S -центром, m_S — концентрация электронов на S -центре в произвольный момент времени t , p — концентрация дырок в валентной зоне. Дырки в валентной зоне появляются за счет термического заброса с уровня A . Изменение концентрации дырок на A -центре есть

$$\frac{dp_A}{dt} = -\gamma_{Ap} p_A N_{vA} + \gamma_{Ap} p (N_A - p_A),$$

где γ_{Ap} — коэффициент захвата дырки A -центром, $N_{vA} = N_v \exp(-E_{vA}/kT)$ — приведенная к уровню A плотность состояний в v -зоне, p_A — концентрация дырок на уровне A , $(N_A - p_A)$ — концентрация заполненных электронами A -центров. Концентрация избыточных электронов на S -уровне равна сумме концентраций дырок на A -центре (p_A) и в валентной зоне (p). Таким образом, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dm_S}{dt} &= -\gamma_{Sp} m_S p, \\ \frac{dp_A}{dt} &= -\gamma_{Ap} p_A N_{vA} + \gamma_{Ap} p (N_A - p_A), \\ m_S - m_{c1} &= p + p_A. \end{aligned} \quad (1)$$

Граничными условиями для концентрации электронов на S -центре будут: $m_S|_{t=0} = m_{S \max}$ (при I_M); $m_S|_{t \rightarrow \infty} = m_{S \text{ ст}}$ (при $I_{\text{ст}}$). Введем характерные времена $1/\tau_1 = \gamma_{Ap} N_{vA}$; $1/\tau_2 = \gamma_{Sp} m_{S \max}$. Учитывая, что $\gamma_{Ap} \approx 0$, система (1) сводится к уравнению Бернулли

$$\frac{dm_S}{dt} + \frac{1}{\tau_2} \frac{m_S}{m_{S \text{ ст}}} - \frac{1}{\tau_2} \left(\frac{m_{S \text{ ст}}}{m_{S \max}} + e^{-t/\tau_1} \right) m_S = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет точное решение

$$m_S = \frac{m_{S \max} m_{S \text{ ст}} \exp \left[\frac{m_{S \text{ ст}}}{m_{S \max}} \frac{t}{\tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} (1 - e^{-t/\tau_1}) \right]}{m_{S \text{ ст}} + \exp \left[\tau_1 / \tau_2 m_{S \max} (\exp(m_{S \text{ ст}} t / m_{S \max} \tau_2) - 1) \right]}. \quad (3)$$

Подставив в (3) значения параметров $\tau_1 = 10^{-7}$ с, $\tau_2 = 10$ с, $m_{S \max} = 10^7$ см $^{-3}$, $m_{S \text{ ст}} = 10^6$ см $^{-3}$, определенные экспериментально, получим удовлетворительное согласие расчетной и экспериментальной зависимостей (см. рисунок, а).

Рассмотренное явление неравновесной фотопроводимости позволяет предложить новый метод определения энергетического положения локальных уровней

в запрещенной зоне полупроводников. Сущность метода заключается в снятии спектральных зависимостей неравновесной фотопроводимости двух видов: при фиксированных длинах волн предварительного возбуждения (см. рисунок, б, кривая 2) и при фиксированных длинах волн наблюдения (см. рисунок, б, кривая 3). В совокупности приведенные исследования позволили обнаружить, например, в ZnSe акцепторы, залегающие в запрещенной зоне на глубине $E_a = 1.61, 2.53, 2.46, 2.41, 2.36, 2.30, 2.19, 2.10$ эВ от дна зоны проводимости, а также глубокие центры с $E_c = 1.27, 1.31, 1.44, 1.61, 1.85, 1.91, 1.97$ эВ. В заключение отметим, что, по-видимому, эффект спектральной памяти фотопроводимости высокоомных ZnSe, ZnS, CdS связан с существованием в них дефектов с метастабильными состояниями по типу так называемых *EL2*-дефектов в арсениде галлия [5, 6]. Однако для выяснения природы локальных центров (центра) требуются дополнительные исследования.

Список литературы

- [1] Аркадьева Е. Н., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. // ФТТ. 1960. Т. 2. В. 6. С. 1160—1168.
- [2] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [3] Корсунская Н. Е., Кривко Т. Г., Маркевич И. В., Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // УФЖ. 1981. Т. 26. В. 4. С. 662—663.
- [4] Гаплевская С. П., Завертанная Л. С., Кривко Т. Г., Рвачев А. Л., Сакалас А. П. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 98—102.
- [5] Baraff G. A., Schluter M. // Phys. Rev. 1987. V. 35. N 12. P. 6154—6164.
- [6] Обороина Е. И., Остапенко С. С., Шейнкман М. К. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 11. С. 449—451.

Кияшинский государственный
университет им. В. И. Ленина

Получено 18.11.1988
Принято к печати 5.07.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

***k*-*p*-ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, РАССЧИТАННЫЕ МЕТОДОМ НЕЛОКАЛЬНОГО ЭМПИРИЧЕСКОГО ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛА**

Белов Н. П., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д.

Теория возмущений — *k*-*p*-метод [1] часто применяется для анализа физических свойств полупроводников. Для кристаллов со структурой типа цинковой обманки этот метод был использован в основном для описания состояний, относящихся к центру зоны Бриллюэна и являющихся наиболее важными в практическом отношении. Межзонные матричные элементы импульса, которые являются параметрами *k*-*p*-метода, находятся, как правило, из экспериментальных данных (например, эффективных масс и *g*-факторов электронов проводимости [2, 3]) или же с помощью полуэмпирических расчетов [4]. Значительный интерес представляет сравнение этих величин с данными, полученными на основании расчетов электронной структуры. Несмотря на большое количество публикаций расчетов электронной структуры полупроводников, рассчитанные *k*-*p*-параметры приводятся редко и в основном относятся к значениям эффективных масс [5, 6].

Цель настоящей работы состояла в расчетах значений *k*-*p*-параметров для ряда полупроводников с тетраэдрической координацией атомов с использованием метода эмпирического нелокального псевдопотенциала [7], который позволяет с хорошей точностью воспроизвести основные оптические зазоры.

Гамильтониан настоящей задачи

$$H = \frac{p^2}{2m} + V + V_{nl} \quad (1)$$