

## Экситоны в кристаллах $ZnP_2$ в электрическом поле барьера Шоттки

© С.О. Романовский, А.В. Селькин, И.Г. Стамов, Н.А. Феоктистов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние электрического поля на экситонные состояния кристаллов  $\beta$ - $ZnP_2$  ( $T = 77$  К) в структурах с барьерами Шоттки, образованными нанесением на поверхность кристаллов полупрозрачных электропроводящих пленок  $InSnO_2$ . Наблюдаемые изменения спектров экситонного отражения света под действием приложенного к барьеру электрического напряжения объясняются сдвигом и уширением экситонного уровня за счет эффекта Штарка. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчета, выполненного в рамках теории экситонного отражения света от планарных пространственно неоднородных структур.

Полупроводниковые структуры с барьерами Шоттки [1], обладая рядом своеобразных физических свойств и имея важное значение для многочисленных практических применений, представляют собой также весьма интересные объекты для исследования влияния электрического поля на экситонные состояния кристаллов [2]. Возможность регулирования в барьерных структурах в широких пределах напряженности электрического поля и достижения сильных полей позволяет детально изучать поведение экситона под действием электрических полей вплоть до его полной диссоциации, когда напряженность поля достигает критических (ионизирующих) значений [3–5].

В настоящей работе в качестве объектов исследования использовались структуры с барьерами Шоттки, полученные путем нанесения на поверхности кристаллов  $\beta$ - $ZnP_2$  практически прозрачных токопроводящих пленок  $InSnO_2$  (ИТО). Пленки ИТО наносились на противоположные плоскопараллельные грани монокристаллической пластинки  $ZnP_2$ , параллельные оптической оси  $C_z$  кристалла (дипольно-активный переход в нижайшее экситонное состояние  $n = 1$  разрешен в поляризации света  $E \parallel C_z$  [6]) и служили контактами, к которым прикладывалось внешнее электрическое напряжение  $U$ . От одной из граней образца, покрытой ИТО, измерялись экситонные спектры зеркального отражения света в зависимости от напряжения  $U$  (для поляризации  $E \parallel C_z$  в геометрии почти нормального падения).

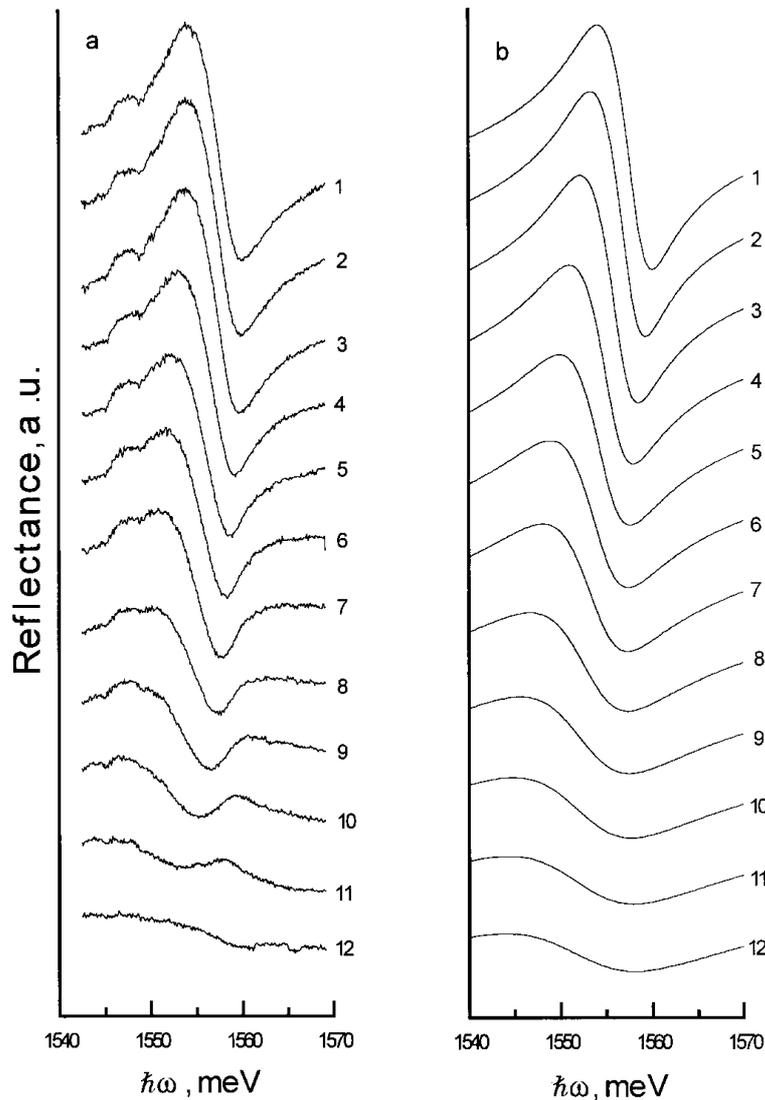
На рис. 1, а представлены спектры отражения образца ИТО/ $ZnP_2$  ( $T = 77$  К) в области экситонного состояния  $n = 1$  для напряжений  $U \leq 0$ , соответствующих обратному смещению на барьере, со стороны которого записывались спектры. По мере увеличения  $|U|$  (кривые  $1 \rightarrow 12$ ) наблюдается заметный длинноволновый сдвиг контура экситонного отражения света (КЭОС), сопровождающийся его постепенным сглаживанием. При напряжении  $U \approx -260$  В (кривая 12) спектральная структура, связанная с экситонным вкладом, практически исчезает. При этом в области максимальных напряжений  $|U|$  спектр приобретает антидисперсионный вид, т.е. основной минимум коэффициента отражения располагается с длинноволновой стороны, а максимум — с коротковолновой.

Сильное влияние на форму спектра отражения при обратном смещении оказывает дополнительная подсветка отражающей поверхности образца интенсивным светом из спектральной области собственного поглощения. На рис. 2 сравниваются спектры отражения исследуемого образца, полученные в отсутствие дополнительной подсветки (кривая 1 —  $U = 0$ , кривая 2 —  $U = -250$  В), со спектрами, записанными в условиях дополнительной лазерной подсветки при  $U = -250$  В (кривая 3 — HeNe-лазер,  $0.1$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны  $\lambda = 632.8$  нм; кривая 4 — Ar<sup>+</sup>-лазер,  $5$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны  $\lambda = 488$  нм).

Для выяснения механизма формирования экспериментальных спектров мы выполнили их теоретический анализ в рамках модели [7] экситонного отражения света от планарной пространственно неоднородной среды, используя данные [2,8] для штарковского сдвига и уширения водородоподобного состояния в электрическом поле. Основные параметры экситонного резонанса были получены из анализа экспериментальной кривой 1 на рис. 1, а, которая соответствует случаю отсутствия электрического поля (в смысле действия его на экситон).

Параметры (в обозначениях [7]) имеют следующие значения: резонансная частота экситона  $\omega_0 = 1.5542$  эВ, константа затухания  $\Gamma_0 = 4.5$  меВ, поляризуемость  $\beta_0 = 6.2 \cdot 10^{-3}$ , фоновая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_b = 11.9$ , трансляционная масса экситона  $M = 3.0 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), толщина собственного [9] "мертвого" слоя  $l_{DL} = 2.6$  нм. В расчетах спектров также учитывалось влияние пленки ИТО. Ее диэлектрическая постоянная  $\epsilon_{ITO} = 3.5 + i \cdot 0.7$  измерялась независимо с помощью эллипсометра, а толщина  $l_{ITO} = 8.5$  нм получена как подгоночный параметр. Спектр 1 на рис. 1, б рассчитан с указанными выше значениями параметров и хорошо совпадает с экспериментальной кривой 1 на рис. 1, а.

Для описания эффектов электрического поля в расчетах использовались известные [6] значения энергии связи экситона в  $ZnP_2$  ( $Ry = 46.4$  меВ) и статической диэлектрической проницаемости ( $\epsilon_{st} = 11.5$ ). При этом критическое (ионизирующее экситон) поле  $E_I$  составляет  $3.4 \cdot 10^4$  В/см. Выбор избыточной концентрации мелких доноров  $N_D - N_A$  учитывал то обстоятельство, что в эксперименте экситонные спектры становятся чувствитель-



**Рис. 1.** Спектры экситонного отражения света от структур ИТО/ $\beta$ - $ZnP_2$  ( $T = 77$  К) в зависимости от напряжения  $U$  при обратном смещении ( $a$  — эксперимент,  $U$  в вольтах) и от напряженности  $E_s$  приповерхностного электрического поля ( $b$  — теория,  $E_s$  в относительных единицах  $f_s = E_s/E_I$ , где  $E_I$  — ионизирующее поле): ( $a$ ) —  $U = 0$  (1), 70 (2), 110 (3), 160 (4), 180 (5), 190 (6), 200 (7), 210 (8), 220 (9), 230 (10), 240 (11), 260 (12); ( $b$ )  $f_s = 0$  (1), 0.12 (2), 0.17 (3), 0.20 (4), 0.23 (5), 0.26 (6), 0.29 (7), 0.33 (8), 0.37 (9), 0.40 (10), 0.44 (11), 0.47 (12).

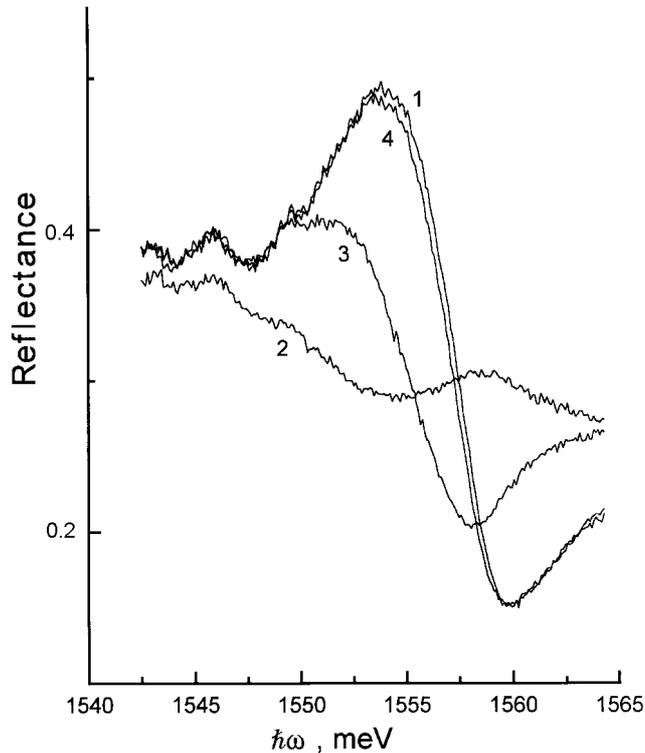
ными к приложенному напряжению лишь при довольно больших значениях  $|U|$ .

На рис. 1,  $b$  изображены спектры отражения (кривые 1–12), рассчитанные с использованием величины  $N_D - N_A = 0.1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  для разных значений электрического поля на поверхности образца (в таком случае приповерхностное электрическое поле остается практически однородным на расстоянии порядка длины  $l_{ex}$  свободного пробега экситона). Сравнение кривых 1–12 с соответствующими экспериментальными кривыми показывает, что теоретические спектры в главных чертах (характер спектрального сдвига и уширения) правильно воспроизводят экспериментальные данные. Однако наблюдаемая в эксперименте при больших напряжениях трансформация спектров от дисперсионного вида к антидисперсионному

(“вращение” КЭОС) не объясняется в рамках выполненного расчета.

С другой стороны, известно [2], что эффект “вращения” КЭОС возникает в случаях сильно неоднородного распределения электрического поля вблизи поверхности. Поэтому для объяснения наших экспериментальных данных следует допустить, что в случае больших напряжений  $|U|$  приповерхностное электрическое поле по какой-то причине заметно меняется на расстояниях порядка  $l_{ex}$  от поверхности. Такой причиной может быть приповерхностная (обусловленная дополнительным загибом зон) перезарядка глубоких центров [1], концентрация которых намного выше, чем у мелких центров.

Наблюдаемый нами эффект индуцированного подсветкой возгорания экситонной структуры в спектре отра-



**Рис. 2.** Влияние дополнительной подсветки на спектры экситонного отражения света от структур ИО/ $\beta$ -ZnP<sub>2</sub> ( $T = 77$  К) при напряжении обратного смещения  $U = -250$  В: 2 — в отсутствие подсветки, 3 — подсветка HeNe-лазером, 4 — Ar<sup>+</sup>-лазером; 1 — спектр в отсутствие подсветки при  $U = 0$  В.

жения образца, находящегося под напряжением обратного смещения (рис. 2), говорит о том, что под действием подсветки приповерхностное электрическое поле существенно уменьшается. Такое уменьшение поля, по видимому, обусловлено уменьшением заряда поверхностных состояний и увеличением электропроводности приповерхностного слоя толщиной порядка длины диффузии  $l_D$  ( $l_D \gg l_{ex}$ ) фотогенерируемых свободных носителей заряда.

В заключение отметим, что представленные в настоящей работе результаты открывают новые перспективные возможности спектроскопии экситонного отражения света в исследовании реальных полупроводниковых структур.

Работа выполнялась в рамках Государственной научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 95-1001) и проектов, поддержанных Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 96-02-16933 и № 97-02-18138).

## Список литературы

- [1] Э.Х. Родерик. Контакты металл-полупроводник / Пер. с англ. под ред. Г.В. Степанова. Радио и связь, М. (1982). 208 с.
- [2] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Изд-во ЛГУ, Л. (1987). 160 с.
- [3] L. Schultheis, K. Köhler, C.W. Tu. Phys. Rev. **B36**, 12, 6609 (1987).
- [4] А.Б. Новиков, Б.В. Новиков, Г. Роппишер, А.В. Селькин, Н. Штайн, Р.Б. Юферев. Письма в ЖЭТФ **64**, 1, 38 (1996).
- [5] M.A. Jacobson, V.D. Kagan, E.V. Kalinina, D.K. Nelson, A.V. Sel'kin, V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, C.H. Carter, Jr. Proc. 23rd Int. Conf. on the Phys. of Semicond. Berlin, Germany (1966). V. 1. P. 569.
- [6] А.Б. Певцов, С.А. Пермогоров, А.В. Селькин, Н.Н. Сырбу, А.Г. Уманец. ФТП **16**, 8, 1399 (1982).
- [7] А.В. Селькин. Вестн. СПбГУ. Сер. 4, 2(11), 87 (1996).
- [8] R.J. Damburg, V.V. Kolosov. J. Phys. **B9**, 3358 (1976).
- [9] Н.Н. Ахмедиев, М.И. Сажин, А.В. Селькин. ЖЭТФ **96**, 2(8), 720 (1989).