

Резонансное туннелирование носителей в фотовозбужденных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe

© С.В. Зайцев[¶], А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев⁺, А. Вагг^{*}

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

⁺ Experimentelle Physik II, University of Dortmund,
D-44227 Dortmund, Germany

^{*} Institute of Semiconductor Technology, Braunschweig Technical University,
D-38106 Braunschweig, Germany

(Получена 13 сентября 2007 г. Принята к печати 26 сентября 2007 г.)

Показано, что в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при высоких плотностях пространственно разделенных электронов и дырок достигаются условия резонансного туннелирования фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe в слой BeTe. Обнаружено нелинейное поведение интенсивности полосы фотолюминесценции пространственно прямого оптического перехода от плотности фотовозбуждения. Проведенные численные расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами в широком диапазоне изменения величины оптической накачки.

PACS: 73.21.Cd, 73.40.Gk, 78.55.Et

1. Введение

Гетероструктуры 2-го типа являются чрезвычайно интересными квазидвумерными системами, отличительная особенность которых — наличие минимумов энергии для электронов и дырок в разных слоях структуры. В таких системах релаксация фотовозбужденных носителей сопровождается пространственным разделением электронов и дырок, что существенно влияет на их оптические свойства, в частности приводит к двум типам оптических переходов — пространственно прямым и непрямым переходам [1–3].

Сверхрешетки (СР) на основе ZnSe/BeTe являются широкозонными гетероструктурами 2-го типа на основе $A^{II}B^{VI}$ с большой величиной локализуемого потенциала для электронов в слое ZnSe ($\gtrsim 2.0$ эВ) и для дырок (~ 0.8 эВ), минимум энергии которых находится в слое BeTe [4]. Величина запрещенной зоны в слое ZnSe составляет $E_g \approx 2.8$ эВ, тогда как в слое BeTe она существенно больше: $E_g \approx 4.5$ эВ [5]. Сильное различие в величине E_g позволяет при фотовозбуждении генерировать электроны и дырки только в слое ZnSe. Затем при последующей релаксации дырок происходит их рассеяние из слоя ZnSe в слой BeTe. Непрямые в пространстве оптические переходы ID (пунктирная стрелка на рис. 1, а), отвечающие излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов в слое ZnSe и дырок в слое BeTe, находятся в спектральной области ~ 2.0 эВ [6] при низких уровнях фотовозбуждения. Излучательная рекомбинация фотовозбужденных электронов и дырок в слое ZnSe, отвечающая прямым в пространстве оптическим переходам D (сплошная стрелка на рис. 1, а), находится в области энергий ~ 2.8 эВ, соответствующей энергетической щели в ZnSe. Прямые и непрямые оптические переходы в гетероструктурах на

основе ZnSe/BeTe находятся в видимом спектральном диапазоне, что делает эти системы чрезвычайно привлекательными для использования в различных оптоэлектронных устройствах.

Нелинейные свойства пространственно прямых оптических переходов при высоком уровне оптического возбуждения интенсивно исследовались в структурах 2-го типа на основе полупроводников $A^{III}B^V$ [7–10]. Было установлено, в частности, что с ростом концентрации носителей заряда происходит просветление пространственно прямого перехода без возникновения отрицательного поглощения (усиления), характерного для гетероструктур 1-го типа [11,12]. В то же время оптические эффекты в области прямых переходов в зависимости от плотности фотовозбужденных носителей для гетероструктур на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$, к которым относится система ZnSe/BeTe, в настоящее время изучены недостаточно. Цель данной работы заключается в изучении поведения пространственно прямых переходов в гетероструктурах на основе ZnSe/BeTe при высоких плотностях фотовозбужденных носителей.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследованные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (001) [4] и представляли собой СР, состоящие из чередующихся слоев ZnSe и BeTe типа

$$cb29 - (7.2/4) \times 60 \text{ и } cb405 - (10/5) \times 20$$

(первой цифрой в скобках указана толщина слоя ZnSe, второй — слоя BeTe в нм, затем число периодов). Соотношение толщин слоев ZnSe и BeTe $\sim 2 : 1$ выбрано для взаимной компенсации упругих напряжений, имеющих противоположные знаки в соседних слоях [4]. В дальнейшем структуры cb29 и cb405 будут упоминаться как образцы А и В соответственно.

[¶] E-mail: zaitsev@issp.ac.ru

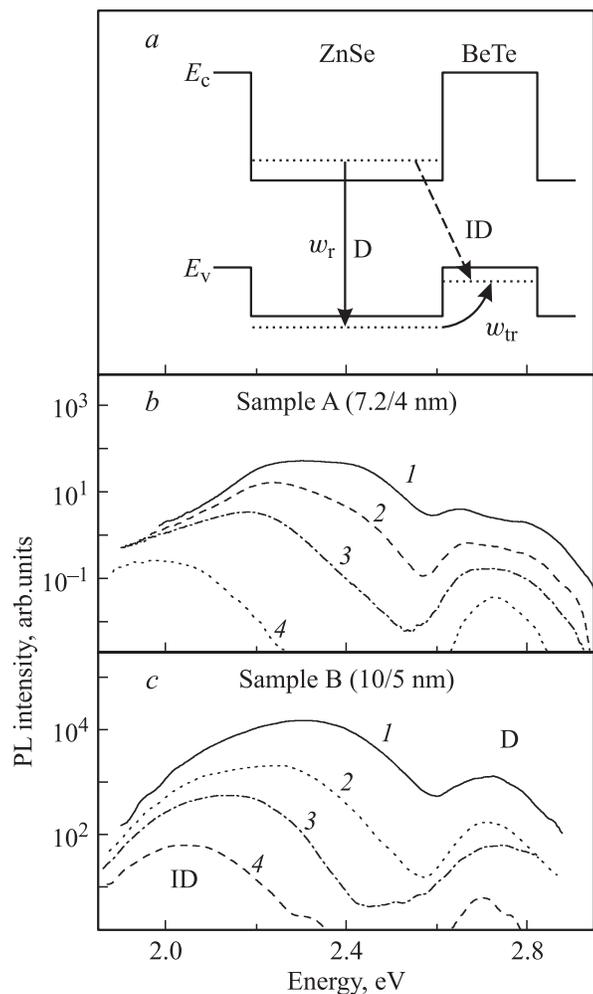


Рис. 1. *a* — зонная схема гетероструктур 2-го типа ZnSe/BeTe в пределе малой плотности носителей. Стрелками отмечены пространственно прямые D (сплошная линия) и непрямые ID (штриховая линия) оптические переходы. *b* и *c* — время-разрешенные спектры фотолуминесценции в максимуме лазерного импульса в сверхрешетках ZnSe/BeTe для образцов А и В при различных уровнях плотности лазерной накачки, кВт/см²: 1 — 220, 2 — 95, 3 — 34, 4 — 15. Спектры измерены при $T = 300$ К.

Возбуждение фотолуминесценции (ФЛ) при $T = 300$ К осуществлялось с помощью импульсного N_2 -лазера с длиной волны $\lambda = 337.1$ нм (длительность импульса ~ 10 нс, мощность в импульсе ~ 2 кВт, частота повторений импульсов 100 Гц). Лазерное излучение ($\hbar\omega = 3.68$ эВ) поглощается только в слоях ZnSe, поскольку $E_g(\text{BeTe}) \approx 4.5$ эВ [5]. Плотность лазерного возбуждения P на поверхности образца варьировалась с помощью калиброванных фильтров от 0.3 до 700 кВт/см². Спектры ФЛ регистрировались на спектрометре МДР-23, оснащённом скоростным фотоумножителем 18ЭЛУ-ФМ с временным разрешением ~ 1.5 нс. Сигнал с фотоумножителя подавался на интегратор BOXCAR Stanford SR 250, что позволяло

получать разрешенные по времени спектры ФЛ. Приведенные далее результаты эксперимента получены при измерениях в максимуме лазерного импульса.

3. Результаты эксперимента

На рис. 1, *b*, *c* представлены спектры ФЛ для образцов А (cb29) и В (cb405) при различных уровнях оптического возбуждения и $T = 300$ К. Видно, что с увеличением уровня оптической накачки в спектрах ФЛ происходит существенный сдвиг спектральной полосы, отвечающей непрямому оптическому переходу, при этом ее ширина растет, а интегральная интенсивность ФЛ имеет нелинейную зависимость от накачки во всех структурах.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные (точки) по измерению зависимости интенсивности прямого оптического перехода I_D от плотности накачки P (верхняя ось). Видно, что в целом величина I_D демонстрирует сверхлинейный рост от P , причем отношение I_D/P возрастает почти на 2 порядка при изменении P от 3 до 300 кВт/см². С другой стороны, рост интенсивности с ростом плотности оптической накачки имеет существенно немонотонный характер. Так, в структуре А при значениях $P < 10$ кВт/см² зависимость $I_D(P)$ близка к линейной, затем переходит в сверхлинейную, в области $P \approx 30$ кВт/см² слабо зависит от накачки, а при больших накачках снова становится сверхлинейной.

4. Обсуждение результатов

Переходя к обсуждению полученных результатов, следует отметить, что интенсивность полосы, отвечающей в спектрах ФЛ пространственно непрямому оптическому

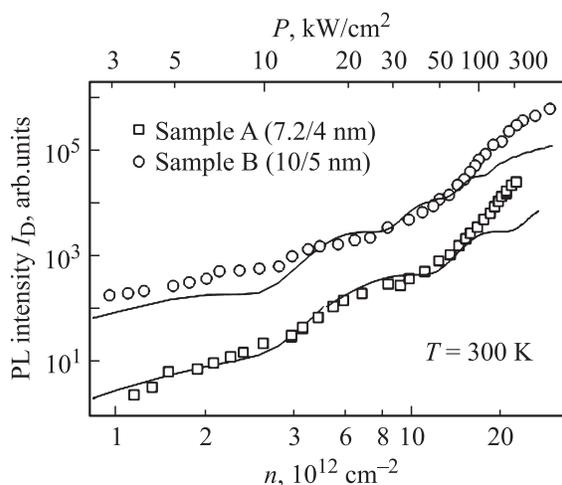


Рис. 2. Зависимости интенсивности прямого оптического перехода I_D для образцов А и В от плотности накачки P (приведена на верхней оси). Экспериментальные данные отмечены точками, расчетные зависимости (см. текст) — сплошными линиями.

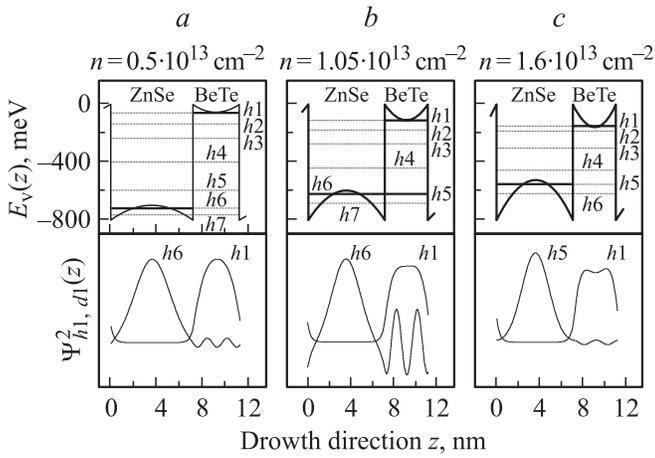


Рис. 3. Профиль валентной зоны, положение уровней дырок и вероятность их заполнения $\psi_i^2(z)$ в структуре А (7,2/4) нм при трех значениях концентрации носителей n , 10^{13} см^{-2} : *a* — 0,5, *b* — 1,05, *c* — 1,6.

переходам, значительно превосходит интенсивность прямых оптических переходов в структурах с толщиной слоя ZnSe $L_{\text{ZnSe}} \lesssim 15 \text{ нм}$. Это, в частности, означает, что при $L_{\text{ZnSe}} \lesssim 15 \text{ нм}$ вероятность релаксации w_{tr} фотовозбужденных дырок в слой BeTe значительно больше вероятности излучательной рекомбинации w_r дырок в слое ZnSe, что нами было недавно продемонстрировано в работе [13].

Глубокие потенциальные ямы для электронов и дырок в CP ZnSe/BeTe в условиях сильного фотовозбуждения позволяют реализовать систему с разделенными слоями электронов и дырок с плотностью, превышающей 10^{13} см^{-2} [14]. Электрические поля, индуцируемые столь плотными электронно-дырочными слоями, в свою очередь приводят к существенному изгибу зоны проводимости и валентной зоны. При этом происходит сильный сдвиг в сторону высоких энергий уровней размерного квантования электронов и дырок и, как следствие, изменение энергии межзонных оптических переходов, что и наблюдается в эксперименте как гигантский фиолетовый сдвиг полосы непрямого перехода при увеличении плотности накачки (рис. 1, *b, c*). Как показывают самосогласованные расчеты уравнений Шредингера и Пуассона, с ростом плотности пространственно разделенных носителей и соответственно с увеличением изгиба зон для надбарьерных дырок в слое ZnSe формируется потенциальный барьер (рис. 3). В этих условиях для релаксации дырок из нижайшего надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe требуется преодолеть потенциальный барьер, величина которого и соответственно величина w_{tr} зависят от плотности пространственно разделенных носителей n . В свою очередь изменение вероятности ухода фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe должно привести к особенностями в спектрах ФЛ в зависимости интенсивности прямого перехода от уровня оптической накачки.

Относительная интенсивность излучательной рекомбинации пространственно прямых и непрямых переходов определяется конкуренцией процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок в слое ZnSe и рассеянием дырок, находящихся в надбарьерном состоянии, из слоя ZnSe в слой BeTe и их последующей излучательной рекомбинацией с электронами в слое ZnSe. Как показывают расчеты, с увеличением изгиба зон при росте плотности носителей интеграл перекрытия волновых функций электронов и дырок в слое ZnSe даже несколько падает (при $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ его величина составляет $\sim 55\%$ от его значения в пределе плоских зон). Соответственно уменьшается и вероятность излучательной рекомбинации w_r для пространственно прямых оптических переходов. Для количественного описания $I_D(P)$ мы рассмотрели простую кинетическую модель для плотности n_h надбарьерных дырок в слое ZnSe в зависимости от P [15]:

$$\frac{dn_h}{dt} = P(t) - w_{\text{tr}}n_h - w_r n_h - w_{\text{nr}}n_h, \quad (1)$$

где два последних члена описывают процессы излучательной и безызлучательной рекомбинации с вероятностями w_r и w_{nr} соответственно, а $P(t)$ — точная форма лазерного импульса со средним значением P . Так как при низких плотностях носителей n (в пределе плоских зон) вероятность релаксации w_{tr} значительно превышает w_r и w_{nr} [13], а также обратное время лазерного импульса ($\sim 10 \text{ нс}$), кинетическое уравнение (1) в момент максимума лазерного импульса сводится к квазистационарному случаю $dn_h/dt \approx 0$. Это позволяет оценить n_h в максимуме импульса лазера, т.е. в момент записи спектра ФЛ через среднее значение мощности P :

$$n_h \approx \frac{P}{w_{\text{tr}}}. \quad (2)$$

Окончательно для интенсивности прямого перехода I_D получаем следующую оценку:

$$I_D \propto n_h w_r = \frac{P w_r}{w_{\text{tr}}}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что изменения величины I_D с ростом n в первую очередь определяются характером изменения w_{tr} , поскольку величина w_r лишь монотонно падает.

Проведенные нами расчеты показали, что величина $w_{\text{tr}}(n)$ имеет сильную осцилляционную зависимость. Это связано с тем, что с ростом концентрации пространственно разделенных электронов и дырок в структурах 2-го типа возрастает изгиб энергетических зон, в результате чего уровни дырок в соседних слоях ZnSe и BeTe смещаются навстречу друг другу. Согласно расчетам, с ростом n нижний уровень энергии для надбарьерных дырок в слое ZnSe последовательно пересекается с высокими уровнями размерного квантования в соседнем слое

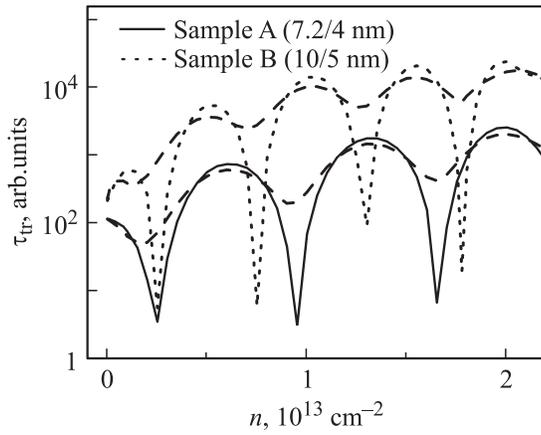


Рис. 4. Расчетная модельная зависимость времени релаксации дырок $\tau_{tr}(n)$ из слоя ZnSe в слой BeTe от плотности пространственно разделенных носителей n для образцов А (сплошная кривая) и В (пунктирная). Штриховые кривые — результат учета уширения полосы прямого перехода (см. текст).

BeTe. Так, например, происходит с уровнями $h5$ и $h6$ при $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в структуре А (рис. 3, а). При этом для дырок нижнего уровня в слое ZnSe доля волновой функции в слое BeTe возрастает на несколько порядков. Таким образом, при определенных концентрациях, зависящих от толщины слоев структуры, реализуются резонансные условия туннелирования фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe в слой BeTe с последующей релаксацией их в основное состояние в слое BeTe. Если принять во внимание, что процессы межуровневой релаксации (главным образом на продольных оптических фононах) лежат в субпикосекундном диапазоне [16] и являются наиболее быстрыми по сравнению с межслойной релаксацией (характерные времена которой составляют 2–20 пс [13]), то можно сделать вывод, что в момент пересечения уровней при существенном возрастании вероятности туннелирования дырок должна резко падать их концентрация на нижнем уровне в слое ZnSe.

Для количественной оценки величины w_{tr} была рассчитана зависимость интеграла квадрата волновой функции в слое BeTe для нижнего уровня надбарьерной дырки в слое ZnSe, который определяет долю ее волновой функции в слое BeTe и при качественном рассмотрении заменяет матричный элемент рассеяния [9,16]. Результаты расчета зависимости времени релаксации $\tau_{tr}(n) = 1/w_{tr}(n)$ для исследованных структур представлены на рис. 4. Как следует из расчетных данных, в области резонансов $\tau_{tr}(n)$ падает более чем на 2 порядка. С другой стороны, вне области резонансов $\tau_{tr}(n)$ растет с ростом плотности носителей, что является следствием возрастания потенциального барьера с ростом изгиба валентной зоны и соответственно возрастания локализации дырок в слое ZnSe.

Необходимо отметить, что в системах 2-го типа любые неоднородности электрических полей и полей деформации приводят к сдвигу энергии не прямых оп-

тических переходов уже в первом порядке теории возмущений [16]. При высоких плотностях носителей ($> 10^{12} \text{ см}^{-2}$) становятся существенными также эффекты многочастичных взаимодействий, приводящие к дополнительному уширению энергетических уровней и сильному разогреву в плазме до температур, достигающих значения 300 К и выше [17]. Перечисленные механизмы уширения в совокупности приводят к наблюдаемому в эксперименте сильному спектральному размыванию линий не прямых оптических переходов (рис. 1). Для учета всех факторов уширения в расчетные зависимости $w_{tr}(n)$ было внесено дополнительное уширение, соответствующее затуханию в 26 мэВ ($T = 300 \text{ К}$), что представлено на рис. 4 штриховыми линиями. Как видно из рисунка, затухание существенно ослабляет резонансный характер величины w_{tr} . Именно эти зависимости, учитывающие уширение, и были использованы для дальнейшего расчета интенсивности I_D согласно уравнению (3) и сравнения с экспериментальными данными (рис. 2).

Для сопоставления результатов расчета с экспериментом нами была проведена оценка зависимости плотности носителей от уровня оптической накачки $n(P)$. С этой целью мы воспользовались, с одной стороны, экспериментальными данными по сдвигу красного крыла полосы непрямого перехода при различных уровнях накачки P , с другой стороны — данными расчетов для изменения энергии не прямых переходов в зависимости от n [14]. Это позволило восстановить зависимость $n(P)$ (нижняя ось на рис. 2). Кроме того, так как в случае СР с большим числом слоев возникает значительная неоднородность по уровню лазерного возбуждения в слоях с разной глубиной залегания от поверхности образца z , для расчета $I_D(P)$ необходимо было также учесть неоднородность в плотности носителей $n(z)$ по толщине структур, которое учитывалось введением поглощения с типичным значением коэффициента поглощения $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ [18]. Результаты расчета зависимости $w_{tr}(n)$ для исследованных структур представлены на рис. 4. Сплошные кривые на рис. 2 получены с учетом неоднородности $n(z)$, при этом n определяет концентрацию носителей в верхнем слое СР. Видно, что вплоть до концентраций $n = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Расхождение между расчетной кривой и данными эксперимента в области высоких накачек $P > 80 \text{ кВт/см}^2$ следует, по-видимому, отнести к подавлению безызлучательных процессов в слое ZnSe при существенном возрастании в нем концентрации дырок (что не учитывалось в рамках нашей модели).

5. Заключение

Таким образом, в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при высоких плотностях пространственно разделенных носителей возможно достижение условий

резонанса для туннелирования фотовозбужденных носителей между слоями структуры. Можно ожидать, что в области резонанса при слабом воздействии на систему, например прикладывая к структуре слабое электрическое поле, можно существенно влиять на кинетику прямого излучательного перехода. Интересные нелинейные эффекты в области резонанса могут возникнуть для структур с большой толщиной слоя ZnSe $L_{\text{ZnSe}} \gtrsim 15$ нм, имеющих в спектрах ФЛ при низких накачках сравнимые значения интенсивностей прямого и непрямого переходов. В этом случае плотности носителей в слоях ZnSe и BeTe уже становятся сравнимыми по величине. Поэтому в области резонанса увеличение w_{tr} должно приводить к росту плотности дырок в слое BeTe и тем самым к нарушению резонансных условий. При этом в системе можно ожидать установление автоколебательного режима и, в частности, наблюдение быстрой осциллирующей перестройки в спектральном составе излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-17288 и 07-02-00980) и проекта РАН „Новые материалы и структуры“.

Список литературы

- [1] F.C. Zhang, H. Luo, N. Dai et al. *Phys. Rev. B*, **47**, 3806 (1993).
- [2] N. Dai, L.R. Ram-Mohan, H. Luo et al. *Phys. Rev. B*, **50**, 18 153 (1994).
- [3] E. Finkman, R. Planel. *Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, 1996) v. 3, p. 1723.
- [4] A. Wang, F. Fisher, H.-J. Lugauer, Th. Litz, J. Laubender, U. Lunz, U. Zehnder, W. Ossau, T. Gerhardt, M. Möller, G. Landwehr. *J. Appl. Phys.*, **80**, 792 (1996).
- [5] M. Nagelstraßer, H. Dröge, H.-P. Steinrück et al. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 394 (1998).
- [6] A.V. Platonov, D.R. Yakovlev, U. Zehnder, V.P. Kochereshko, W. Ossau, F. Fischer, Th. Litz, A. Waag, G. Landwehr. *Acta Phys. Polon. A*, **92**, 1063 (1997).
- [7] H.W. Kesteren, E.C. Cosman, P. Dawson, K.J. Moore, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **39**, 13 426 (1989).
- [8] J.F. Angell, M.D. Sturge. *Phys. Rev. B*, **48**, 4650 (1993).
- [9] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Göbel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **42**, 5809 (1990).
- [10] B. Deveaud, F. Clèrot, A. Regreny, R. Planel, J.M. G'erald. *Phys. Rev. B*, **49**, 13 560 (1994).
- [11] B. Binder, I. Galbraith, S.W. Koch. *Phys. Rev. B*, **44**, 3031 (1991).
- [12] G.R. Olbrait, S.W. Fu, J.F. Klem, B. Binder, I. Galbraith, S.W. Koch. *Phys. Rev. B*, **44**, 3043 (1991).
- [13] А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, М. Байер, А. Вааг. *Письма ЖЭТФ*, **83**, 173 (2006).
- [14] С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, А.А. Максимов, Д.А. Пронин, И.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, Т. Литц, Ф. Фишер, А. Вааг, Д.Р. Яковлев, В. Оссау, Г. Ландвер. *Письма ЖЭТФ*, **66**, 351 (1997).

- [15] K. Zeeger. *Semiconductor Physics* (Springer Verlag, Wien, 1973) ch. 12.
- [16] G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. *Solid State Physics: Advances in Research and Applications*, ed. by H. Ehrenreich, D. Turnbull (Academic, N.Y., 1991) v. 44, ch. 12.
- [17] L.V. Butov, V.D. Kulakovskii, E. Lach, A. Forchel, D. Grützmacher. *Phys. Rev. B*, **44**, 10 680 (1991).
- [18] В.Д. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1987).

Редактор Т.А. Полянская

Resonant carrier tunneling in photoexcited type-II structures ZnSe/BeTe

S.V. Zaitsev, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii,
D.R. Yakovlev⁺, A. Waag*

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia
+ Experimentelle Physik II, University of Dortmund,
D-44227 Dortmund, Germany
* Institute of Semiconductor Technology,
Braunschweig Technical University,
D-38106 Braunschweig, Germany

Abstract It is shown in the paper that in type-II structures ZnSe/BeTe the resonant tunneling from the ZnSe layers to the BeTe layers can be realized for the photoexcited hole at high densities of the spatially separated electrons and holes. Non-linear behaviour of the intensity of direct optical transition depending on the photoexcitation power is observed experimentally. Model calculations are in a good agreement with the experimental results in a wide range of the photoexcitation power.