УДК 621.315.592

Определение параметров центров безызлучательной рекомбинации в гетероструктурах CdTe/ZnTe по температурному тушению экситонной люминесценции

© В.Ф. Агекян[1], М.Э. Лабзовская[1], А.Ю. Серов[1], Н.Г. Философов[1,¶], И.В. Штром[1,2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет,
194034 Санкт-Петербург, Россия
[2] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
198095 Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: n.filosofov@spbu.ru; i.shtorm@spbu.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 25 июня 2026 г.
Принята к публикации 8 июля 2026 г.

Исследована температурная зависимость интенсивности люминесценции экситонов в гетероструктурах CdTe/ZnTe с планарными слоями квантовых точек CdTe в условиях надбарьерного и подбарьерного возбуждения. Эту зависимость удается моделировать на основе безызлучательной рекомбинации экситонов на центрах двух типов. Анализ спектров возбуждения люминесценции показывает, что с ростом температуры уменьшается вклад носителей заряда в перенос возбуждения из барьеров в слои CdTe по сравнению со вкладом экситонов.

Ключевые слова: гетероструктуры $A^{II}B^{VI}$, квантовые точки CdTe, люминесценция, экситон.

DOI: 10.61011/FTP.2026.06.63892.9576

1. Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками (КТ) являются базовыми материалами современной оптоэлектроники. Различие постоянных решетки полупроводников, образующих гетероструктуру, приводит к появлению напряжений на ее интерфейсах. В таком случае реальное строение тонких узкозонных слоев, ограниченных широкозонными барьерами, зависит от номинальной толщины узкозонного слоя. Начиная с определенного значения номинальной толщины, такой слой распадается на планарный массив КТ, этот процесс сопровождается релаксацией напряжений и подавлением дислокаций.

Исследование люминесценции широко применяется для характеризации реального строения и процессов переноса энергии в гетероструктурах различного типа [1–5]. Одним из активно изучаемых объектов является гетероструктура CdTe/ZnTe [6–17], в которой постоянные решетки двух компонент отличаются друг от друга более чем на 6 %. Оптические спектры образцов CdTe/ZnTe с близкими номинальными параметрами, приведенные в работах разных авторов, существенно отличаются друг от друга. Это указывает на высокую чувствительность строения планарных слоев CdTe к технологии роста CdTe/ZnTe. В нашей работе исследуется люминесценция гетероструктур CdTe/ZnTe, содержащих слои CdTe.

2. Детали эксперимента

Объектами исследования являются две гетероструктуры CdTe/ZnTe, содержащие одиночные слои CdTe с номинальными толщинами 4 и 8 монослоев (далее QW4 и QW8 соответственно). Слои CdTe формировались методом атомного наслаивания (ALE), слои ZnTe — методом молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE). Это существенный момент, так как в структуре CdTe/ZnTe КТ CdTe, выращенные методом ALE, в отличие от выращенных методом MBE, не содержат смачивающий слой. Для системы CdTe/ZnTe это различие актуально, в частности, в связи с интересом к изолированным КТ CdTe, содержащим точно контролируемое количество оптически активных магнитных ионов группы железа [15]. Исследованные нами гетероструктуры выращены на подложке GaAs ⟨100⟩, на буферном слое ZnTe толщиной 4 мкм сформированы слои CdTe, покрытые слоем ZnTe толщиной 0.5 мкм. Каждая структура изготовлена в едином технологическом цикле при температуре подложки 340 °C. Скорость роста MBE составляла 0.5 мкм в час, слои CdTe формировались в 3 раза медленнее. Температура источников Cd, Zn и Te составляла 200, 300 и 320 °C соответственно.

Люминесценция гетероструктур исследована в интервале температур 5–200 K. Для непрерывного надбарьерного и подбарьерного возбуждения использовались лазеры с энергиями фотонов 2.81 и 2.33 эВ (энергия экситона барьерных слоев ZnTe равна 2.37 эВ). Для сильного подбарьерного возбуждения использовался импульсный лазер с энергией фотонов 2.33 эВ. При измерении спектров возбуждения люминесценции (СВЛ) применялось излучение галогеновой лампы, пропущенное через монохроматор.

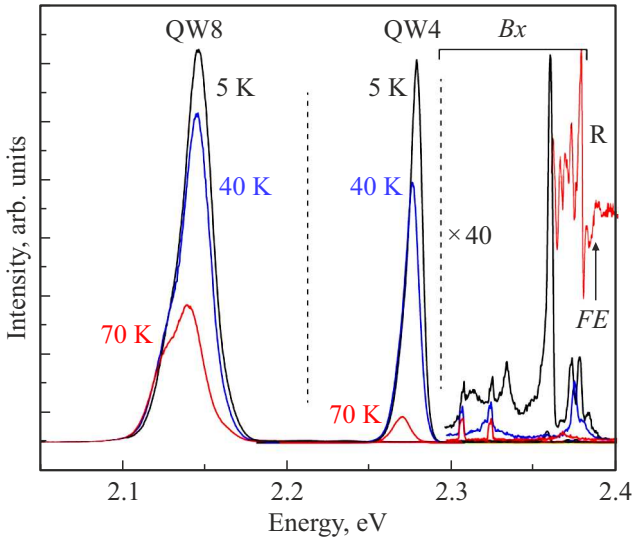


Рис. 1. Спектры отражения (R) и люминесценции структур CdTe/ZnTe со слоями CdTe QW4 и QW8. *FE* и *Bx* — свободный и связанные экситоны барьера.

3. Результаты и обсуждение

Данные атомной силовой микроскопии для открытых слоев CdTe на поверхности ZnTe, приведенные в работе [14], указывают на образование планарных систем квантовых точек (КТ) CdTe. Согласно данным этой работы, увеличение номинальной толщины слоя CdTe от 2.5 до 4.0 монослоев приводит к увеличению среднего размера КТ от 30 до 50 нм, при этом плотность КТ уменьшается.

Энергетическое положение и ширина контуров (FWHM) полос люминесценции QW4 и QW8 (рис. 1) показывают, что размеры КТ продолжают увеличиваться с ростом номинальной толщины слоев CdTe в интервале от 4 до 8 монослоев, размерная дисперсия КТ также увеличивается. FWHM контуров полос QW4 и QW8 в интервале температур 5–150 K растет от 10 до 12 мэВ и от 22 до 40 мэВ соответственно. Это указывает на отсутствие эффективного термостимулированного переноса экситонов и носителей между КТ, который, напротив, привел бы к сужению полос излучения. Более существенное уширение полосы в QW8 можно объяснить более быстрым температурным заселением возбужденных уровней бóльших по размеру КТ.

Согласно данным работы [18], температурную зависимость интегральной люминесценции экситонов можно моделировать с помощью экспоненциальных функций того вида, который используется в формуле Аррениуса. В нашем случае оказалось достаточным использовать две такие функции:

$$I(T) = \frac{1}{1 + a_1 \exp\left(\dfrac{-E_1}{k_B T}\right) + a_2 \exp\left(\dfrac{-E_2}{k_B T}\right)}. \qquad (1)$$

Формула (1) предполагает релаксацию возбуждения на безызлучательных центрах с энергиями активации E_1 и E_2. При этом считается, что коэффициенты a_1 и a_2, характеризующие взаимодействие экситонов с этими центрами, слабо зависят от температуры.

Из рис. 2 следует, что при надбарьерном возбуждении интенсивность люминесценции QW4 и QW8 медленнее уменьшается с ростом температуры образца по сравнению с подбарьерным возбуждением. Этому соответствует увеличение коэффициентов a_1 и a_2 при переходе от надбарьерного возбуждения к подбарьерному. Причиной этого может быть более эффективное насыщение безызлучательных центров барьерного слоя при надбарьерном возбуждении.

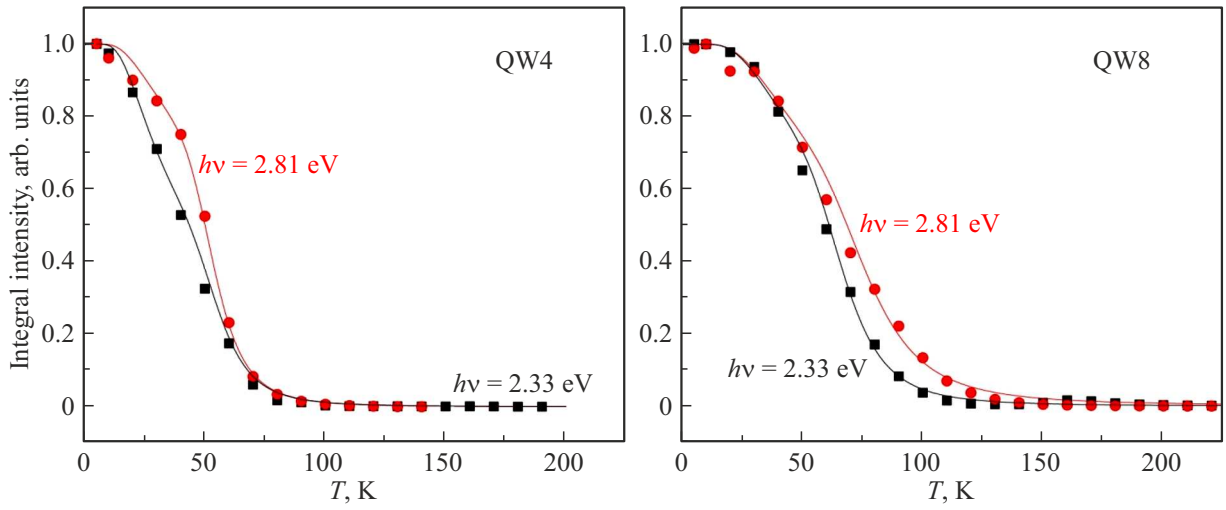


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности люминесценции структур CdTe/ZnTe со слоями QW4 и QW8 при надбарьерном возбуждении с плотностью мощности 500 Вт/см^2 (○) и подбарьерном возбуждении с плотностью мощности 45 Вт/см^2 (□). Сплошные линии — подгонка по формуле (1) с параметрами, указанными в таблице.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных

E_1, эВ	E_2, эВ	a_1	a_2
QW4		Надбарьерное возбуждение 500 Вт/см^2	
0.042	0.006	$1 \cdot 10^4$	1.7
		Подбарьерное возбуждение 45 Вт/см^2	
		$1.4 \cdot 10^4$	4.3
		Подбарьерное возбуждение $1.5 \cdot 10^5$ Вт/см^2	
		390	0.7
		Подбарьерное возбуждение $8 \cdot 10^5$ Вт/см^2	
		220	0.5
QW8		Надбарьерное возбуждение 500 Вт/см^2	
0.050	0.009	$2.1 \cdot 10^3$	2.6
		Подбарьерное возбуждение 45 Вт/см^2	
		$6.5 \cdot 10^3$	2.9

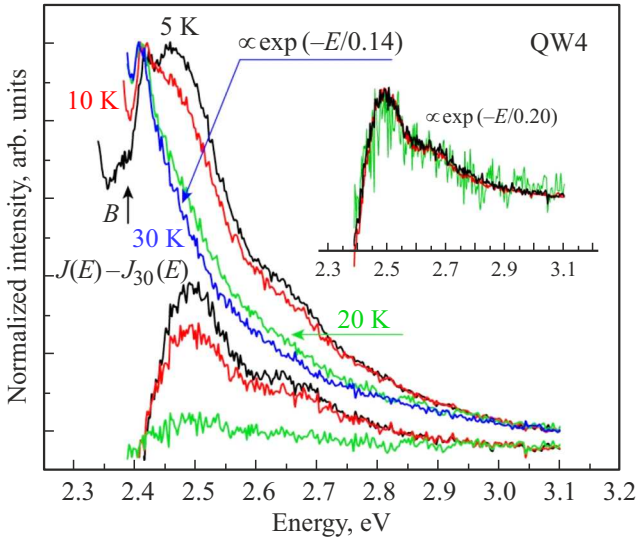


Рис. 3. Нормированные СВЛ слоя CdTe QW4 при различных температурах. В нижней части рисунка показано уменьшение вкладов носителей в формирование СВЛ при повышении температуры, на вставке эти вклады представлены в нормированном виде. J_{30} — форма СВЛ при $T = 30$ K. Вертикальной стрелкой указана энергия экситона барьерного слоя ZnTe.

На гетероструктуре со слоем QW4 исследовано влияние уровня оптического возбуждения на температурную зависимость интенсивности люминесценции CdTe при импульсном подбарьерном возбуждении, пиковая плотность мощности которого на порядки превышает плотность мощности при непрерывном возбуждении. Полученные данные удается аппроксимировать формулой (1) с теми же активационными энергиями E_1 и E_2. Видно, что коэффициенты a_1 и a_2 при сильном возбуждении уменьшаются (см. таблицу), причиной этого является насыщение безызлучательных центров.

Представляет интерес сравнение температурного поведения люминесценции гетероструктур CdTe/ZnTe и CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ при надбарьерном возбуждении. В первом случае ослабление люминесценции CdTe в интервале 5–200 K является монотонным, во втором случае, как показано в работе [19], максимальное значение интенсивности достигается при $T = 50$ K. Это различие объясняется термостимулированным ослаблением локализации экситонов и носителей на случайных потенциалах в твердом растворе $Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$, которое усиливает перенос возбуждения в слои CdTe. В том случае, когда барьер является бинарным соединением, такой эффект отсутствует. Отметим, что интенсивность люминесценции барьера ZnTe на 2 порядка слабее люминесценции слоев CdTe, в то время как интенсивности люминесценции барьера $Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ и слоев CdTe при низких температурах близки по величине. В гетероструктуре CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ различие постоянных решетки двух компонент незначительно, вследствие чего слои CdTe являются „гладкими“ квантовыми ямами. Это проявляется в зависимостях формы контуров полос люминесценции от номинальной толщины слоя CdTe: с ростом толщины слоя полосы люминесценции слоев CdTe в CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ сужаются [19], а в CdTe/ZnTe, напротив, уширяются.

СВЛ позволяют оценить вклады экситонов и свободных носителей в перенос возбуждения из барьеров в узкозонные слои гетероструктур [20]. Согласно модели, предложенной в [21] и хорошо согласующейся со СВЛ, измеренными в этой же работе, вклад экситонов в перенос возбуждения описывается экспоненциальной функцией $\exp(-E/E_0)$, где E — энергия горячего экситона в момент его рождения, отсчитанная от уровня экситона барьера, E_0 — подгоночный параметр. Резонно принять, что перенос возбуждения свободными носителями из барьера в узкозонные слои описывается такой же функцией с другими параметрами. Это подтверждается формой СВЛ QW4, приведенных на рис. 3, которые удается описать двумя экспоненциальными функциями J_1 и J_2:

$$j_1(E) = A \exp\left(-\frac{E}{0.14}\right) \tag{2}$$

и

$$J_2(E) = B \exp\left(-\frac{E}{0.20}\right), \tag{3}$$

где значения E_0 даны в единицах эВ. Это указывает на участие в релаксации возбуждения из барьера в слой CdTe как экситонов (2), так и носителей заряда (3).

При $T = 5$ K отношение $B/A = 0.4$, с повышением температуры B/A уменьшается настолько, что при $T = 30$ K контур СВЛ описывается одной экспонентой (2). Носитель, попавший в слой CdTe, должен ждать прихода носителя другого знака для образования экситона. С ростом температуры увеличивается вероятность выброса носителя в процессе его подбарьерной релаксации обратно в барьер, что препятствует образованию экситона путем последовательного захвата в слой CdTe электрона и дырки. В то же время повышение температуры до 30 K не должно, по-видимому, заметно

влиять на релаксацию экситона как целого. Более того, при повышении температуры ослабляется связывание экситонов барьера на мелких примесях, что усиливает перенос энергии через экситонный механизм.

4. Заключение

Показано, что температурная зависимость интенсивности экситонной люминесценции КЯ различной толщины в гетероструктуре CdTe/ZnTe удовлетворительно описывается моделью, предполагающей наличие двух типов безызлучательной рекомбинации с сильно отличающимися друг от друга энергетическими параметрами. Установлено, что эта температурная зависимость изменяется при переходе от подбарьерного возбуждения к надбарьерному, при этом не изменяются энергетические параметры безызлучательных центров. Спектры возбуждения люминесценции КЯ свидетельствуют о том, что при повышении температуры уменьшается вклад свободных носителей в релаксацию возбуждения из барьеров ZnTe в КЯ CdTe по сравнению с вкладом экситонов

Финансирование работы

Работа выполнена при проведении исследований по теме № 116524353 СПбГУ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] N.Z. Morales, D.S. Rühl, E. List-Kratochvil, S. Blumstengel. Phys. Status Solidi A, **221**, 2300186 (2024). DOI: 10.1002/pssa.202300186
[2] S.G. Motti, M. Kober-Czerny, M. Righetto, Ph. Holzhey, J. Smith, H. Kraus, H.J. Snaith, M.B. Johnston, L.M. Herz. Adv. Func. Mater., **33**, 2300363 (2023). DOI: 10.1002/adfm.202300363
[3] M. Yan, H. Wang, D. Wang, J. Lu, B. Li, Z. Ke, Y. Li. Micro and Nanostuctures, **217**, 208777 (2026). DOI: 10.1016/j.micrna.2026.208777
[4] M.T. Man, D.H. Nguyen, D.G. Heo, H.S. Lee. J. Luminesc., **293**, 121847 (2026). DOI: 10.1016/j.jlumin.2026.121847
[5] L. Besombes. Mater. Sci. Eng. B, **101**, 55 (2003). DOI: 10.1016/S0921-5107(02)00649-9
[6] G. Karczewski, S. Mackowski, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Appl. Phys. Lett., **74**, 3011 (1999). DOI: 10.1063/1.123996
[7] C. Vargas-Hernández, O. de Melo, I. Hernández-Calderón. Phys. Status Solidi B, **230**, 331 (2002). DOI: 10.1002/1521-3951(200204)230::2<331:AID-PSSB331>3.0.C
[8] A.M. Kapitonov, U. Woggon, D. Kayser, D. Hommel, T. Itoh. J. Luminesc., **112**, 177 (2005). DOI: 10.1016/j.jlumin.2004.09.021
[9] J.S. Kim, H.M. Kim, H.L. Park, J.C. Choi. Solid Stat. Commun., **137**, 115 (2006). DOI: 10.1016/j.ssc.2005.11.018
[10] T. Kryshtab, J.A. Andraca, L.V. Borkovska, N.O. Korsunska, Ye.F. Venger, Yu.G. Sadofyev. Microelectron. J., **39**, 418 (2007). DOI: 10.1016/j.mejo.2007.07.024
[11] A. Alfaro-Martínez, I. Hernández-Calderón. Microelectron. J., **39**, 594 (2008). DOI: 10.1016/j.mejo.2007.07.116
[12] T.N. Zavaritskaya, I.V. Kucherenko, N.N. Mel'nik, G. Karczewski, M.L. Skorikov. Phys. Solid State, **55**, 2355 (2013). DOI: 10.1134/S1063783413110322
[13] Л.В. Котова, Д.Д. Белова, R. Andre, H. Mariette, В.П. Кочерешко. ФТП, **57**, 160 (2023). [L.V. Kotova, D.D. Belova, R. Andre, H. Mariette, V.P. Kochereshko. Semiconductors, **57**, 161 (2023). DOI: 10.21883/SC.2023.03.56231.4803]
[14] S.H. Jin, S.H. Kim, J.C. Choi, H.S. Lee. J. Nanosci. and Nanotechnol., **17**, 4132 (2017).
[15] K. Sawicki, F.K. Malinowski, K. Galkowski, T. Jakubczyk, P. Kossacki, W. Pacuski, J. Suffczinski. Appl. Phys. Lett., **106**, 012101 (2015). DOI: 10.1063/1.4905306
[16] V. Agekyan, G. Budkin, M. Chukeev, N. Filosofov, G. Karczewski, A. Serov, A. Reznitsky. J. Phys.: Conf. Ser., **1400**, 055046 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1400/5/055046/
[17] Y. Viale, P. Gilliot, O. Cr'egut, J.-P. Likforman, B. Hönerlage, R. Levy, L. Besombes, L. Marshal, K. Kheng, H. Mariette. Mater. Sci. Eng. B, **101**, 55 (2003).
[18] A.N. Reznitsky, A.A. Klochikhin, M.V. Eremenko. Semiconductors, **48**, 332 (2014).
[19] В.Ф. Агекян, М.Э. Лабзовская, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов, G. Karczewski. Опт. и спектр., **133**, 772 (2025).
[20] В.Ф. Агекян, С.Ю. Вербин, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов, О.С. Комарова, И.В. Штром. Опт. и спектр., **134**, 300 (2026). DOI: 10.61011/OS.2026.03.62777.8796-25
[21] M. Eremenko, G. Budkin, A. Reznitsky. JETP, **151**, 870 (2017). DOI: 10.1134/S1063776117040100

Редактор Г.А. Оганесян

Determination of non-radiative recombination center parameters in CdTe/ZnTe heterostructures by thermal quenching of exciton luminescence

V.F. Agekyan[1], *M.E. Labzovskaya*[1], *A.Yu. Serov*[1], *N.G. Filosofov*[1], *I.V. Shtrom*[1,2]

[1] St. Petersburg State University, 194034 St. Petersburg, Russia
[2] Institute of Analytical Instrument Making of the Russian Academy of Sciences, 198095 St. Petersburg, Russia

Abstract The temperature dependence of the exciton luminescence intensity in CdTe/ZnTe heterostructures with planar layers of CdTe quantum dots has been investigated under above-barrier and below-barrier excitation conditions. This dependence can be modeled based on the non-radiative recombination of excitons at two types of centers. Analysis of the luminescence excitation spectra shows that with increasing temperature, the contribution of charge carriers to excitation transfer from the barriers to the CdTe layers decreases compared to the contribution of excitons.