

Аномальное влияние фононного ветра на латеральную миграцию экситонов в ультратонкой квантовой яме CdTe/ZnTe

Е. Е. Онищенко¹⁾, В. С. Багаев, В. В. Зайцев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 декабря 2000 г.

После переработки 27 февраля 2001 г.

Исследовано действие потока неравновесных акустических фононов на фотолюминисценцию ультратонкой квантовой ямы CdTe/ZnTe, возбуждаемой квазирезонансно He–Ne-лазером. Обнаружено, что генерируемый внешним источником поток фононов приводит к изменению формы полосы люминисценции квантовой ямы даже при малых мощностях генерации и больших (до 1 см) расстояниях от области генерации фононов до области квазирезонансного возбуждения люминисценции. Предполагается, что поток неравновесных фононов стимулирует миграцию экситонов в плоскости квантовой ямы (латеральную миграцию), обусловленную туннельными переходами между локальными минимумами потенциала, которые сопровождаются *вынужденным* испусканием фононов.

PACS: 63.20.Ls, 73.20.Dx

Введение. Известно, что при интерпретации спектров излучения реальных квантовых ям (КЯ), характеризующихся естественными флуктуациями толщины, необходимо учитывать перенос локализованных экситонов между пространственно разнесенными состояниями, имеющими различную энергию. Такой латеральный перенос происходит в основном с участием акустических фононов [1]. Поскольку в реальных гетероструктурах ситуация в общем случае не является равновесной, представляет интерес исследование влияния неравновесных акустических фононов на ансамбль локализованных экситонов.

Влияние потока неравновесных фононов (фононного ветра [2]) на фотолюминисценцию КЯ полупроводниковых соединений A_3B_5 и A_2B_6 исследовалось в ряде работ [3–5]. В этих работах для возбуждения неравновесных фононов использовалась техника тепловых импульсов, метод, широко применяемый для исследования распространения фононов и электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках. В отличие от классической техники тепловых импульсов, когда источником фононов служит нагретая металлическая пленка, в наших экспериментах неравновесные фононы создавались непосредственно при оптическом возбуждении структуры. В этом случае фононы генерируются в процессах термализации и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда, созданных при оптическом возбуждении. В сравнении с техникой тепловых импульсов спектр генерируемых фононов при таком способе их создания является более неравновесным [6].

¹⁾e-mail: evgeny@lebedev.ru

В описанных ниже экспериментах изучалось влияние фононного ветра на излучение ультратонкой КЯ CdTe/ZnTe (номинальная толщина слоя CdTe – 4 монослоя ≈ 1.3 нм). Люминисценция КЯ возбуждалась квазирезонансно He–Ne-лазером, так как:

1) это позволяло минимизировать число неравновесных фононов, генерируемых в процессе возбуждения экситонных состояний в КЯ;

2) как было показано нами в [7], при таком способе возбуждения люминисценции на коротковолновом крыле полосы излучения КЯ проявляются две дополнительные (в сравнении со случаем нерезонансного возбуждения) особенности, динамика изменения которых по мере увеличения температуры либо под действием фононного ветра позволяет сделать качественные выводы о влиянии акустических фононов на латеральную миграцию экситонов;

3) в спектре люминисценции отсутствует вклад полосы излучения, связанной с изовалентной примесью O_{Te} (при малых уровнях нерезонансного возбуждения эта полоса накладывалась бы на полосу люминисценции КЯ, что затруднило бы интерпретацию результатов эксперимента).

Эксперимент. Структура CdTe/ZnTe была выращена на подложке из полуизолирующего GaAs(001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии [7]. На рис.1 изображена схема эксперимента. Экситонная люминисценция возбуждалась лучом He–Ne-лазера ($\lambda = 632.8$ нм), сфокусированным в пятно с диаметром ~ 0.1 мм при мощности 1 мВт (область А). Излучение лазера модулировалось механическим прерывателем Ch с частотой 1 кГц. На расстоянии не-

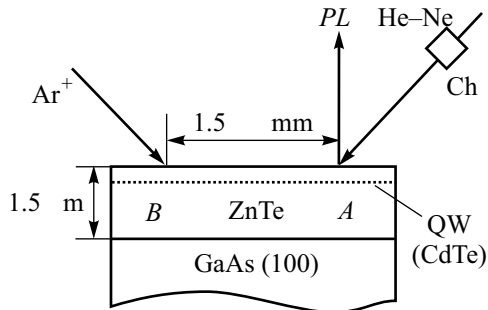


Рис.1. Схема эксперимента. В области *A* происходило квазирезонансное возбуждение фотолюминесценции (PL) He-Ne-лазером, в области *B* лучом аргонового лазера генерировались неравновесные фононы. Излучение He-Ne-лазера модулировалось прерывателем Ch

скольких миллиметров (от 1.5 до 7 мм в наших экспериментах) от области *A* лучом аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм) производилась генерация неравновесных фононов (область *B*). При диаметре пятна ~ 0.1 мм мощность возбуждения варьировалась в диапазоне 0.4 ÷ 150 мВт. Спектры люминесценции анализировались с помощью двойного решеточного монохроматора ДФС-24 (обратная линейная дисперсия 0.5 нм/мм). Для регистрации сигнала использовалась техника синхронного детектирования. Измерения проводились при температурах 4.2 К и 1.8 К.

Особенности исследуемой структуры. Зонная диаграмма структуры CdTe/ZnTe изображена на рис.2. Основная часть скачка потенциала приходится на зону проводимости (CB), в результате чего име-

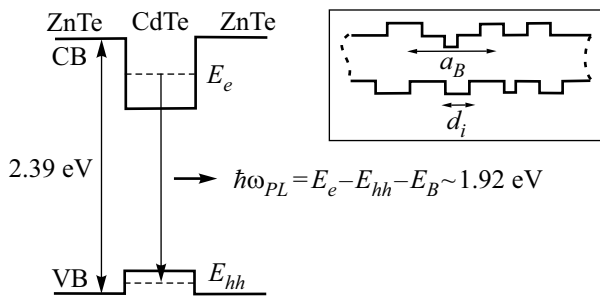


Рис.2. Зонная диаграмма для структуры CdTe/ZnTe. Подстрочные индексы обозначают: *e* — электрон, *hh* — тяжелая дырка; E_B — энергия связи экситона. На вставке схематично показано сечение КЯ перпендикулярно плоскости слоя

ет место глубокая потенциальная яма для электронов. На валентную зону (VB) приходится не более 20% разности ширин запрещенных зон ZnTe и CdTe

(≈ 0.8 эВ). При изменении толщины КЯ на один монослой (в диапазоне толщин 1 ÷ 5 монослоев) уровень энергии электрона (и экситона) смещается примерно на 100 мэВ.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения показали, что ультратонкая КЯ представляет собой слой CdTe переменной локальной толщины. Схематично геометрия слоя изображена на вставке на рис.2. Характерный латеральный масштаб неровностей (островков монослойной толщины) $d_i < a_B$, где a_B — боровский радиус экситона. Неидеальность гетерограниц приводит к возникновению флуктуационного потенциала. Как было сказано выше, изменение средней толщины КЯ на один монослой ведет к существенному (примерно на 100 мэВ) изменению глубины уровня энергии экситона. Этим определяется характерный масштаб флуктуаций энергетического спектра — десятки мэВ. Соответственно, все экситоны в КЯ при низких температурах являются в различной степени локализованными, то есть экситоны не могут свободно перемещаться в плоскости КЯ, но способны мигрировать, совершая туннельные переходы между локальными минимумами потенциала. Такие переходы сопровождаются испусканием (поглощением) акустических фононов. При низких температурах миграция происходит преимущественно с потерей энергии. Как правило, более высокоэнергетические состояния являются менее локализованными (для таких состояний время ухода экситона в другое состояние мало по сравнению с временем рекомбинации).

Как и следует ожидать, ширина полосы излучения КЯ при низких температурах определяется неоднородным уширением и составляет ~ 25 мэВ. На рис.3 приведен спектр люминесценции КЯ при квазирезонансном возбуждении He-Ne-лазером (жирная линия). Отмеченные вертикальными штрихпунктирными линиями особенности связаны с тем, что в релаксации экситонов, созданных квантом He-Ne-лазера, принимают участие интерфейсный ($\hbar\omega_1 = 19$ мэВ) и локализованный ($\hbar\omega_2 = 25$ мэВ) оптические фононы [8], проявление которых обусловлено наличием слоя CdTe.

Результаты. Влияние фононного ветра на люминесценцию ультратонкой КЯ демонстрирует рис.3. Наблюдается заметное ослабление особенностей, обусловленных релаксацией экситонов с участием локализованного и интерфейсного фононов, интегральная интенсивность фотолюминесценции увеличивается на 5–15%. Влияние фононного ветра проявляется уже при мощности аргонового лазера 0.4 мВт (!)

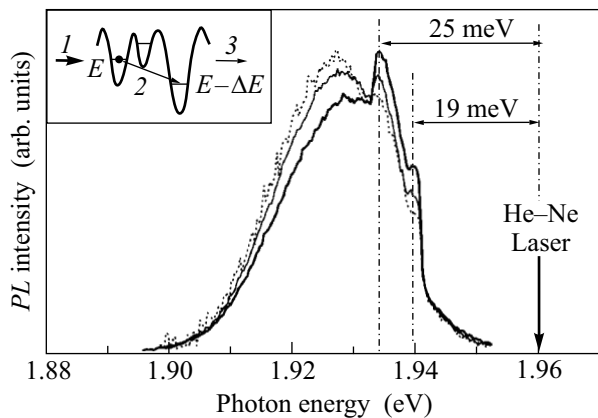


Рис.3. Жирная сплошная линия – спектр люминесценции КЯ при квазирезонансном возбуждении He–Ne-лазером в отсутствие потока неравновесных фононов. Сплошная линия – спектр люминесценции КЯ при мощности аргонового лазера 1 мВт. Точки – спектр люминесценции КЯ при мощности аргонового лазера 150 мВт. В обоих случаях расстояние между областями *A* и *B* составляет 7 мм. На вставке схематично изображен потенциальный рельеф, горизонтальные линии показывают уровни энергии экситона в локальных ямах. Поток неравновесных фононов (1) с энергиями $\hbar\omega \sim \Delta E$ стимулирует переход экситона (2) в состояние с меньшей энергией, сопровождаемый вынужденным испусканием фонона с $\hbar\omega = \Delta E$ (3)

и расстоянии между областями *A* и *B* 7 мм. При мощностях накачки > 10 мВт величина эффекта (изменение интегральной интенсивности и формы полосы люминесценции) перестает зависеть от расстояния между областями *A* и *B*.

Обсуждение результатов. Под действием фононного ветра происходит увеличение интегральной интенсивности люминесценции КЯ и увеличение заселенности низкоэнергетических экситонных состояний, связанное с миграцией части экситонов из состояний с большей энергией. Отметим, что при повышении температуры наблюдается противоположная картина (рис.4). Интегральная интенсивность люминесценции КЯ падает, а интенсивность люминесценции в области коротковолнового крыла полосы (в районе отмеченных особенностей) увеличивается, что связано с миграцией части экситонов из низкоэнергетических состояний в состояния с большей энергией. При дальнейшем росте температуры особенности размываются и исчезают.

Ситуация, когда под действием равновесных либо неравновесных фононов происходит миграция экситонов в состояния с меньшей энергией, не является

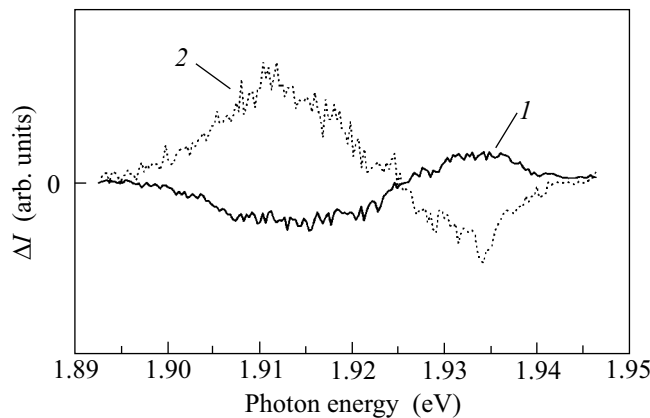


Рис.4. Изменение сигнала люминесценции ультратонкой КЯ при повышении температуры до 10 К (1) и под действием фононного ветра (2)

уникальной. Часто в низкоразмерных структурах (см. [9, 10] и ссылки в этих работах) при повышении температуры в некотором температурном диапазоне наблюдается сдвиг максимума полосы люминесценции в длинноволновую сторону, превышающий по величине изменение ширины запрещенных зон материалов ямы и барьера. Это связано с тем, что при повышении температуры экситоны могут через “промежуточные” (более высокоэнергетические) состояния мигрировать в состояния с меньшей энергией. Однако в нашей структуре подобного эффекта не наблюдалось ни в случае квазирезонансного возбуждения, ни в случае возбуждения барьера (ZnTe). Кроме того, подобный термоактивационный механизм миграции экситонов в более глубокие состояния приводит к увеличению доли экситонов, рекомбинирующих безызлучательно [11], что ведет к уменьшению интегральной интенсивности люминесценции, в то время как в нашем случае интегральная интенсивность увеличивается.

Перераспределение экситонов из состояний с большей энергией (свободные экситоны) в состояния с меньшей энергией (экситоны, локализованные на неровностях интерфейса) под действием фононного ветра наблюдалось в [4] в широкой (10.2 нм) КЯ GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As. Однако в нашем случае ситуация вследствие значительного неоднородного уширения иная, и говорить о свободных экситонах применительно к нашей структуре нельзя. Поэтому предложенное в [4] объяснение эффекта, связанное с передачей импульса неравновесными фононами экситонной подсистеме, к нашей системе неприменимо.

Попытки последовательного аналитического описания процессов латерального переноса экситонов в

КЯ с флуктуациями толщины при конечных температурах наталкиваются на принципиальные трудности [9]. Не меньшую сложность представляет учет влияния неравновесных фононов с неизвестным спектральным распределением. Мы ограничимся кратким качественным рассмотрением вопроса.

Обратим внимание на особенности, связанные с релаксацией экситонов при участии локализованного и интерфейсного фононов (см. рис.3). Фотовозбужденные экситоны, испуская оптические фононы (за время менее 1 пс), попадают в довольно узкий энергетический диапазон, определяемый $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$. Дальнейшая релаксация может происходить только посредством гораздо более медленного процесса, переходов с участием акустических фононов. Характерные времена для такого процесса (десятки пикосекунд) уже сопоставимы с временем излучательной рекомбинации экситонов. Используя данные работы [12], мы можем приблизительно оценить эту величину (200 ÷ 300 пс). Таким образом, экситоны накапливаются в узком диапазоне энергий. В сущности, в районе вышеупомянутых особенностей имеет место инверсная заселенность локализованных экситонных состояний (по отношению к состояниям с меньшей энергией). В такой ситуации поток фононов с энергиями, сопоставимыми с разностью энергий ΔE между какими-либо близко расположенными состояниями (схематично ситуацию поясняет вставка на рис.3), должен стимулировать процессы вынужденного испускания фононов при переходах экситонов между этими локальными минимумами потенциала. Именно такие процессы, а не процессы поглощения фононов, будут доминировать. В результате заселенность состояний с большей энергией будет уменьшаться, а заселенность состояний с меньшей энергией – увеличиваться, что и наблюдается в эксперименте.

Представляет интерес вопрос о спектре неравновесных фононов, достигающих области А. Высокочастотные акустические фононы, образовавшиеся в результате распада оптических фононов, имеют малые времена жизни относительно спонтанного ангармонического распада и малые времена свободного пробега (из-за интенсивного рассеяния на дефектах), поэтому они “локализованы” вблизи области генерации. При распаде высокочастотных акустических фононов образуются фононы с меньшими частотами, способные распространяться на гораздо большие расстояния. Вопрос о характерных энергиях фононов, достигающих области А, будет обсуждаться в отдельной работе, здесь мы остановимся на нем лишь вкратце. В случае однородного объемного ма-

териала при почти изотропном (из-за сильного рассеяния [13]) распространении фононов до области А могла бы прийти лишь незначительная доля фононов, поэтому можно предположить, что распространение фононов происходит в квазидвумерном (квазиволноводном) режиме. О том, что мы действительно имеем дело с квазидвумерным распространением неравновесных фононов, может говорить и тот факт, что уменьшения эффекта воздействия фононного ветра не наблюдалось даже в случае, когда образец находился в сверхтекучем гелии. Как известно [14], в таких условиях фононы, достигающие границы образца, выходят в гелий. Поскольку неравновесные фононы генерируются в области ультратонких слоев, находящихся вблизи от поверхности образца, из-за сильного рассеяния фононов следовало бы ожидать, что доля фононов, достигающих границы структура/сверхтекучий гелий, достаточно велика. Поэтому при трехмерном квазидиффузном режиме распространения фононов мы могли бы ожидать уменьшения эффекта фононного ветра при погружении образца в сверхтекучий гелий. Однако этого не происходит.

Заключение. Наблюдалось изменение спектра люминесценции КЯ под влиянием фононного ветра. Предполагается, что при наличии инверсной заселенности локализованных состояний поток неравновесных фононов стимулирует латеральную миграцию экситонов, вызывая туннельные переходы между локальными минимумами потенциала, которые сопровождаются *вынужденным* испусканием фононов. При малых мощностях генерации неравновесных фононов и макроскопических расстояниях до места квазирезонансного возбуждения люминесценции КЯ для объяснения наблюдаемого эффекта необходимо предположить квазиволноводный характер распространения неравновесных акустических фононов в исследуемой структуре.

В наших экспериментах мы имели дело с: 1) потоком неравновесных фононов с неизвестным спектральным составом, 2) ансамблем экситонов, локализованных флуктуационным потенциалом. Возможно, при низких температурах в гетероструктурах с заданными параметрами (геометрией, положением энергетических уровней и т.д.) потоки неравновесных фононов с заданным спектральным составом смогут выполнять роль селективного воздействия, позволяющего управлять транспортом квазичастиц между “структурными элементами” и заселенностью энергетических уровней в различных “структурных элементах”. Заметим попутно, что на базе

подобных структур могут быть созданы квантовые (фононные) усилители.

Авторы выражают благодарность Т. И. Галкиной за интерес к работе и ценные замечания и А. И. Шаркову за полезную дискуссию, а также С. Р. Октябрьскому за проведенные методом электронной микроскопии исследования. Данная работа выполнена в рамках проектов # 00-02-17335 и # 99-02-17183 Российского фонда фундаментальных исследований и проекта # 97-1045 Межведомственной программы ФТНС министерства науки РФ. Работа также частично поддержана грантами поддержки научных школ # 00-15-96568 и молодых ученых.

1. Т. Takagahara, Phys.Rev. **B31**, 6552 (1985).
2. В. С. Багаев, Л. В. Келдыш, Н. Н. Сибельдин и др., ЖЭТФ **70**, 702 (1976).
3. Е. С. Москаленко, А. В. Акимов, А. Л. Жмодиков и др., ФТТ **36**, 3140 (1994).
4. E. S. Moskalenko, A. V. Akimov, A. A. Kaplyanskii et al., Physica **B219&200**, 59 (1996).
5. A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, A. L. Zhmodikov et al., Phys.Rev. **B56**, 12100 (1997).
6. В. С. Багаев, Х. Бельска-Левандовска, М. М. Бонч-Осмоловский и др., ЖЭТФ **77**, 2117 (1979).
7. В. В. Зайцев, В. С. Багаев, Е. Е. Онищенко, ФТ **41**, 717 (1999).
8. J. Mendez, A. Pinczuk, J. P. Valladares et al., Appl. Phys. Lett. **50**, 1101 (1987).
9. S. D. Baranovskii, R. Eichmann, and P. Thomas, Phys. Rev. **B58**, 13081 (1998).
10. A. Polimeni, A. Patane, M. Henini et al., Phys. Rev. **B59**, 5064 (1999).
11. I. N. Krivorotov, T. Chang, G. D. Gilliland et al., Phys. Rev. **B58**, 10687 (1998).
12. J. H. Collet, H. Kalt, Le Si Dang et al., Phys. Rev. **B43**, 6843 (1991).
13. A. I. Sharkov, A. Yu. Klokov, T. I. Galkina et al., Journ. Russ. Laser Reaserch **21**, 478 (2000).
14. E. S. Sabisky and C. H. Anderson, Solid State Commun. **17**, 1095 (1975).