

УДК 535:621.373.826:539

ОПТИЧЕСКИЕ ЗАТВОРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ A_3B_5

© Н. Н. Рубцова, А. А. Ковалёв, Д. В. Ледовских,
В. В. Преображенский, М. А. Пулято, Б. Р. Семягин

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: rubtsova@isp.nsc.ru*

Проанализировано влияние строения квантовых ям и особенностей технологии их изготовления на быстродействие и максимальную глубину модуляции оптических затворов на основе квантовых ям A_3B_5 , предназначенных для синхронизации мод лазеров ближнего ИК-диапазона.

Ключевые слова: квантовые ямы, экситонное поглощение в квантовых ямах, электронно-дырочная рекомбинация, туннелирование носителей заряда между квантовыми ямами.

DOI: 10.15372/AUT20210504

Введение. Идея использования полупроводниковых наноструктур для получения устойчивого режима синхронизации мод лазеров [1] демонстрирует свою эффективность уже более 25 лет для лазеров ближнего и среднего инфракрасных диапазонов спектра. В настоящее время исследовано большое разнообразие квантово-размерных структур, таких как квантовые точки, проволоки, ямы. Среди них квантовые ямы (КЯ) следует признать наиболее пригодными к изготовлению оптических затворов для пассивной синхронизации мод лазеров, поскольку такая конструкция допускает работу в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения.

Цель данной публикации — анализ связи главных параметров (быстродействия, глубины модуляции) оптических затворов на основе квантовых ям из полупроводниковых соединений группы A_3B_5 с параметрами структуры и с разработанной технологией их изготовления применительно к области ближнего инфракрасного диапазона спектра.

Методы исследования оптических затворов. Исследование спектров пропускания и отражения полупроводниковых структур, включающих квантовые ямы, необходимо регистрировать на каждом этапе изготовления затвора. Как правило, размеры образцов составляют несколько миллиметров из-за пространственной неоднородности образцов, изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), а необходимое для данного лазера насыщаемое поглощение может быть малым. Например, оптимальный уровень модуляции потерь равняется 1–1,5 % при пассивной синхронизации мод в компактном лазере $Yb:KYW$. Для регистрации спектра поглощения слоя квантовых ям с указанным поглощением необходимо записать спектр пропускания структуры под углом Брюстера и затем вычесть из него спектр подложки; подложка должна быть прозрачной в данном диапазоне спектра, но на практике имеет поглощение и рассеяние из-за примесей и дефектов. Стандартные спектрометры не подходят для исследования таких образцов, а специализированные (например, Photon RT фирмы Essent Optics, Беларусь) весьма дороги. В связи с этим в наших работах используется однолучевой метод регистрации спектров [2] отражения полупроводниковых наноструктур с точностью 10^{-3} и с пространственным разрешением не хуже 1 мм (диаметр подложки для МЛЭ обычно составляет 40–50 мм).

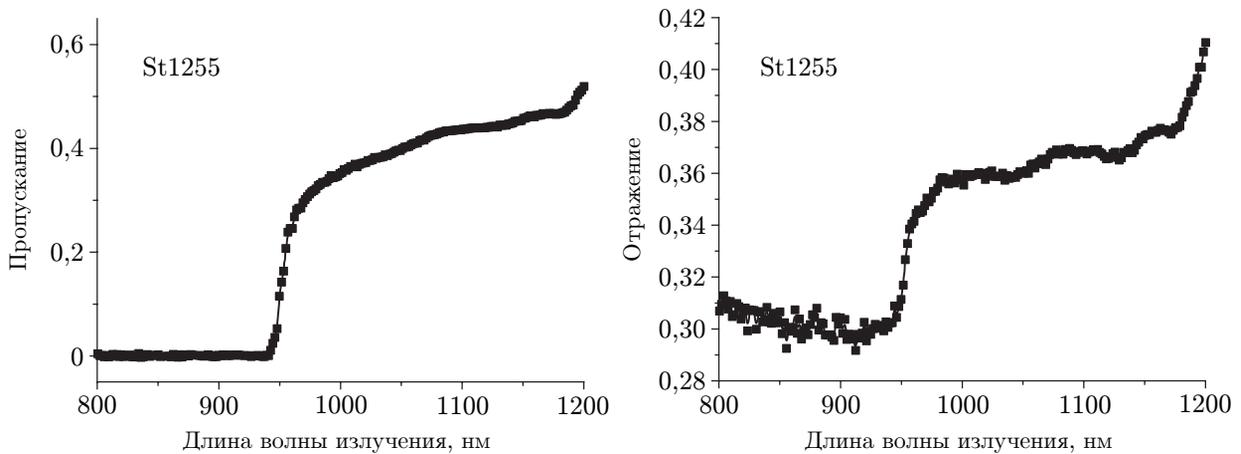


Рис. 1. Спектры пропускания (слева) и отражения St1255 (справа)

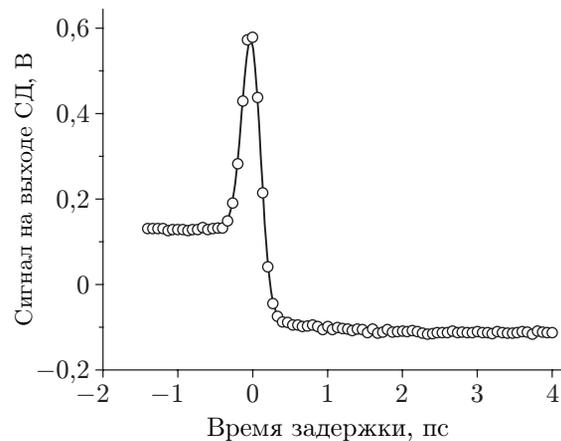


Рис. 2. Кинетика отражения St1255, зарегистрированная методом накачки и зондирования

В процессе разработки оптических затворов на основе полупроводниковых квантовых ям необходимо регистрировать кинетику отражения. В нашем случае используется одночастотный метод накачки и зондирования (pump-probe) [3]. Кинетические свойства слоя квантовых ям желательно определить уже на подложке после выращивания методом МЛЭ, не дожидаясь изготовления отражательного элемента. На следующем примере покажем, насколько присутствие подложки может усложнять интерпретацию кинетики отражения.

Образец St1255 выращен на подложке InP и представляет собой 21 квантовую яму из 4-компонентного материала $\text{In}_{0,82}\text{Ga}_{0,18}\text{As}_{0,39}\text{P}_{0,61}$ толщиной 6 нм. Барьеры между ямами выполнены из InP толщиной 10 нм. В данном случае барьеры достаточно толстые (волновые функции электронов и дырок из соседних квантовых ям не перекрываются), так что образец соответствует набору независимых квантовых ям (multiple quantum wells). Материал квантовых ям имеет ту же постоянную решётки, что и материал барьеров. На рис. 1 видна граница фундаментального поглощения подложки InP на длине волны излучения 950 нм. Вклад квантовых ям структуры St1255 виден в диапазоне спектра 1020–1080 нм, совпадающем с областью генерации лазера Yb:KYW.

На рис. 2 показана кинетика отражения этого образца, зарегистрированная методом накачки и зондирования [3] (по оси y отложен сигнал синхронного детектора (СД)). Принимая во внимание ширину пика (в области нулевых задержек пробного излучения), по-

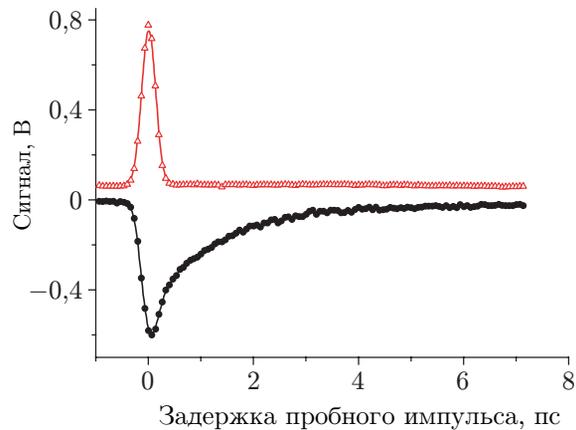


Рис. 3. Кинетика отражения слоя квантовых ям (тёмные кружки) и подложки GaAs (светлые треугольники) структуры BP2953 с полупроводниковым зеркалом

ложение на шкале задержек, а также уровень стационарного сигнала в области отрицательных задержек пробного импульса излучения, кинетику можно интерпретировать следующим образом. Ненулевой стационарный сигнал в начале кривой для отрицательных задержек связан с медленной рекомбинацией электронов и дырок ($(e-h)$ -рекомбинация) в толще монокристалла InP (период следования фемтосекундных импульсов около 14 нс, $(e-h)$ -рекомбинация в монокристалле происходит гораздо медленнее); положительный пик с максимумом в нуле задержек — это 2-фотонное поглощение в InP. Квантовые ямы имеют малый коэффициент поглощения, так что их слой практически прозрачен для накачки; вероятно, этот пик был бы выше, если бы не было экситонного вклада от КЯ, который имеет противоположный знак (в сторону уменьшения поглощения) и стартует обычно с небольшой задержкой относительно нуля задержек пробного импульса; длинный «хвост» для больших задержек связан с $(e-h)$ -рекомбинацией в квантовых ямах (при толстых барьерах это сотни пикосекунд, наша установка позволяет видеть не более 40 пс, так что конец релаксационного процесса на графике не виден).

Таким образом, наличие подложки с заметным двухфотонным поглощением осложняет исследование кинетики квантовых ям.

Для сравнения приведём кинетические кривые структуры BP2953, в которой слой трёх квантовых ям ($\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ 27ML/GaAs 5ML) выращен поверх полупроводникового зеркала (24 пары четвертьволновых слоёв AlAs/GaAs).

На рис. 3 показаны два сигнала, зарегистрированные в отражении от противоположных сторон образца. Сигнал двухфотонного поглощения зарегистрирован со стороны подложки GaAs (светлые треугольники — экспериментальные точки, сплошная кривая — интерполяция B-сплайном); при этом импульсы насыщающего и пробного излучения отражаются от полупроводникового зеркала AlAs/GaAs. Кроме пика поглощения в нуле задержек пробного излучения, для этого сигнала имеется стационарная «подкладка». Она обусловлена поглощением электронов, попавших в зону проводимости при двухфотонном переходе. Релаксацию сигнала, соответствующего этому поглощению, увидеть не удаётся из-за слишком большого времени релаксации в монокристалле GaAs (обычно десятки наносекунд, что велико по сравнению с периодом следования фемтосекундных импульсов). Сигнал, зарегистрированный со стороны слоя квантовых ям, имеет противоположный знак и обусловлен взаимодействием излучения именно со слоем КЯ (тёмные кружки — экспериментальные точки, сплошная кривая — интерполяция B-сплайном); здесь также имеется два прохода через слой КЯ с отражением от полупроводникового зеркала. Таким

образом, наличие зеркального отражателя позволяет регистрировать кинетику отражения слоя квантовых ям в чистом виде.

Многofотонное поглощение, в частности 2-фотонное поглощение, вызывает переход электронов в зону проводимости, что приводит к поглощению всей энергии импульса возбуждающего излучения. На рис. 2 и 3 видно поглощение в области отрицательных задержек пробного импульса излучения («подкладка»). При больших энергиях импульса возбуждающего излучения двухфотонное поглощение может приводить к разрушению образца, в особенности это относится к оптическим затворам, работающим в условиях острой фокусировки рабочего излучения. Например, для компактных лазеров с высокой частотой следования фемтосекундных импульсов [4] двухфотонное поглощение представляет собой серьёзную проблему. Таким образом, наличие подложки с мощным двухфотонным поглощением не только мешает правильному исследованию кинетики отражения слоя квантовых ям, но и в целом снижает диапазон интенсивностей, в котором оптический затвор сохраняет работоспособность. Необходима конструкция оптического затвора, исключающая наличие массивных слоёв полупроводникового материала, который обладает заметным 2-фотонным поглощением. Напомним, что типичная толщина подложек, предназначенных для молекулярно-лучевой эпитаксии (epi-ready), составляет 200–400 микрон; это значение велико по сравнению с толщиной слоя квантовых ям (обычно не более сотни нанометров), поэтому 2-фотонное поглощение конкурирует с процессом насыщенного поглощения в КЯ.

В [4, 5] разрабатываются оптические затворы с переносом на диэлектрическое зеркало слоя квантовых ям, с полным удалением подложки и с применением более широкополосных диэлектрических отражателей.

Основные параметры оптических затворов и связь с толщиной барьеров.

Проанализируем связь строения квантовых ям с параметрами, определяющими особенности применения оптических затворов. Это максимальная глубина модуляции потерь за счёт поглощения и быстродействие (скорость восстановления ненасыщенного поглощения), определяемое временем электронно-дырочной рекомбинации.

В случае множественных квантовых ям (multiple quantum wells) максимальная глубина модуляции пропорциональна количеству квантовых ям в слое оптического затвора в силу независимости отдельных квантовых ям друг от друга. Квантовые ямы из $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ толщиной 27 ML (ML — монослой) можно считать независимыми для толщин барьеров GaAs 20 ML и больше. В [4, 5] использованы более тонкие барьеры (от 10 до 3 ML). Такие квантовые ямы связаны туннельными переходами. В табл. 1 приведены найденные экспериментально значения максимального поглощения слоя квантовых ям в зависимости от их количества для двух толщин барьеров. Во всех образцах квантовые ямы представляют собой слои $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ толщиной 27 ML, барьеры — GaAs толщиной 3 ML или 5 ML. Поглощение слоя квантовых ям, выращенных на подложке, определено из баланса падающей, отражённой и прошедшей через образец мощностей лазерного излучения. Для квантовых ям, перенесённых на диэлектрическое зеркало, использовалось отражение. Во всех случаях применялось излучение низкой интенсивности (не более 25 Вт/см²) фемтосекундного лазера Yb:KYW, работающего в области $\lambda = 1036$ нм (лазер фирмы «Солар», г. Минск, Беларусь).

В табл. 1 приведены наименования структур, количество квантовых ям в слое, толщина барьеров из арсенида галлия (в монослоях), а также ненасыщенное поглощение слоя квантовых ям, которое отражает максимальную глубину модуляции, достижимую с таким насыщающимся поглотителем. В первой колонке показаны структуры, выращенные в разных установках, с вращением подложки (образцы типа BP) и без вращение подложки (типа St). Пять нижних строк таблицы относятся к образцам с переносом слоя квантовых ям на диэлектрическое зеркало DSAM с металлизацией алюминием, золотом (или

Таблица 1

Структура	Количество квантовых ям	Толщина барьера (ML)	Поглощение слоя КЯ	Время восстановления (пс)
BP2871	20	3	0,216	2–3
BP2890	20	3	0,411	—
BP2891	8	3	0,053	—
BP2931	3	5	0,07–0,17	~5
St1826_no metal	15	5	0,307	$5,4 \pm 0,1$
St1831_Au	15	5	0,27	$5 \pm 0,1$
BP2956_Al	15	5	0,50	$3,5 \pm 0,1$
BP2956_Au	15	5	0,285	$4,6 \pm 0,1$
BP2956_no metal	15	5	0,285	$4,4 \pm 0,2$

без металлизации) и последующим соединением структуры с массивной металлической подложкой с помощью эпоксидного компаунда.

Даже в одинаковых по строению образцах с одинаковым числом квантовых ям и с одинаковыми толщинами барьеров поглощение может отличаться почти вдвое (см., например, две первые и пять последних строк табл. 1). Несмотря на это, табл. 1 показывает рост поглощения с увеличением количества квантовых ям для двух типов ям — с барьерами толщиной 3 ML (первые три строки табл. 1) и для квантовых ям с более толстыми барьерами 5 ML (остальные строки).

Крайний правый столбец табл. 1 представляет время восстановления линейного поглощения структур после воздействия фемтосекундного импульса. Прочерки в таблице (вторая и третья строки) означают, что измерить кинетику отражения не удалось из-за отсутствия слоя арсенида галлия, формирующего мощный сигнал двухфотонного поглощения, как указано в предыдущем разделе. Время восстановления для образца с более тонкими (3 ML) барьерами короче, чем для образцов с более толстыми (5 ML) барьерами.

Отметим также, что в группе КЯ с более толстыми барьерами поглощение 3 КЯ равно $\sim 0,12$, а 15 КЯ — более 0,30. В то же время в группе с более тонкими барьерами (8 КЯ) соответствуют поглощению $\sim 0,05$ (меньше поглощения от 3 КЯ с более толстыми барьерами), а 20 КЯ дают поглощение от 0,20 до 0,40 (т. е. не более того, что 15 КЯ с более толстыми барьерами). Логично предположить, что более тонкие барьеры с большей проницаемостью для туннелирования не только обеспечивают более короткое время восстановления оптического затвора, но также снижают максимальную глубину модуляции.

Времена восстановления структур, показанных в пяти нижних строках табл. 1 и имеющих (по дизайну) совершенно одинаковое строение, различны. Можно предположить, что в данном случае при совершенно одинаковых квантовых ямах ($\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ с толщиной 27 ML) и толщинах барьеров из GaAs 5 ML различие времён релаксации определяется особенностями роста структур в разных установках и особенностями всех этапов переноса слоя КЯ на диэлектрическое зеркало.

Далее приведены примеры кинетики отражения двух структур с одинаковым количеством квантовых ям, отличающихся материалом квантовых ям и толщиной барьеров из арсенида галлия. Обе структуры были перенесены на диэлектрическое зеркало, затем исследовались их кинетики отражения.

Кинетика отражения первой структуры BP2982(3), состоящей из 6 КЯ из 10 ML $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ с барьерами 7 ML GaAs, показана на рис. 4 слева. Для второй структуры BP2985(1), содержащей 6 КЯ из 27 ML $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ с барьерами 5 ML GaAs, кинетика отражения приведена на правом графике рис. 4. Цифры в скобках в обозначении структур относятся к выбранным участкам образцов (размером 5×5 мм) в пределах подложки.

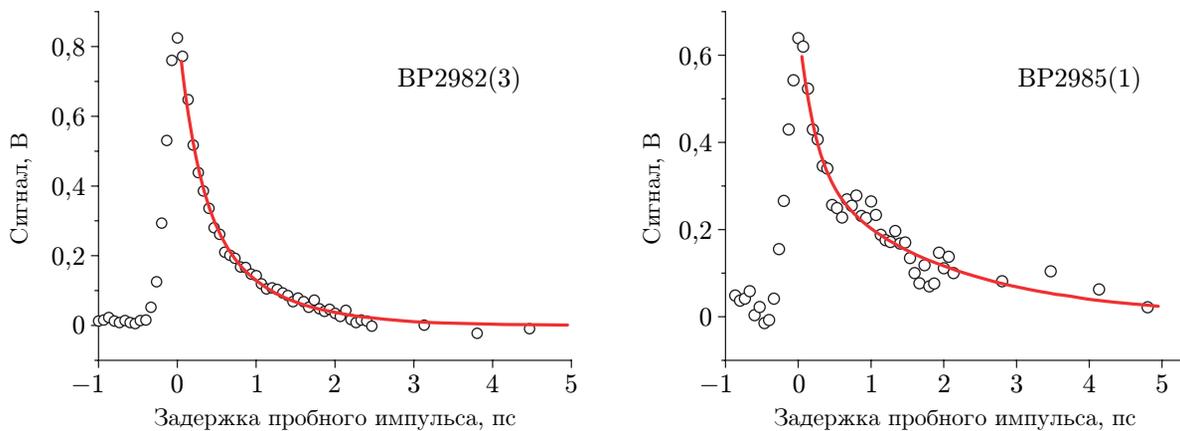


Рис. 4. Кинетика отражения слоёв из 6 квантовых ям (кружки) и подгонка участков затухания (сплошные кривые) по двухэкспоненциальному закону для структур

Участки затухания сигналов синхронного детектора аппроксимированы суммой двух затухающих экспонент, отражающих вклады экситонов A_1 и электронно-дырочных пар A_2 с соответствующими временами релаксации τ_1 и τ_2 . Параметры аппроксимации участков спада для структуры BP2982(3): $A_1 = 0,485$, $A_2 = 0,379$, $\tau_1 = 0,257$ пс и $\tau_2 = 0,861$ пс. Для структуры BP2985(1) параметры следующие: $A_1 = 0,334$, $A_2 = 0,338$, $\tau_1 = 0,228$ пс и $\tau_2 = 1,878$ пс. Кинетическая кривая BP2982(3) менее зашумлённая, хотя амплитуды сигналов сравнимы. Отношение вкладов экситонной компоненты и электронно-дырочных пар для образца BP2982(3) равно 1,28. Этот образец содержит меньше индия в составе квантовой ямы, и соответственно рассогласование по величине постоянной решётки между материалом ямы и барьера меньше, чем для образца BP2985(1). Возможно, этим объясняется малый вклад экситонной компоненты в кинетике BP2985(1), составляющий 0,99.

Количество барьеров в обеих структурах одинаково. Для структуры BP2982(3) толщина барьеров больше (7 ML GaAs), чем для структуры BP2985(1) (5 ML GaAs), и можно было ожидать большего времени релаксации τ_2 для BP2982(3). Для образца BP2982(3) меньшее рассогласование постоянных решётки материалов ямы и барьера также могло приводить к большему τ_2 , чем для образца BP2985(1). Экспериментальные данные противоречат этим простым рассуждениям, и объяснить это противоречие можно различной концентрацией дефектов в этих образцах. По виду кинетической кривой BP2985(1) можно судить о более сильном повреждении кристаллической структуры при переносе на диэлектрик, чем для образца BP2982(3).

Следующий пример показывает существенное отличие в кинетике для слоя КЯ с идеальным согласованием по величине постоянной решётки материалов квантовой ямы и барьеров. Образец на основе St1827 выращен на подложке InP (100) с последующим её удалением и содержит 20 КЯ 8 нм $\text{In}_{0,88}\text{Ga}_{0,12}\text{As}_{0,26}\text{P}_{0,74}$ с барьерами 3 нм InP. Так же, как и для St1255, в этом образце материалы квантовой ямы и барьера согласованы по значению постоянной решётки. В отличие от St1255 в образце St1827 барьеры более тонкие. Слой КЯ закрыт тонким слоем кремния. Поверх слоя кремния, окислившегося в процессе хранения на воздухе и переноса из установки МЛЭ в напылительную камеру, в вакууме было нанесено диэлектрическое зеркало. Поверх этого отражательного слоя осуществлена металлизация (Al или Au) и выполнен перенос на металлическое основание, затем удалена подложка.

На рис. 5 приведена кинетика сигнала синхронного детектора (СД) — отражения слоя КЯ на базе St1827, перенесённого на диэлектрическое зеркало. Видна отрицательная «под-

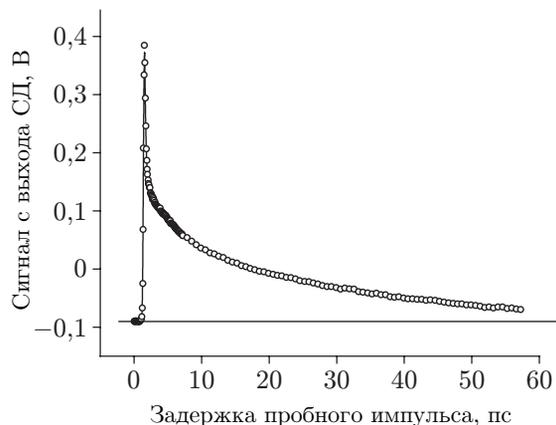


Рис. 5. Кинетика отражения слоя КЯ на базе St1827, перенесённого на диэлектрический отражатель

кладка», предположительно, из-за неполного удаления технологического слоя (необходимого для селективного травления подложки); характерная асимметричная относительно нулевой задержки кинетическая кривая представляет реакцию квантовых ям — резкий пик, соответствующий формированию и ионизации экситонов, локализованных в КЯ, а также участок сравнительно медленной ($e-h$)-рекомбинации. По сравнению с образцами St1255 время восстановления оптического затвора на базе St1827 существенно короче, а пик 2-фотонного поглощения отсутствует. Подгонка по биэкспоненциальной модели участка затухания кинетики определяет параметры кривых: $A_0 = -0,0645 \pm 0,001$, $A_1 = 101,7 \pm 18$, $\tau_1 = 0,258 \pm 0,007$ пс, $A_2 = 0,215 \pm 0,002$, $\tau_2 = 14,3 \pm 0,4$ пс. Представление о латеральной неоднородности полученной структуры даёт сравнение с результатами, полученными для другого участка St1827. Параметры модельной кривой в этом случае: $A_0 = -0,053 \pm 0,002$, $A_1 = 153 \pm 32$, $\tau_1 = 0,254 \pm 0,008$ пс, $A_2 = 0,285 \pm 0,003$, $\tau_2 = 11,7 \pm 0,3$ пс. Как видим, время «быстрой» релаксации, соответствующей процессу ионизации экситонов, локализованных в квантовых ямах, отличается для двух областей образца на 4 % ($\tau_1 = 0,25$ пс и $\tau_1 = 0,26$ пс). Наиболее важные для быстрогодействия оптических затворов времена рекомбинации экситонов и дырок различаются на 18 % ($\tau_2 = 11,7$ пс и $\tau_2 = 14,3$ пс).

Следует отметить преобладание амплитуды A_1 (амплитуда экситонного вклада) над амплитудой A_2 (амплитуда вклада электронов и дырок). Для первого образца отношение амплитуд A_1 к A_2 равно 470, для второго — 536. В обоих исследованных образцах вклад экситонной компоненты в несколько сотен раз выше вклада несвязанных электронов и дырок; этот результат существенно отличается от данных, полученных для 3-компонентных КЯ. Разработка DSAM на основе квантовых ям с идеально согласованными по периоду решётки материалами ям и барьеров может привести к созданию технологии быстрогодействия и легко насыщающихся затворов для синхронизации мод компактных лазеров ближнего ИК-диапазона.

Обсуждение. Интерес к сверхтонким (толщиной в 1-2 ML монослоя) барьерам существует давно. Так, в [6] методом фотолюминесценции исследованы одиночные квантовые ямы из GaAs с барьерами из сверхтонких сверхрешёток $(AlAs)_2-(GaAs)_2$, свойства которых оказались отличными от свойств одиночных квантовых ям с обычными барьерами. В [7] выполнены расчёты зонной структуры квантовых ям из GaAs с барьерами из AlGaAs и с помещёнными внутри квантовых ям одиночными слоями InAs. Наличие монослойных вставок существенно изменяло зонную структуру GaAs, что было подтверждено измерениями спектров отражения. Сверхтонкие гетероструктуры GaN/AlN продемонстрировали [8, 9] возможность продвижения в область глубокого УФ-спектра (219 нм). Изменение энерге-

тического спектра квантовых ям продемонстрировано в [10] для модельных квантовых ям, разделённых барьерами той же толщины, что и сами ямы; с уменьшением толщины барьеров уровни квантовых ям превращаются в минизоны, которые становятся всё более широкими по мере сужения барьеров. Для расчёта энергетического спектра связанных квантовых ям, рассмотренных в данной работе, понадобится более сложное вычисление.

В приведённых в данной работе примерах использованы квантовые ямы, разделённые тонкими в несколько ML барьерами, допускающими туннелирование носителей заряда между соседними квантовыми ямами. Таким образом, все КЯ в слое оказываются связанными. Масштабирование максимальной глубины модуляции затвора простым увеличением числа квантовых ям становится невозможным. Тем не менее по табл. 1 прослеживается тенденция роста глубины модуляции с увеличением количества КЯ в слое для выбранного дизайна квантовой ямы (состав материала ямы, толщина слоя ямы, толщина барьера). Видна тенденция к укорочению времени релаксации (к росту быстродействия затвора) по мере уменьшения толщины барьеров.

В то же время исследование показывает, что основные параметры оптических затворов на базе слоя квантовых ям — глубина модуляции и быстродействие затвора — определяются не только их дизайном, но и особенностями всех этапов технологии изготовления. К таким особенностям технологии, объясняющим отклонения в зависимости основных параметров затворов от толщины барьеров, относятся следующие. Для образцов, выращенных без вращения подложки, возможна латеральная неоднородность по составу квантовых ям. Существует неоднородность температуры подложки во время роста из-за краевых эффектов (температура центральной части и краёв подложки различаются). Действие этих двух факторов приводит к латеральной неоднородности механических напряжений в слоях квантовых ям. В процессе переноса слоя квантовых ям на диэлектрический отражатель проводится резка структуры на отдельные образцы, что может вызвать частичную релаксацию напряжений. Уже на этом этапе изготовления затворов формируется разная концентрация дефектов в различных образцах структуры, что может изменять и глубину модуляции, и время электронно-дырочной рекомбинации. Дальнейшая обработка этих образцов (селективное травление подложки, удаление стоп-слоя, металлизация, наклеивание на массив металлической подложки) происходит индивидуально, что также может быть источником различия свойств оптических затворов.

Здесь не обсуждается роль качества гетерограниц и поверхностных состояний, которые также могут влиять на быстродействие затворов. Здесь не было уделено внимания также важной характеристике оптических затворов, отражающей оптическое качество, — ненасыщаемое поглощение. Эти два вопроса заслуживают отдельного исследования.

Заключение. В данной работе представлены примеры оптических затворов на базе квантовых ям с тонкими (менее 10 ML) барьерами. По кинетике отражения сделан вывод, что для 4-компонентных квантовых ям, в которых совпадают периоды кристаллической решётки материалов квантовой ямы и барьера, велик вклад экситонной составляющей по сравнению с вкладом несвязанных электронов и дырок. Оптические затворы на базе таких квантовых ям представляются перспективными с точки зрения низкого уровня ненасыщаемых потерь. Для более разработанной на сегодняшний день группы квантовых ям на основе тройного соединения InGaAs с тонкими барьерами из GaAs удалось установить закономерность роста глубины модуляции с ростом числа КЯ в слое (для каждой группы с фиксированной толщиной барьеров). Определено также сокращение времени релаксации (т. е. рост быстродействия) оптических затворов с уменьшением толщины барьеров. Для дальнейшего совершенствования оптических затворов потребуется исследовать трансформацию спектра поглощения слоя КЯ в зависимости от толщин барьеров, роль каждого этапа технологии переноса слоя КЯ на диэлектрический отражатель, а также влияние поверхностных состояний и гетерограниц на все параметры затворов.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-29-20007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keller U., Weingarten K. J., Kärtner F. X. et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers // IEEE Journ. Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE). 1996. **2**, N 3. P. 435–453.
2. Ковалёв А. А. Измерение спектра отражения в однолучевой схеме // Приборы и техника эксперимента. 2020. № 6. С. 53–56.
3. Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А. и др. Техника регистрации субпикосекундной кинетики отражения или пропускания // Приборы и техника эксперимента. 2018. № 1. С. 87–91.
4. Rubtsova N. N., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V. et al. Optical shutters for a compact femtosecond Yb:KYW laser // Laser Phys. 2020. **30**, N 2. 025001.
5. Рубцова Н. Н., Борисов Г. М., Ковалёв А. А. и др. Свойства квантовых ям и их применение в фемтосекундных лазерах ближнего ИК-диапазона с субгигагерцовой частотой следования импульсов // Автометрия. 2020. **56**, № 5. С. 91–97. DOI: 10.15372/AUT20200511.
6. Ishibashi A., Mari Y., Nakamura F., Watanabe N. Optical properties of quantum wells with ultrathin layer superlattice barriers // Journ. Appl. Phys. 1986. **59**, Iss. 7. P. 2503.
7. Samti R., Raouafi F., Chaouach M. et al. Optical properties of ultrathin InAs quantum well heterostructures // Appl. Phys. Lett. 2012. **101**. P. 012105.
8. Bayerl D., Islam S. M., Jones Ch. M. et al. Deep ultraviolet emission from ultra-thin GaN/AlN heterostructures // Appl. Phys. Lett. 2016. **109**. P. 241102.
9. Islam S. M., Protasenko V., Lee K. et al. High efficiency deep-UV emission at 219 nm from ultrathin MBE GaN/AlN quantum heterostructures // Mesoscale and Nanoscale Phys. (Condensed Matter). Cornell Univers., 2017. URL: arXiv:1704.08737 (дата обращения: 04.08.2021).
10. Yu P. Y., Cardona M. Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties. Heidelberg — Dordrecht — London — New York: Springer, 2002. 775 p.

Поступила в редакцию 04.08.2021

После доработки 06.08.2021

Принята к публикации 16.08.2021