

Туннельно-инжекционные структуры InGaAs с наномостиками: перенос возбуждения и кинетика люминесценции

© В.Г. Талалаев^{*†¶}, А.В. Сеничев^{*}, Б.В. Новиков^{*}, J.W. Tomm[°], T. Elsaesser[°],
Н.Д. Захаров[‡], P. Werner[‡], U. Gösele[‡], Ю.Б. Самсоненко^{×§★}, Г.Э. Цырлин^{×§★}

^{*} Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Петродворец, Россия

[†] Martin-Luther-Universität, ZIK „SiLi-nano“,
06120 Halle, Deutschland

[°] Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie,
12489 Berlin, Deutschland

[‡] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
06120 Halle (Saale), Deutschland

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

[§] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190103 Санкт-Петербург, Россия

[★] Санкт-Петербургский Физико-технический научно-образовательный центр Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 28 декабря 2009 г. Принята к печати 11 января 2010 г.)

Методами оптической спектроскопии и электронной микроскопии исследованы туннельно-нижекционные наноструктуры, активная область которых состояла из верхнего слоя квантовой ямы $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ в качестве инжектора носителей и нижнего слоя квантовых точек $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ в качестве эмиттера света, разделенных слоем барьера GaAs. В зависимости времени туннелирования от толщины барьера обнаружены отклонения от полуклассической модели Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна. Сокращение времени переноса до единиц пикосекунд при толщине барьера менее 6 нм объясняется формированием между вершинами квантовых точек и слоем квантовой ямы наномостиков InGaAs, в том числе с собственным дырочным состоянием. Учтено влияние наведенного туннелированием электрического поля на время переноса носителей в туннельно-инжекционной наноструктуре.

1. Введение

Туннельно-инжекционные структуры занимают особое место в конструировании активной области диодных лазеров благодаря возможностям, которые они дают для пространственного разделения инжектора носителей и эмиттера света. Квантовый выход излучения в такой структуре определяется несколькими компонентами:

- 1) сечением захвата и емкостью инжектора;
- 2) излучательной рекомбинацией в эмиттере;
- 3) эффективностью переноса носителей между инжектором и эмиттером.

У структур на основе туннельной пары: квантовая яма (КЯ) в качестве инжектора и слой квантовых точек (КТ) в качестве эмиттера, первые две компоненты имеют явные достоинства [1,2]: большое сечение захвата и емкость КЯ и большая сила осциллятора оптического перехода в КТ. Третья составляющая связана с туннелированием, особенности которого для пары КЯ–нанокластер еще не достаточно исследованы [3]. Ожидается, что инжекция „охлажденных“ носителей из КЯ существенно снизит внутренние безызлучательные потери, диффузионную емкость и пороговый ток, повысит быстродействие и квантовую эффективность [2,4].

В работе [5] мы установили, что инверсия последовательности слоев InGaAs (КТ–КЯ), разделенных тонким барьером, приводит к аномально быстрому туннелированию между ними. Эффект был приписан образованию наномостиков InGaAs между вершинами КТ и слоем КЯ. В данной работе мы исследуем влияние наномостиков на транспортные и излучательные свойства туннельно-инжекционных наноструктур (ТИНС).

2. Методика эксперимента

Компоненты ТИНС выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100) по следующей схеме. На буферном слое GaAs формировались КТ из InAs толщиной 2 монослоя при температуре 485°C. Затем осаждался слой спейсера GaAs, толщина которого варьировалась от 3 до 10 нм. После этого формировался слой КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 11 нм, который прикрывался слоем GaAs. В качестве референтных образцов выращивались две аналогичные структуры, одна из которых содержала только КЯ (без слоя КТ), а вторая — только слой КТ (без КЯ).

Структурные свойства выращенных ТИНС исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) как темнопольной методикой дифракцион-

[¶] E-mail: talalaev@mpi-halle.mpg.de

ного контраста, так и методом высокого разрешения на микроскопах Phillips CM20 (ускоряющее напряжение 200 кВ) и JEM 4010 (400 кВ) соответственно.

Измерения стационарной фотолуминесценции (ФЛ) и спектров возбуждения ФЛ проводились в стандартном режиме регистрации по переменному сигналу. Для возбуждения стационарной ФЛ использовалась линия 488 нм (2.54 эВ) аргонового лазера или диапазон от 1.2 до 1.6 эВ от лазерного источника белого света Koheras, сопряженного с монохроматором. Сигнал ФЛ регистрировался охлаждаемым германиевым фотодетектором фирмы Edinburgh Instr. Все спектры стационарной ФЛ корректировались на спектральную чувствительность измерительного тракта. Кинетика ФЛ исследовалась с временным разрешением 10 пс при возбуждении 100-фс-импульсами титан-сапфирового лазера, который перестраивался в диапазоне энергий 1.3–1.6 эВ. Сигнал ФЛ синхронно детектировался стрик-камерой Hamamatsu, установленной на выходе монохроматора. Измерения проводились при температуре 10 К. Для исследования температурной зависимости стационарной ФЛ температура изменялась в интервале 10–300 К.

3. Экспериментальные результаты

Локальные ПЭМ-изображения поперечного сечения трех ТИНС с разной толщиной спейсера представлены на рис. 1. На основе статистического анализа ПЭМ для каждого образца был установлен характерный зазор (барьер) между вершинами КТ и слоем КЯ (B). Для исследования барьерной зависимости использовался набор из 7 ТИНС со следующими значениями B :

2.0, 3.1, 4.4, 5.6, 6.5, 7.4 и 9.5 нм.

Из анализа ПЭМ были получены также характерные размеры КТ: высота — 4 нм, основание — 18 нм. Анализ контраста ПЭМ-изображений показал, что из-за процессов взаимной диффузии содержание индия в КТ

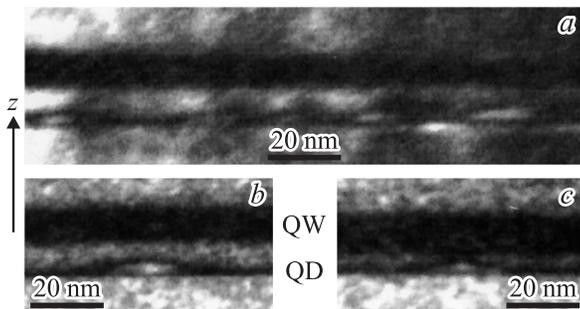


Рис. 1. Темнопольные ПЭМ-изображения поперечного сечения трех ТИНС с разной толщиной барьера B нм: a — 7.4, b — 6.5, c — 3.1. Изображения получены в химически чувствительном отражении (200), z — направление роста структур.

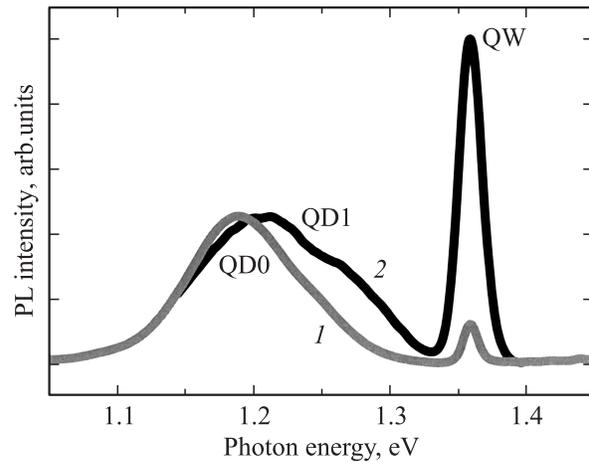


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции, полученные от ТИНС с толщиной барьера $B = 6.5$ нм при различном возбуждении матрицы GaAs: 1 — стационарное, с плотностью 100 Вт/см²; 2 — импульсное, с плотностью $5 \cdot 10^{11}$ фотон/см² в импульсе.

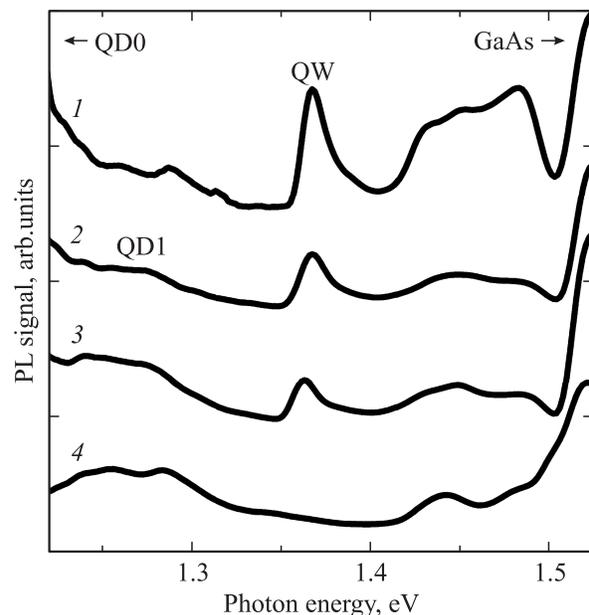


Рис. 3. Спектры возбуждения фотолуминесценции для ТИНС с разной толщиной барьера B , нм: 1 — 3.1, 2 — 6.5, 3 — 9.5. Контур 4 — спектр референтного образца, содержащего только слой квантовых точек. Сигнал фотолуминесценции детектировался в максимуме полосы QD0 (1.2 эВ).

снижается до 60%, а в 11 нм КЯ остается на уровне 15%. Плотность массива КТ составила $5 \cdot 10^{10}$ см⁻².

Типичный спектр ФЛ состоял из полос КТ (QD0 и QD1) и полосы КЯ (QW), как показано на рис. 2 для ТИНС с барьером толщиной $B = 6.5$ нм. Спектральное положение полос у разных образцов незначительно варьировалось вблизи значений: 1.2 эВ (QD0), 1.27 эВ (QD1) и 1.36 эВ (QW).

Вклад КЯ в излучательные свойства КТ хорошо прослеживается в спектрах возбуждения ФЛ (рис. 3).

Он проявляется в виде асимметричной линии QW, интенсивность которой при уменьшении толщины барьера возрастает.

Кинетические профили ФЛ показали высокую чувствительность к толщине барьера. На рис. 4 они приведены для полос ФЛ QW и QD0 от двух ТИНС с барьерами 6.5 и 3.1 нм при возбуждении с плотностью $5 \cdot 10^{11}$ фотон/см². Видно, что время спада ФЛ в полосе QW явно коррелирует с временем нарастания ФЛ в

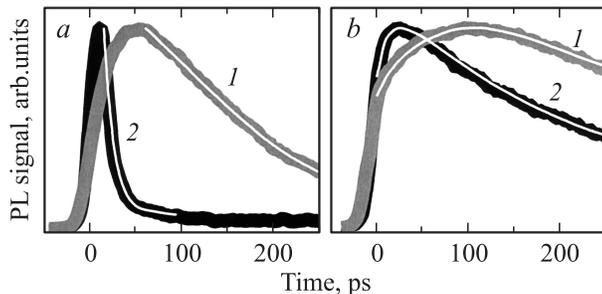


Рис. 4. Временные профили полос фотолуминесценции QW (a) и QD0 (b) для двух ТИНС с разной толщиной барьера B , нм: 1 — 6.5, 2 — 3.1. Энергия возбуждения фотолуминесценции: для QW (a) — 1.6 эВ (в матрицу GaAs), для QD0 (b) — 1.36 эВ (в квантовую яму InGaAs). Плотность возбуждения в импульсе — $5 \cdot 10^{11}$ фотон/см². Время $t = 0$ соответствует максимуму импульса возбуждения. Белые контуры линий — результат подгонки для определения времени туннелирования по спаду фотолуминесценции в полосе QW (a) и по нарастанию фотолуминесценции в полосе QD0 (b) в соответствии с формулами (2) и (3) соответственно.

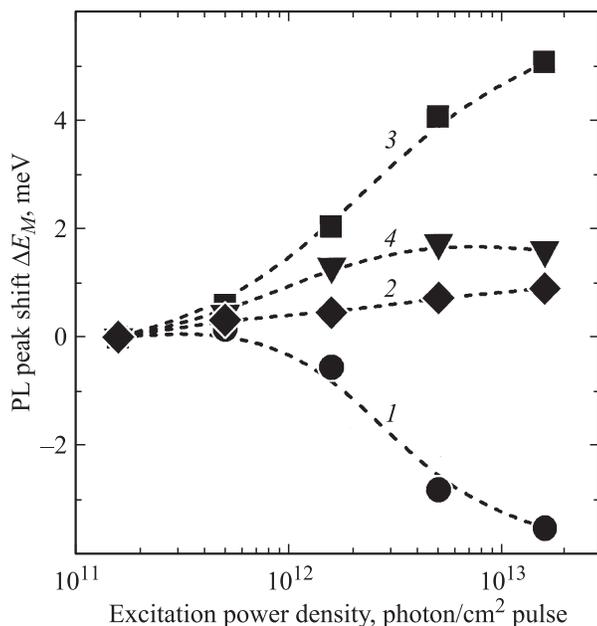


Рис. 5. Зависимости спектрального смещения ΔE_M полосы QW от плотности импульсного возбуждения в матрицу GaAs для ТИНС с разной толщиной барьера B , нм: 1 — 3.1, 2 — 4.4, 3 — 7.4, 4 — 9.5. Кривые соединяют экспериментальные точки для наглядности.

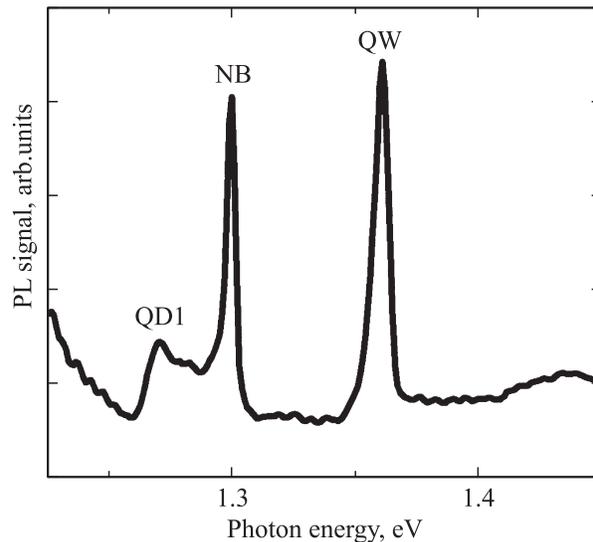


Рис. 6. Спектр возбуждения фотолуминесценции для ТИНС с барьером $B = 4.4$ нм. Спектр детектировался в максимуме полосы QD0 (1.2 эВ) со спектральной шириной щели 5 мэВ при возбуждении с плотностью 0.5 Вт/см².

полосе QD0, а именно: для тонкого барьера эти времена заметно короче.

Различие в толщине барьера ТИНС находит отражение и в спектральном сдвиге полос ФЛ (ΔE_M). Его зависимость от высоты барьера $\Delta E_M(B)$ была исследована для линии ФЛ КЯ (QW) при импульсном возбуждении (рис. 5), диапазон которого включал плотности $5 \cdot 10^{11}$ и $5 \cdot 10^{12}$ фотон/см², использованные в экспериментах с кинетикой ФЛ. „Красный“ энергетический сдвиг для тонкого барьера ($B = 3.1$ нм, кривая 1) менялся на „синий“ при переходе к более толстым барьерам (кривая 3 для $B = 7.4$ нм). Полоса QW в ТИНС с барьером 4.4 нм (кривая 2) смещалась в „синюю“ область не более чем на 1 мэВ. Кривые смещения для ТИНС с предельно толстым барьером (9.5 нм, кривая 4) и для референтного образца (одиночная КЯ) практически совпадали и проходили немного выше, в области слабых „синих“ сдвигов.

В спектрах возбуждения ФЛ ТИНС с толщиной барьера 4.4 нм была зарегистрирована новая узкая линия NB в области между полосами QW и QD1 (рис. 6). При детектировании сигнала ФЛ в максимуме полосы КТ QD0 (1.2 эВ) положение пика NB соответствовало энергии 1.3 эВ, а полуширина линии NB — спектральному разрешению (5 мэВ).

4. Обсуждение результатов. Дискуссия

На основе данных ПЭМ для состава и размеров КТ и КЯ была рассчитана энергетическая структура исследованных ТИНС. Расчеты проводились в приближении эффективной массы аналогично [6] для КТ дискообразной формы. Результаты расчета электронных и дырочных состояний и КЯ и КТ представлены в таблице. Данные

Энергия активации E_A (мэВ) электронных и дырочных состояний ТИНС

| Компонета ТИНС | E_{Ae0}^* | E_{Ae0}^{**} | E_{Ae1}^* | E_{Ae}^{**} | E_{Ahh0}^{***} |
|----------------|-------------|----------------|-------------|---------------|------------------|
| КЯ | 58 | 55 ± 3 | 6 | — | 104 |
| КТ | 109 | 105 ± 5 | 43 | 35 ± 7 | 214 |

Примечание. * Расчет энергии электронных состояний $[0,0,0]$ и $[0,1,0]$ в приближении эффективной массы для КТ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ дискообразной формы и для КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. ** Экспериментальные данные, полученные из анализа Аррениуса. Для КЯ возбужденное состояние электронов $e1$ не обнаружено. *** Расчет сделан только для основного состояния дырок на основе экспериментальных данных E_{Ae0} и E_M без учета экситонного эффекта: $E_{Ahh0} = E_g^{\text{GaAs}} - E_M - E_{Ae0}$.

для энергии активации электронных уровней хорошо коррелируют с экспериментальными результатами, полученными из температурной зависимости интегральной интенсивности ФЛ (анализ Аррениуса).

На основе этих результатов была построена энергетическая схема ТИНС (рис. 7). При ее сопоставлении со спектрами ФЛ (рис. 2) обнаруживается интересная особенность: возбужденное электронное состояние в КТ ($e1$) лежит выше, чем электронный уровень в КЯ ($e0$), несмотря на то что излучательный переход в КЯ (QW) имеет более высокую энергию, чем соответствующий переход QD1 в КТ. Такого рода инверсия получила экспериментальное подтверждение в работе [5]. Она делает эффективным туннельный канал релаксации возбуждения. Благодаря большому сечению захвата и емкости КЯ получает основную часть неравновесных носителей. При наличии быстрого последующего транспорта (туннелирования) носителей с уровня КЯ на основной уровень КТ реализуется работа ТИНС на длине волны QD0.

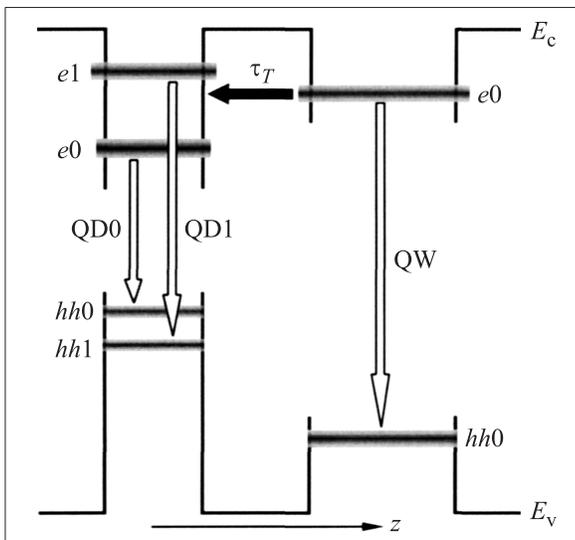


Рис. 7. Схема уровней и переходов в ТИНС без наномостика. Основные и возбужденные состояния электронов и тяжелых дырок, как и излучательные переходы между ними, маркированы цифрами 0 и 1 соответственно.

Наличие туннелирования между основными уровнями $e0$ КЯ и КТ в исследованных ТИНС доказывают сравнение кинетических профилей ФЛ (рис. 4) и барьерная зависимость спектров возбуждения ФЛ (рис. 3). Именно толщина B (при неизменной высоте барьера $(U-E)$ и эффективной массе носителей m^*) определяет время туннелирования τ_T , которое в полуклассическом приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ) описывается формулой

$$\tau_T = \tau_0 \exp \left[\frac{2B}{\hbar} \sqrt{2m^*E_A} \right]. \quad (1)$$

Рассматривая носитель в КЯ, полагаем: U — глубина ямы (разрыв зоны), E — энергия носителя, отсчитываемая от дна ямы. В формуле (1) высоте барьера $(U-E)$ сопоставлена энергия активации E_A , т.е. работа выхода носителя из КЯ.

Анализ с позиции приближения ВКБ показывает, что наибольшую вероятность туннелирования через барьер GaAs в ТИНС имеют электроны: их эффективная масса меньше, чем у тяжелых дырок (0.063 и $0.51m_0$ соответственно), а высота барьера ниже (см. таблицу).

Для нахождения времен туннелирования электронов между КЯ и КТ в исследованных ТИНС анализировались временные профили ФЛ: спад для ФЛ КЯ и подъем для ФЛ КТ (например, спектр для $B = 3.1$ и 6.5 нм на рис. 4). Временной спад ФЛ в полосе QW отражает конкуренцию двух процессов: туннельный уход электронов с основного уровня $e0$ КЯ за время τ_T и электронно-дырочная излучательная рекомбинация QW с характерным временем τ_{QW} . В этом случае спад ФЛ описывается выражением

$$I_{QW}(t) = I_m \exp \left(-\frac{t}{\tau_T} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau_{QW}} \right). \quad (2)$$

Параметр I_m соответствует интенсивности в максимуме временного профиля.

Нарастание интенсивности ФЛ в полосе QD0 при возбуждении в КЯ формируется процессом заселения основного уровня КТ электронами после их туннелирования за время τ_T . С этим процессом конкурирует электронно-дырочная излучательная рекомбинация в КЯ (τ_{QW}), а сам процесс лимитируется рекомбинацией в КТ с характерным временем τ_{QD} . На основе решения кинетических уравнений, полученного нами ранее в [7] для двуслойной структуры с КТ, может быть выведен временной профиль полосы QD0:

$$I_{OD}(t) = (I_0 + A) \exp \left(-\frac{t}{\tau_{OD}} \right) - A \exp \left(-\frac{t}{\tau_T} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau_{QW}} \right). \quad (3)$$

Параметр I_0 соответствует интенсивности ФЛ в нулевой момент времени (максимум импульса возбуждения), A — подгоночный параметр.

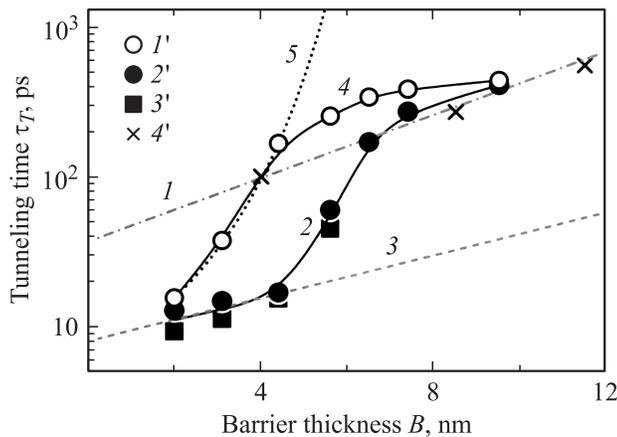


Рис. 8. Время туннелирования между квантовой ямой и квантовыми точками (τ_T) как функция толщины барьера B в ТИНС: $1'$, $2'$ — значения τ_T , полученные из анализа спада фотолюминесценции QW по формуле (2); $3'$ — результат анализа нарастания фотолюминесценции QD0 по формуле (3); $4'$ — данные, полученные для слоев квантовых точек в работах [5,6]. Кривая 2 проведена для данных $2'$, полученных в данной работе при возбуждении с плотностью $5 \cdot 10^{11}$ фотон/см². Прямые 1 и 3 — результаты подгонки по формуле ВКБ (1). Экспериментальные точки $1'$, соединенные кривой 4, получены для плотности возбуждения $5 \cdot 10^{12}$ фотон/см² из анализа спада фотолюминесценции QW по формуле (2). Кривая 5 — результат подгонки по формуле (4).

Постоянные времена излучательной рекомбинации τ_{QW} и τ_{QD} были получены нами из анализа спада ФЛ у референтных образцов с КЯ и с КТ. При возбуждении с „низкой“ плотностью $5 \cdot 10^{11}$ фотон/см² их значения составили 420 и 750 пс соответственно. Таким образом, время туннелирования τ_T находилось нами, как в работе [5], из двух независимых наборов данных для ТИНС с разной толщиной барьера при слабом возбуждении. Эти результаты суммированы на рис. 8 (кривая 2) вместе с известными ранее данными [6,7] о времени туннелирования между слоями КТ, разделенными барьером разной толщины. Хорошее совпадение времен туннелирования в обоих наборах (спад ФЛ КЯ и нарастание ФЛ КТ) подтверждает справедливость выбранного нами сценария электронного транспорта в ТИНС.

Конкуренция процессов туннелирования из КЯ (τ_T) и излучательной рекомбинации в КЯ ($\tau_{QW} = 420$ пс) приводит к зависимости интенсивности ФЛ КТ (QD0) от толщины барьера. Сокращение времени туннелирования с уменьшением толщины барьера дает выигрыш в интенсивности перехода QD0. Проведенное нами сравнение с референтным образцом, содержащим лишь слой КТ, показало, что появление КЯ в туннельной близости от КТ способно повысить относительную интенсивность ФЛ КТ в зависимости от толщины барьера более чем на порядок.

В зависимости, приведенной для ТИНС на рис. 8, обращает на себя внимание следующая особенность.

Когда толщина барьера B превышает 6 нм, время туннелирования τ_T следует полуклассической зависимости ВКБ, установленной ранее для вертикально совмещенных КТ [5,6]. При меньших толщинах барьера график $\tau_T(B)$ существенно отклоняется от исходной зависимости ВКБ. Для двух самых тонких барьеров (2.0 и 3.1 нм) значения времени туннелирования граничат с аппаратным разрешением стрик-камеры (10 пс).

Как мы сообщали ранее [5], наблюдаемое отклонение от модели ВКБ может быть связано с формированием точечных контактов (наномостиков) InGaAs между вершинами КТ и слоем КЯ. К этому предположению привели исследования ТИНС методом ПЭМ высокого разрешения. На рис. 9 представлено одно из таких ПЭМ-изображений, полученное от фрагментов ТИНС с барьером 3.1 нм. Следуя по линии равной концентрации индия (15%), мы обнаруживаем наличие канала толщиной менее 2 нм, соединяющего вершину КТ с КЯ. Очевидно, что к образованию наномостиков в наших ТИНС приводит инвертированная последовательность слоев. Похожее явление наблюдалось нами ранее при вертикальном совмещении крупных КТ и тонком разделяющем спейсере [6]. В том случае через такой канал происходило перераспределение материала InGaAs между КТ.

Устранение наномостиком барьера между КЯ и КТ может вести к перестройке состояний ТИНС. Расчеты в приближении эффективной массы показали, что толщина наномостика недостаточна для образования в нем собственных электронных состояний. Однако наномостик в виде цилиндра диаметром 2 нм, ограниченного крайними стенками КТ и КЯ, со средним содержанием

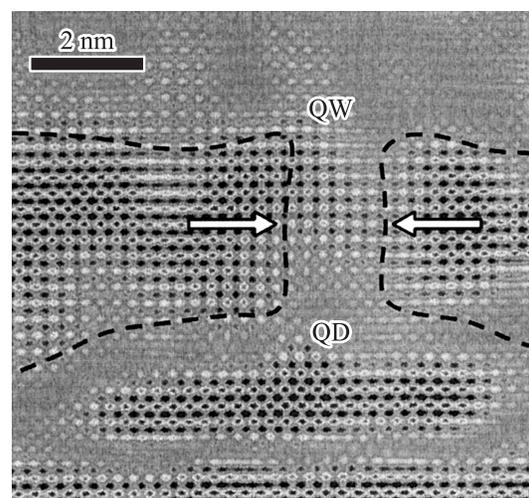


Рис. 9. ПЭМ-изображение участка ТИНС с толщиной барьера $B = 3.1$ нм, полученное в режиме высокого разрешения. Штриховой контур проведен по границе контраста, соответствующей примерному содержанию индия 15%. Стрелками показан наномостик, соединяющий вершину квантовой точки с нижней границей квантовой ямы.

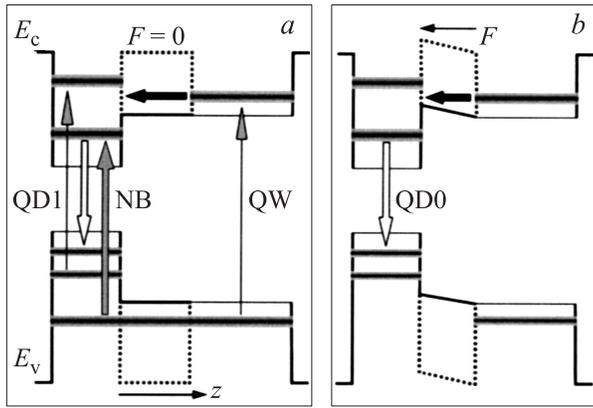


Рис. 10. Схема энергетических уровней, оптических и туннельных переходов для двух ТИНС с наномостиками: *a* — барьер с оптимальной толщиной ($B = 4\text{--}6$ нм) и собственным дырочным состоянием в наномостике; *b* — тонкий барьер ($B < 4$ нм) с наведенным электрическим полем F . Сплошной профиль барьера соответствует оси z , проходящей внутри наномостика; пунктирный — вне наномостика. Направления вертикальных переходов соответствуют режиму измерений спектров возбуждения фотолуминесценции (рис. 3 и 6).

индия 15%, может иметь собственное состояние тяжелых дырок при условии, что длина наномостика не менее 4 нм. В этом случае надбарьерное взаимодействие дырочных состояний КТ и КЯ напоминает резонанс Брейта–Вигнера [8], сопровождающийся их интерференцией и образованием квазистационарного состояния. Существование этого состояния в ТИНС ограничено узким диапазоном толщины барьера: от 4 до 6 нм. В этой связи появление новой линии NB в ТИНС с барьером 4.4 нм (рис. 6) может являться экспериментальным свидетельством в пользу такого состояния.

Только один оптический переход удовлетворяет спектральному положению пика NB (1.3 эВ), а именно переход между этим состоянием в наномостике и электронным уровнем $e0$ в КТ (рис. 10, *a*). Такой переход должен иметь большую силу осциллятора, так как соосные волновые функции дырок наномостика и электронов КТ хорошо перекрываются. Возбуждение наномостика с энергией NB включает область перекрытия, расположенную внутри КТ соответствующего размера. Для рекомбинационного перехода QD0 необходима лишь релаксация возбуждения в дырочной подсистеме с уровня наномостика на основное состояние тех же самых КТ (рис. 10, *a*).

Необходимо отметить, что неоднородность размеров КТ приводит к неоднородности длины наномостиков для данного массива КТ. Поэтому приведенные выше граничные размеры барьера (4 и 6 нм) являются реперными. Тем не менее они дают представление о том, что весь исследованный набор ТИНС состоит из трех групп:

1) без наномостиков (толстый барьер);

2) с наномостиками, имеющими собственное дырочное состояние (оптимальный барьер);

3) с „пустыми“ наномостиками (тонкий барьер).

Для толстых и тонких барьеров (группы ТИНС 1 и 3) туннельный перенос возбуждения из КЯ в КТ затрагивает преимущественно электронную подсистему. Это означает, что в КТ появляются дополнительные, резидентные электроны, а в КЯ — избыточный положительный заряд дырок. Возникает внутреннее, наведенное туннелированием, электрическое поле F (рис. 10, *b*), величина которого определяется концентрацией избыточных носителей, т.е. плотностью возбуждения ФЛ. Мы полагаем, что „красный“ сдвиг пика ФЛ QW для ТИНС с тонким барьером при увеличении плотности возбуждения (рис. 5, кривая 1) является „штарковским“ [9]. „Синее“ смещение ФЛ QW для ТИНС с толстым барьером (рис. 5, кривая 3) связано, очевидно, с преобладанием конкурирующего процесса над слабым внутренним полем. Таким процессом является экранирование экситонных состояний в КЯ [10], роль которых в формировании оптических спектров очень сильно выражена (рис. 3).

В ТИНС с оптимальным барьером (рис. 5, кривая 2) разделения зарядов не возникает, поскольку одновременно с туннелированием электронов в КТ идет перенос дырок, обеспеченный собственным состоянием наномостика. В результате нейтральность компонент ТИНС не нарушается и внутреннее поле не наводится. Конкурирующий эффект экранирования в КЯ в этом случае также слабый, поскольку он обеспечивается лишь остаточной концентрацией носителей обоих знаков, т.е. нейтральной электронно-дырочной плазмой низкой плотности. Это приводит лишь к незначительному уменьшению энергии связи экситона и, как следствие, к слабому „синему“ сдвигу максимума QW в ТИНС с оптимальным барьером. В предельном случае толстого барьера (рис. 5, кривая 4) плазма остается также нейтральной, но имеет более высокую плотность.

Установленные выше закономерности позволяют ответить на вопрос — каким образом и насколько сильно наномостики влияют на барьерную зависимость времени туннелирования $\tau_T(B)$ (рис. 8). Рассматривая эту зависимость для низкой плотности возбуждения (кривая 2), можно пренебречь влиянием наведенного поля согласно рис. 5. Поэтому для толстых барьеров (группа 1) зависимость $\tau_T(B)$ хорошо описывается в приближении ВКБ (формула (1), прямая 1 на рис. 8). Поскольку экситонный эффект в КЯ сильно выражен, уход электрона из КЯ в КТ через толстый барьер сопровождается разрывом электронно-дырочной пары, затягивающим процесс туннелирования. Зависимость $\ln \tau_T = f(B)$ на этом участке характеризуется прямой 1 с наклоном $\alpha = 0.25 \text{ нм}^{-1}$, который задается показателем экспоненты, и предэкспонентным множителем $\tau_0 = 40$ пс (формула (1) и рис. 8).

При переходе толщины барьера через реперную точку $B = 6$ нм в группу 2 меняется характер туннелирования.

Скозь барьер оптимальной толщины экситон может туннелировать как целое, поскольку наномостик понижает барьер для дырки и предоставляет для ее транспорта собственное состояние (рис. 10, *a*). Благодаря этому акт туннелирования становится короче, и барьерная зависимость τ_T отклоняется от ВКБ и уходит вниз (рис. 8, кривая 2).

Для тонких барьеров (группа 3) зависимость $\tau_T(B)$ становится снова линейной (прямая 3 на рис. 8) с наклоном $\alpha = 0.15 \text{ нм}^{-1}$ и предэкспонентой $\tau_0 = 8 \text{ пс}$. Уменьшение наклона по сравнению с „полуклассической“ группой 1 связано, очевидно, с неконтролируемым для тонкого барьера перемешиванием материала InGaAs между КЯ и КТ и уменьшением вследствие этого высоты барьера и эффективной массы электрона. По данным анализа Аррениуса, понижение барьера толщиной 3.1 нм для электронов в КЯ может достигать 7 мэВ.

Более драматичным для тонких барьеров является пятикратное уменьшение предэкспоненты τ_0 , что не позволяет зависимости $\tau_T(B)$ вернуться к первичной прямой ВКБ. Если оставаться в рамках полуклассического приближения, то снижением барьера на 7 мэВ можно объяснить не более 7% уменьшения предэкспоненты, так как ее выражение

$$\tau_0 \propto \frac{U^2}{E(U-E)}$$

является медленно меняющейся функцией. Мы полагаем, что наблюдаемый спад множителя τ_0 связан с наличием наномостиков. Поскольку в наномостике разрыв зон U практически отсутствует (рис. 10, *a*), множитель τ_0 близок к нулю. Полученное конечное значение $\tau_0 = 8 \text{ пс}$ отражает по сути вклад электронов, которые туннелируют из КЯ в КТ не через наномостик, а сквозь окружающий его барьер GaAs.

Таким образом, особенности барьерной зависимости времени туннелирования для исследованных ТИНС в условиях слабой оптической накачки могут быть формально интерпретированы в рамках полуклассического представления ВКБ для групп 1 и 3, т.е. для толстых барьеров без наномостиков и для тонких барьеров с пустыми наномостиками. Трактовка отклонений от модели ВКБ для группы 2 (наномостики с собственными дырочными состояниями) требует учета экситонного эффекта в механизме туннелирования, особенностью которого в ТИНС является отсутствие в наномостике барьера для дырочного состояния (рис. 10, *a*).

Барьерная зависимость времени туннелирования трансформируется при повышении оптической накачки до плотности $5 \cdot 10^{12} \text{ фотон/см}^2$, как показано на рис. 8 (кривая 4). Причина этого кроется в воздействии света на зарядовое состояние активной области ТИНС. Как было показано выше (рис. 5), высокая плотность возбуждения приводит: в ТИНС с толстым барьером — к экранированию экситонных состояний КЯ, а в ТИНС с

тонким барьером — к возникновению электрического поля в активной области (рис. 10, *b*).

Эти факторы позволяют качественно объяснить ход зависимости $\tau_T(B)$ для высокой плотности возбуждения (рис. 8, кривая 4). Для ТИНС с толстым барьером экранирование дырочной плазмы уменьшает энергию связи экситона и, следовательно, высоту барьера ($U-E$), что приводит к уменьшению наклона α и увеличению предэкспоненты τ_0 в зависимости $\ln \tau_T = f(B)$. Электрическое поле F , создаваемое туннелированием в тонких барьерах, тормозит дальнейший перерход электронов из КЯ в КТ, увеличивая тем самым эффективную высоту барьера ($U-E$) (рис. 10, *b*), что отражается на увеличении наклона α и снижении значения τ_0 . Такое разнонаправленное воздействие факторов приводит к тому, что на зависимости $\ln \tau_T = f(B)$ при сильной оптической накачке ТИНС не проявляется участок, связанный с собственным состоянием наномостика (рис. 8, кривая 4).

Для проведения количественной оценки наведенного поля F в условиях „сильной“ накачки ($5 \cdot 10^{12} \text{ фотон/см}^2$) необходимо учитывать, что ход зависимости $\tau_T(B)$ для тонких барьеров определяется трапецевидным потенциалом, как показано на рис. 10, *b*. Время туннелирования через такой барьер получается из модели ВКБ в следующем виде:

$$\tau_T = \tau_0 \exp \left\{ \frac{4\sqrt{2m^*}}{3e\hbar F} [(E_A + eFB)^{3/2} - E_A^{3/2}] \right\}. \quad (4)$$

Напряженность F наведенного поля в ТИНС определяется плотностью избыточных электронов в КТ (σ) и толщиной барьера (B). Для зависимости $F(\sigma)$ хорошим приближением является линейная функция. Барьерная зависимость поля $F(B)$ менее очевидна.

Прежде чем приступить к ее анализу, примем ряд допущений. Активная область ТИНС моделируется плоским конденсатором, поэтому первичная зависимость поля F от толщины барьера B отсутствует. Равновесное состояние активной области ТИНС достигается, когда скорость туннелирования электронов и темп их рекомбинации с дырками обеспечивают в КТ такой избыточный заряд, поле которого фиксирует плотность туннельного потока. Плотность избыточного заряда σ определяется проницаемостью барьера, т.е. толщиной B , и описывается в приближении ВКБ формулой (1): $\sigma = \sigma_0 \exp(-\alpha B)$, которая определяет вторичную зависимость поля F от толщины барьера B : $F = F_0 \exp(-\alpha B)$, где $\alpha = \hbar^{-1} \sqrt{8m^*E_A}$. После подстановки этой функции в выражение (4) и процедуры подгонки к экспериментальным точкам $\tau_T(B)$ (кривая 5 на рис. 8) получаем значение параметров: $F_0 = 1.5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ и $\tau_0 = 3 \text{ пс}$.

На основе полученных данных проведем оценку параметров активной области ТИНС с барьером 3.1 нм. Напряженность внутреннего электрического поля составляет $F = 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. В таком поле подъем стенки барьера со стороны КТ не превышает 7 мэВ. Поверхностная плотность зарядов, создающих это поле,

достигает величины $\sigma = \varepsilon\varepsilon_0 F \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сравнение этого значения с плотностью массива КТ ($5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) показывает, что каждая КТ может иметь 2 избыточных электрона, т.е. максимально возможное число для основного состояния. Сравнение полученной величины σ с плотностью возбуждения ($5 \cdot 10^{12} \text{ фотон/см}^2$) дает 2%-ю эффективность канала переноса возбуждения из матрицы через КЯ в КТ для ТИНС с тонким барьером.

Для уточнения влияния наведенного поля $F(B)$ и границ применимости модели ВКБ для ТИНС с „пустыми“ наномостиками нами проводятся дополнительные исследования таких структур во внешнем электрическом поле, в том числе с временным разрешением 0.2 пс.

Следует отметить, что модель с собственным состоянием наномостика (рис. 10, а) может оказаться более предпочтительной для использования. Образование канала прямого обмена дырками между КЯ и КТ может упростить схему двойной ТИНС, предлагаемую в работах [11,12] для мощных диодных лазеров с высокой температурной стабильностью. В ТИНС с наномостиками и оптимальной толщиной барьера одна и та же КЯ способна обеспечить накачку КТ как электронами (туннелированием через барьер), так и дырками (через собственное состояние наномостиков), и второй слой КЯ может оказаться излишним. Снижение числа прецизионных слоев в ТИНС сделает изготовление лазеров на их основе более технологичным.

5. Заключение

Туннельно-инжекционные структуры, имеющие последовательность слоев: КТ InGaAs–спейсер GaAs–КЯ InGaAs, обнаруживают ряд свойств, которые делают их весьма перспективными для создания лазеров. Селективная накачка КЯ и перенос „холодных“ электронов в КТ оказываются гораздо эффективнее, чем прямой захват „горячих“ носителей в КТ. При этом эффективность ФЛ КТ определяется скоростью туннелирования электронов из КЯ в КТ. Для барьеров тоньше 6 нм перенос носителей из КЯ в КТ оказывается существенно быстрее, чем предсказывает полуклассическая модель ВКБ. В таких барьерах между вершинами КТ и слоем КЯ формируются наномостики InGaAs. В основе предложенной энергетической модели ТИНС с наномостиком лежит представление о надбарьерном резонансе и образовании квазистационарного дырочного состояния наномостика. Собственное состояние обеспечивает сверхбыстрый обмен дырками, поддерживает электрическую нейтральность активных слоев ТИНС, позволяет селективно заселять КТ определенного размера. Несмотря на возникновение наведенного поля для тонких барьеров, эффективность канала переноса возбуждения из матрицы через КЯ в КТ достигает 2%.

Авторы благодарны А.Р. Сурису и В.Я. Алешкину за обсуждение результатов, А.С. Соколову за помощь в расчетах.

Работа поддержана РФФИ (проект № 080200954), программами РАН по нанотехнологиям и наноструктурам. Отделения нанотехнологий и информационных технологий, а также Германским федеральным министерством ВМБФ (граница № 03Z2HN12).

Список литературы

- [1] Z. Mi, P. Bhattacharya, S. Fathpour. Appl. Phys. Lett., **86**, 153 109 (2005).
- [2] В.П. Евтихийев, О.В. Константинов, А.В. Матвеевцев, А.Е. Романов. ФТП, **36**, 79 (2002).
- [3] G. Sek, P. Poloczek, P. Podemski, R. Kudrawiec, J. Misiewicz. Appl. Phys. Lett., **90**, 081 915 (2007).
- [4] L.F. Register, C. Wanqiang, X. Zheng, M. Stroschio. Int. J. High Speed Electron. Syst., **12**, 239 (2002).
- [5] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gösele, B.V. Novikov, A.S. Sokolov, Yu.B. Samsonenko, V.A. Egorov, G.E. Cirlin. Appl. Phys. Lett., **93**, 031 105 (2008).
- [6] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, A.S. Sokolov, I.V. Shtrom, B.V. Novikov, A. Winzer, R. Goldhahn, G. Gobsch, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gösele, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, V.M. Ustinov, G.G. Tarasov. J. Appl. Phys., **100**, 083 704 (2006).
- [7] Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, G.G. Tarasov, M. Xiao, G.J. Salamo, J.W. Tomm, V. Talalaev, H. Kissel. Appl. Phys. Lett., **86**, 063 102 (2005).
- [8] Ч.С. Ким, А.М. Сатанин, В.Б. Штенберг. ФТП, **36**, 569 (2002).
- [9] Ю.А. Алещенко, И.П. Казаков, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **67**, 207 (1998).
- [10] С.И. Губарев, И.В. Кукушкин, С.В. Товстоног, М.Ю. Акимов, И. Смет, К. фон Клитцинг, В. Вегшайдер. Письма ЖЭТФ, **72**, 469 (2000).
- [11] L.V. Asryan, S. Luryi. Sol. St. Electron., **47**, 205 (2003).
- [12] D.-S. Han, L.V. Asryan. Appl. Phys. Lett., **92**, 251 113 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

InGaAs tunnel-injection structures with nano-bridges: excitation transfer and luminescence kinetics

V.G. Talalaev*⁺, A.V. Senichev*, B.V. Novikov*,
J.W. Tomm^o, T. Elsaesser^o, N.D. Zakharov⁺,
P. Werner[‡], U. Gösele[‡], G.E. Cirlin^{×§★}

* Fock Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198504 Petrodvorets, Russia

⁺ Martin-Luther-Universität, ZIK „SiLi-nano“,
06120 Halle, Deutschland

^o Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik
und Kurzzeitspektroskopie,
12489 Berlin, Deutschland

[‡] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
06120 Halle (Saale), Deutschland

[×] Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[§] Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190103 St. Petersburg, Russia

[★] St. Petersburg Physical Technological Center
for Research and Education,
Russian Academy of Sciences,
195220 St. Petersburg, Russia

Abstract Tunnel-injection nanostructures (TINS) containing a upper quantum well (QW) layer, as injector of carriers, and a lower of quantum dots (QDs), as light emitter, have been investigated by the optical spectroscopy and electron microscopy. For TINS under investigation the deviations from semi-classical approximation of the tunneling time dependence on the barrier thickness is obtained. The reduction of transfer time to a few picosecond at the barrier thickness less than 6 nm is related to the formation of nano-bridges between QD apex and QW layer, including nano-bridges with own hole state. The influence of tunneling-induced electrical field on the transfer time of carriers in TINS is taken into account.