

# Оптическое поглощение в сверхрешетках квантовых точек InAs/GaAs в электрическом поле при комнатной температуре

© М.М. Соболев<sup>†</sup>, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов, Е.Л. Портной

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

(Получена 25 января 2011 г. Принята к печати 28 января 2011 г.)

Мы сообщаем о результатах экспериментальных исследований при комнатной температуре спектров электролюминесценции и поглощения 10-слойной сверхрешетки квантовых точек InAs/GaAs, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины. Толщина прослойки GaAs между слоями КТ InAs, определенная с помощью просвечивающей электронной микроскопии, была около 6 нм. В отличие от туннельно-связанных КТ, сверхрешетки КТ демонстрируют усиление оптической поляризации интенсивности излучения и волноводного поглощения ТМ-моды по сравнению с ТЕ-модой. Было установлено, что изменения мультимодального периодического спектра дифференциального поглощения структуры со сверхрешеткой квантовых точек находятся в сильной линейной зависимости от величины приложенного к структуре электрического поля. Наблюдаемое поведение спектров дифференциального поглощения является демонстрацией эффекта Ваннье–Штарка в сверхрешетке квантовых точек InAs/GaAs, в которой наличие внешнего электрического поля приводит к подавлению связывания волновых функций состояний электронов мини-зон и к образованию серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье–Штарка.

## 1. Введение

Несмотря на интенсивные исследования туннельно-связанных вертикально-коррелированных квантовых точек (ВККТ) в системе InAs/GaAs [1–6], влияние эффекта туннельного связывания на электрические и оптические свойства структур, содержащих большое число слоев КТ, остается не до конца ясным. В структурах, содержащих  $n$  число слоев КТ InAs ( $n = 1, 2, 3$  и т.д.), разделенных тонкими барьерами GaAs шириной несколько нанометров, КТ из-за эффекта распределения напряжения стремятся вырасти одна выше другой, что может привести к формированию ряда складированных КТ, упорядоченных в вертикальном направлении. В результате кулоновского взаимодействия и туннельного связывания состояний электронов КТ таких систем, в зависимости от числа слоев КТ может происходить образование как искусственных молекул КТ [3–9], так и сверхрешеток (СР) КТ [10–13]. В случае СРКТ ожидается, что волновые функции электронов из-за сильного связывания между КТ должны делокализоваться, а их энергии распределиться, формируя мини-зоны. Если к структуре, содержащей СРКТ, будет приложено однородное электрическое поле, то вырождение энергий в мини-зонах должно сниматься и приводить к серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье–Штарка. Ранее [13] нами для выявления эффекта Ваннье–Штарка в диодах на основе структуры со СРКТ InAs/GaAs были проведены исследования эмиссии электронов и дырок из состояний 10-слойной системы InAs/GaAs КТ с помощью метода нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). При DLTS-исследованиях наблюдался

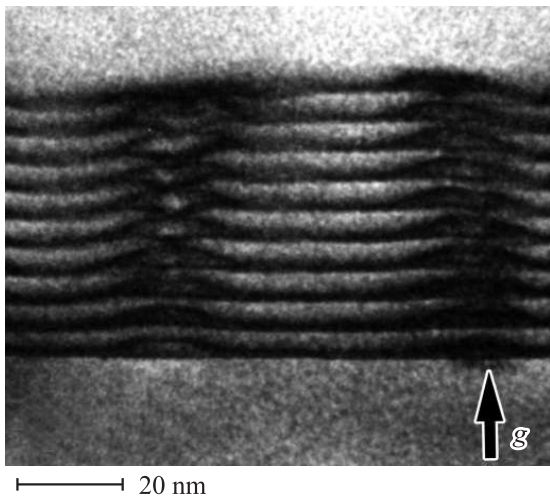
мультимодальный спектр, связанный с локализованными состояниями КТ. Изменения мультимодального периодического DLTS-спектра находились в сильной линейной зависимости от величины приложенного к структуре СРКТ напряжения обратного смещения  $U_r$ . Эти изменения DLTS-спектра характеризовались нами как проявление эффекта Ваннье–Штарка в СРКТ InAs/GaAs, в которой наличие внешнего электрического поля приводило к подавлению связывания волновых функций состояний электронов мини-зон и к образованию серии дискретных уровней лестницы Ваннье–Штарка. В связи с этим и учитывая возможные прикладные применения наблюдаемого эффекта, представляется интересным исследовать проявления эффекта Ваннье–Штарка с помощью межзонной спектроскопии, которая позволяет выявлять совместное поведение электронов и дырок. В наших предыдущих работах [14,15] мы сообщали об исследованиях при комнатной температуре ансамбля туннельно-связанных ВККТ, состоящих из трех слоев InAs КТ, встроенных в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины, используя спектроскопию дифференциального поглощения (DA). В нашем эксперименте одна секция являлась излучателем, другая была модулятором. Примененный нами метод позволял измерить производную коэффициента поглощения от приложенного напряжения для туннельно-связанных ВККТ с высокой чувствительностью и с хорошим спектральным разрешением. Подстройка уровней энергий экситонов ВККТ в резонанс с энергией кванта света, облучающего модулятор с непрерывной интенсивностью, осуществлялась управлением смещения Штарка уровней энергии электронов и дырок ВККТ с помощью приложенного модулированного электрического поля.

<sup>†</sup> E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

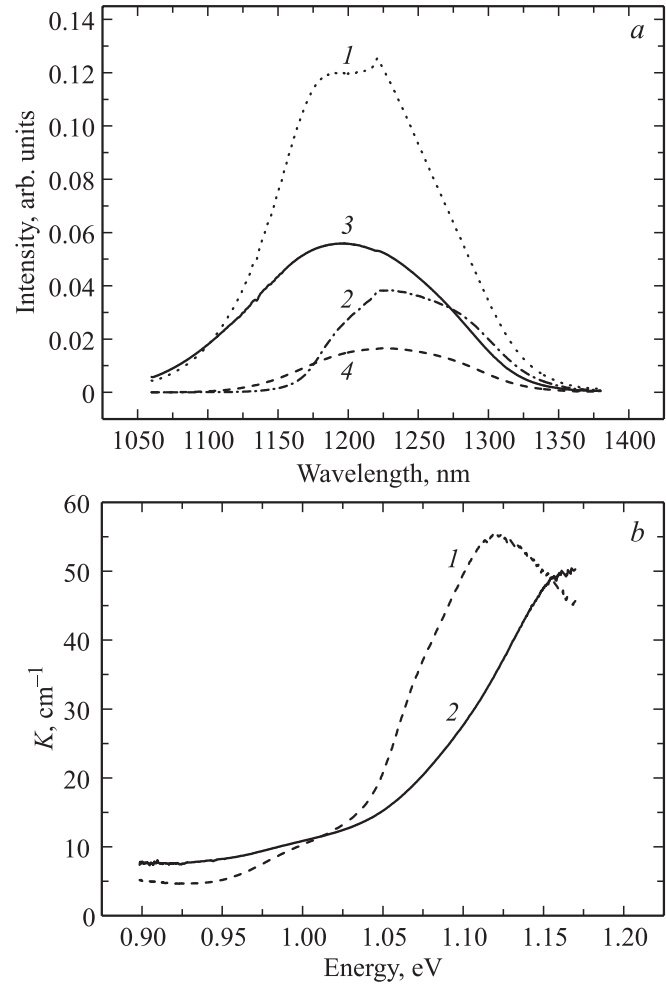
В настоящей работе приведены результаты наших исследований при комнатной температуре спектров резонансного поглощения света состояниями дискретных уровней лестницы Ванье–Штарка в 10-слойной СРКТ InAsGa/GaAs, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины, используя спектроскопию поглощения и дифференциального поглощения в зависимости от приложенного к структуре электрического поля.

## 2. Экспериментальные образцы

Образцы, содержащие туннельно-связанные ВККТ, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (001). Массивы КТ были сформированы в режиме роста Странского–Крастанова. Эпитаксиальная структура состояла из  $n$ -легированного буферного слоя GaAs,  $n$ -легированного нижнего слоя  $Al_{0,35}Ga_{0,75}As$  толщиной 1.5 мкм, нелегированного слоя GaAs толщиной 480 нм, содержащего 10 слоев In(Ga)As КТ,  $p$ -легированного верхнего слоя  $Al_{0,35}Ga_{0,75}As$  толщиной 1.5 мкм и  $p^+$ -легированного контактного слоя GaAs. Таким образом, 10 слоев самоорганизованных In(Ga)As КТ были встроены в центре нелегированной GaAs-матрицы. Массивы КТ были выращены посредством 10-кратного осаждения 2.3 монослоев InAs с тонкими спейсерными слоями GaAs между КТ. Показатель преломления верхнего и нижнего слоя  $Al_{0,35}Ga_{0,75}As$  отличался от центрального слоя таким образом, что обеспечивал ограничение света в центре нелегированной области, содержащей туннельно-связанные ВККТ. Вертикальное выстраивание КТ наблюдали с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) (рис. 1). Толщина барьера GaAs между точками была оценена как  $\approx 6.0$  нм. ТЕМ изображе-



**Рис. 1.** Микрофотографии поперечного сечения образца с 10 слоями InAs КТ и толщиной прослойки GaAs между ними 6.0 нм. Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии.



**Рис. 2.** *a* — спектры EL для СРКТ с 10 слоями InAs/GaAs: 1 — ТЕ-поляризация из секции эмиссии, 2 — ТЕ-поляризация из секции поглощения, 3 — ТМ-поляризация из секции эмиссии, 4 — ТМ-поляризация из секции поглощения. *b* — спектры поглощения InAs/GaAs СРКТ: 1 — ТЕ-поляризация и 2 — ТМ-поляризация.

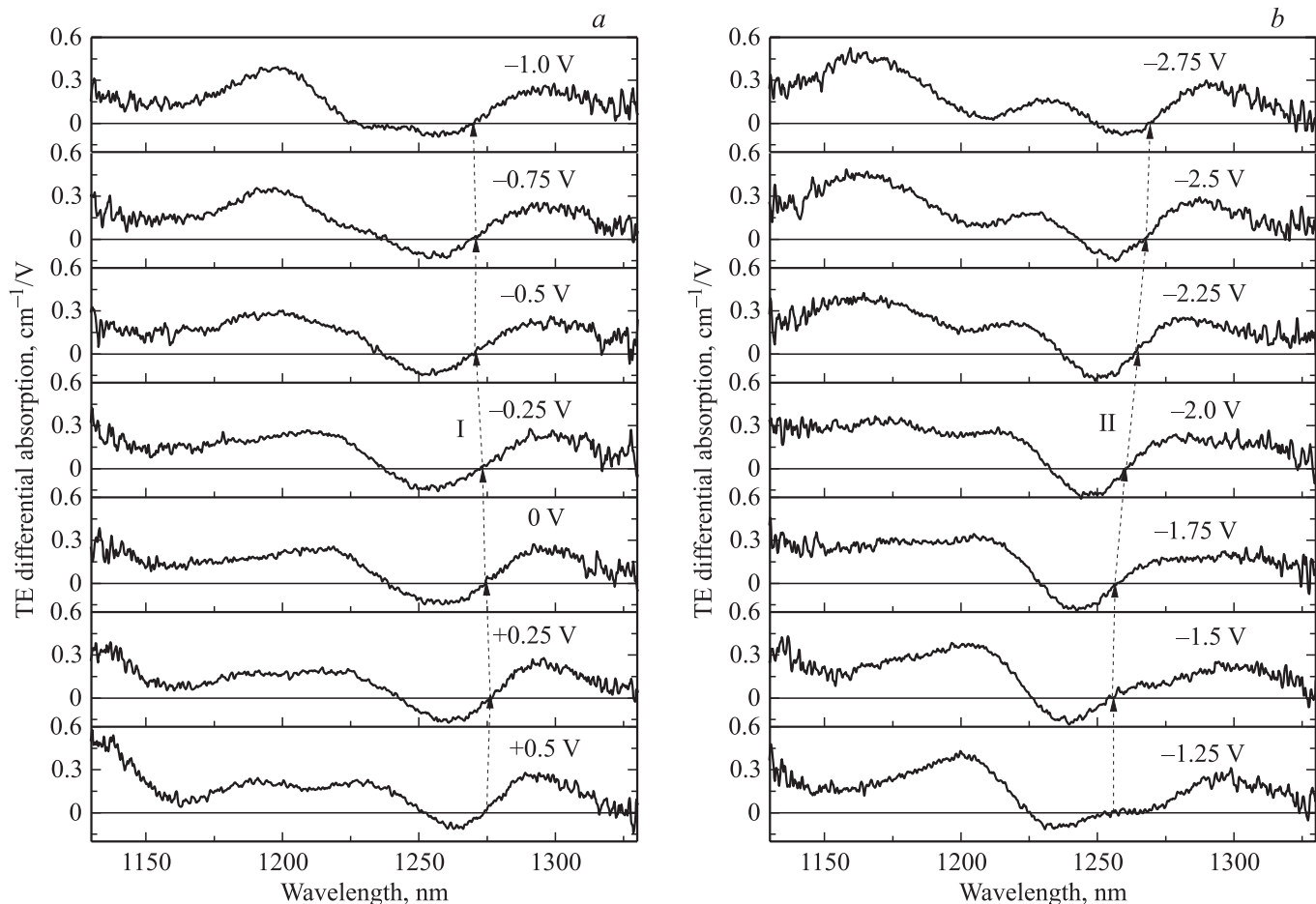
ние демонстрирует, что средний латеральный размер и высота КТ были соответственно  $\approx 20$  и 4 нм, и по направлению складирования КТ эти размеры изменяются незначительно. Профиль легирования формировал  $p-i-n$ -переход, который позволял варьировать вертикальное электрическое поле в ВККТ, изменяя приложенное электрическое напряжение ( $U_b$ ) между  $n$ - и  $p$ -контактами. Для измерения поглощения ВККТ при различных величинах приложенного электрического поля из гетероструктур были изготовлены устройства одномодовых лазеров, которые припаивались к теплоотводу и накачивались постоянным током при комнатной температуре. Меза глубиной 0.3 мкм и шириной 7 мкм в полосковой геометрии формировала волновод для света, эмитируемого КТ. Устройство было разделено на две секции с помощью неглубокой вытравленной канавки шириной 25 мкм, которая не достигала КТ. Электриче-

ская изоляция была усилена с помощью ионно-лучевой имплантации после травления. Подобный дизайн обычно используется для генерации лазерных импульсов в режиме синхронизации мод [16]. Структура с туннельно-связанными КТ InAs/InGaAs является фактически стандартной и описана во многих работах [14–16]. Относительно большое количество слоев (10) и тонкий спейсерный слой (6.0 нм) были выбраны для формирования сверхрешетки КТ и для увеличения эффекта зависимости поглощения от поля.

### 3. Эксперимент и обсуждение результатов

Измерения поглощения в сверхрешетках квантовых точек InAs/GaAs, встроенных в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины, проводились при комнатной температуре и при волноводном распространении света в плоскости, перпендикулярной направлению роста структуры. Такая конструкция позволяет получить абсолютное значение коэффициента поглощения направляемой волноводом лазерной моды [14,15,17]. Методика эксперимента и ее особенности впервые были описаны нами в работах [14,15,17]. Секции электрически изолированы разрывом в контакте, но излучение  $I_e(\hbar\omega)$  из одной секции проникает в другую практически без потерь по волноводу лазера. На одну секцию подается прямое смещение ниже порогового, при этом она является источником излучения в диапазоне 1100–1330 нм, на вторую подается обратное напряжение от 0.5 до –6 В, и таким образом изучается зависимость поглощения от внешнего электрического поля. Излучение пропускать через поляризатор, попадало на щель монохроматора и регистрировалось охлаждаемым фотодиодом. Для измерения абсолютной величины поглощения необходимо знать оптическую мощность, поступающую на обратносмещенную секцию. Измерить величину этой мощности невозможно прямыми методами, поскольку излучение находится внутри резонатора лазера. Однако ее значение можно получить, если поменять контакты секций местами. Тогда секция поглотителя станет излучающей, а излучающая станет поглощающей секцией. Излучение в этом случае выходит через торец лазера и его мощность можно измерить  $I_a(\hbar\omega)$ . Так как обе секции одинаковой длины ( $L$ ), мощность этого излучения будет равна оптической мощности, поступающей в обратносмещенную секцию. При этом оптически эксперимент не меняется, что обеспечивает точность и повторяемость экспериментальных данных. Излучение из секций эмиссии и поглощения пропускать через поляризатор. На рис. 2,а показаны спектры электролюминесценции (EL) ТЕ- и ТМ-поляризации из секции эмиссии и секции поглощения. Как видно из рис. 2,а, пики EL существенно ниже ширины запрещенной зоны GaAs матрицы и, следовательно, люминесценция может быть связана с СРКТ. Из-за электрического разделения

секций EL из секции эмиссии не зависит от напряжения обратного смещения в секции поглощения. Кроме того, EL из секции эмиссии представляет собой линию излучения с шириной на половине максимума около 80 мЭВ, что обусловлено значительной неоднородностью ширины линии излучения и перекрытием оптических переходов с различных состояний дискретных уровней лестницы Ванье–Штарка. Из-за этого эффект квантового связывания между ВККТ, который для сверхрешетки КТ в слабом электрическом поле характеризуется наличием лестницы Ванье–Штарка, не может быть явно проявлен в спектрах EL. Спектры эмиссии и поглощения в соответствии с описанной выше методикой связаны простым соотношением  $I_a(\hbar\omega) = I_e(\hbar\omega) \exp[-L\alpha(\hbar\omega)]$ , где  $\alpha(\hbar\omega)$  — спектр поглощения, зависящий от поля. Это позволяет определить величину поглощения СРКТ в абсолютных значениях (рис. 2,б), используя измеренный спектр EL (рис. 2,а). Изменяя напряжение обратного смещения в секции поглощения, мы определяем поглощение СРКТ при различных значениях приложенного поля. Излучение EL из секций эмиссии и поглощения пропускать через поляризатор, поскольку имелось основание полагать, что поглощение для ТЕ- и ТМ-мод поляризации различно в структурах с КТ [14–21]. Как показано на рис. 2,а, излучение EL с ТМ-модой поляризации имеет голубое смещение относительно пика с ТЕ-модой поляризации. Интенсивность эмиссии в максимуме излучения EL с ТМ-модой поляризации в  $\sim 2.5$  раза меньше, чем в максимуме с ТЕ-модой поляризации. Измерения спектра поглощения, проведенные при комнатной температуре с помощью двухсекционной конструкции лазера с InAs/GaAs СРКТ, позволили также установить, что происходит усиление и волноводного поглощения для ТМ-моды (рис. 2,б). Соотношение между поляризацией интенсивности EL и поглощения InAs/GaAs СРКТ для ТМ- и ТЕ-мод существенно отличается от того, что мы наблюдали для одного и трех туннельно-связанных слоев InAs/GaAs ВККТ [14–17]. Для них оптическое резонансное поглощение происходило главным образом для ТЕ-моды. В настоящее время имеется достаточное число сообщений, в которых приведены результаты исследований ТЕ- и ТМ-мод поляризации поглощения и люминесценции для структур как с одним слоем КТ, так и для многослойных складированных КТ [18–21]. В случае многослойных складированных КТ исследовали изменения вклада ТЕ- и ТМ-мод в эти процессы в зависимости как от числа слоев, так от толщины прослойки между КТ [18–21]. Наблюдали, что при туннельном связывании и увеличении числа слоев КТ происходит усиление ТМ-моды поляризации по сравнению с ТЕ-модой. Было дано объяснение наблюдаемым изменениям в величинах мод поляризации, которые сводились, с одной стороны, к влиянию деформационного потенциала — смещению зоны легких дырок в область меньших энергий [22], а с другой — к изменению симметрии исследуемой системы с увеличением числа слоев КТ. Последний



**Рис. 3.** Спектры дифференциального поглощения для СРКТ с 10 слоями InAs/GaAs для различных значений приложенного к поглощающей секции напряжения смещения, В: *a* — от +0.5 до -1.0, *b* — от -1.25 до -2.75, *c* — от -3.0 до -6.0. Направления изменения нулевого значения дифференциального сигнала показаны точечной линией со стрелкой.

эффект приводил к тому, что система из нуль-мерной, где преобладала ТЕ-поляризация, направленная вдоль слоя КТ, превращалась в одномерную систему и приоритетным становилась ТМ-поляризация. Полученные нами результаты, по-видимому, дают основание полагать, что преобладающим механизмом усиления в СРКТ ТМ-моды поляризации является превращение ее в одномерную систему в направлении роста слоев СР. В структурах с КТ наблюдается сильное перекрытие широких оптических пиков, что делает затруднительным определение параметров оптических переходов из экспериментальных спектров люминесценции и поглощения. Для исследования поведения поглощения под действием внешнего электрического поля, как и в работах [14,15], мы использовали метод дифференциальной спектроскопии, который позволяет измерять производную коэффициента поглощения от приложенного напряжения и обладает высокой чувствительностью к изменению поглощения. В этом случае подстройка уровней энергий оптических переходов СРКТ в резонанс с энергией кванта света, облучающего модулятор с непрерывной интенсивностью, осуществляется управлением смещения Ваннье–

Штарка уровней энергии электронов и дырок СРКТ с помощью приложенного модулированного электрического поля и длиной волны излучения лазера. В этом методе производная электрического поля ( $F$ ) спектра поглощения определяется при помощи модуляции поля. Маленький синусоидальный сигнал частотой 130 Гц, который модулирует электрическое поле, прибавляется к постоянному напряжению, приложенному к секции поглощения [14,15]. Переменная часть люминесценции ( $ac$ ) измеряется с помощью синхронного (loc-in) детектора. При условии, что амплитуда модуляции достаточно маленькая, определенная  $ac$  часть излучения должна быть пропорциональна производной интенсивности постоянной части люминесценции ( $dc$ ) по обратному напряжению (или, эквивалентно, по электрическому полю, приложенному к СРКТ). Отношение демодулированного  $ac$  сигнала к  $dc$  спектру  $I_a(\hbar\omega)$ , который измеряется предварительно, будет давать производную поглощения вплоть до постоянного фактора. В таком случае, как было показано в работах [15,23], вклад  $n$ -го оптического перехода в DA спектр из-за смещения Ваннье–Штарка будет:  $\Delta\alpha_n(\hbar\omega) \propto dE_n/dF \times dp_{\gamma,\xi}(x)/dx$ , где

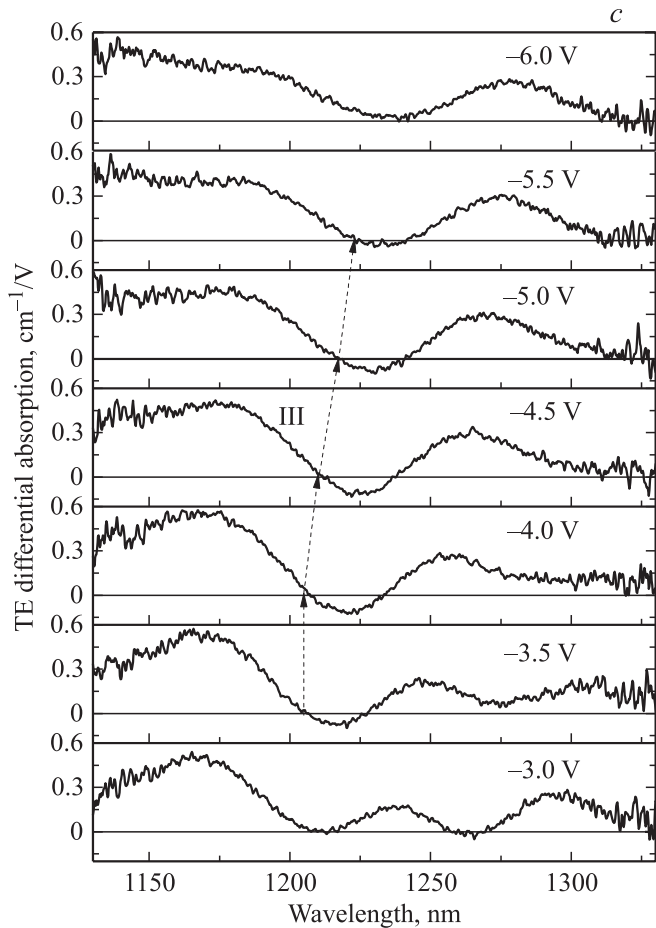


Рис. 3 (продолжение).

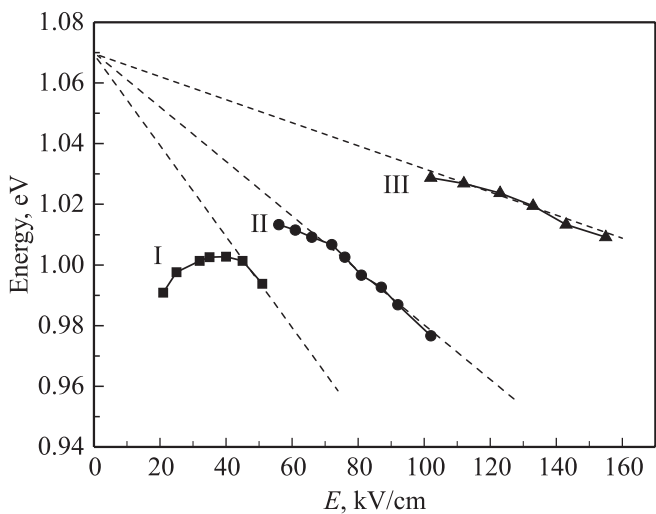


Рис. 4. Спектральное положение нулевого значения DA-спектра как функция приложенного электрического поля для СРКТ с 10 слоями InAs/GaAs.

$x = (\hbar\omega - E_n)/\delta\epsilon_n$ ,  $E_n$  — энергия  $n$ -перехода усредненной КТ;  $\rho_{\gamma,\xi}(x)$  — нормализованная функция распределения плотности энергии оптических переходов;  $\delta\epsilon_n$  — энергия неоднородного уширения  $n$ -перехода;

$\gamma$ -параметр, определяемый микроскопической структурой КТ;  $\xi$  — параметр дисперсии размера. Производная  $d\rho_{\gamma,\xi}(x)/dx$  будет равна нулю, когда асимметричная функция распределения  $\rho_{\gamma,\xi}(x)$  имеет максимум. Таким образом, экспериментально энергия перехода  $E_n$  может быть определена из спектральной зависимости DA, когда дифференциальное поглощение равно нулю, и максимум пика  $n$ -перехода  $\hbar\omega^{\max} = E_n + \delta\epsilon_n x_{\max}$  всегда будет иметь красное смещение относительно энергии перехода усредненных квантовых точек. Спектры DA для разных значений приложенного электрического напряжения  $U_b$  представлены на рис. 3. На рис. 3 отчетливо наблюдаются, по крайней мере, три точки, где дифференциальное поглощение равняется нулю при изменении его знака от положительного к отрицательному значению. Скорости изменения положения этих точек зависели от величины приложенного к СРКТ электрического поля. При этом нулевому значению DA соответствуют максимумы в спектрах поглощения в системе СРКТ, которые образуются при соответствующих настройках длин волны излучения из сектора эмиссии и величин электрического поля в секторе поглощения, управляющего смещением Ваннье–Штарка уровней энергии СРКТ. Тонкой настройкой достигалось резонансное поглощение излучения лазера в поглощающей секции, при этом происходило заселение электронами и дырками состояний СРКТ. Точки нулевого значения DA позволяют оценить энергию оптического перехода  $E_n$  с участием дискретных уровней энергии СРКТ, образующихся в результате расщепления мини-зон электронов и дырок в присутствии электрического поля, и проследить за скоростью изменения их положения под влиянием внешнего электрического поля. Для трех оптических переходов, наблюдаемых в DA-спектрах, были построены зависимости энергий  $E_n$  от величины приложенного электрического поля (рис. 4). Эти зависимости были аппроксимированы как линейные с помощью метода наименьших квадратов (пунктирные линии на рис. 4). Увеличение интервалов по энергии между тремя индивидуальными пиками поглощения (или нулевыми точками DA) с ростом величины электрического поля представляется нам прямым доказательством того, что наблюдаемые оптические переходы связаны с состояниями лестницы Ваннье–Штарка зоны проводимости и валентной, образующихся в результате расщепления мини-зоны в среднем электрическом поле ( $eFd < \Delta_{mb}$ , где  $e$  — заряд электрона,  $F$  — электрическое поле,  $d$  — период сверхрешетки,  $\Delta_{mb}$  — ширина мини-зоны сверхрешетки). Спектр энергий лестницы Ваннье–Штарка в СР в таком случае определяется с помощью соотношения  $E = E_0 + neFd$  ( $n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ ), где  $E_0$  — энергия перехода в изолированной КТ. Для зависимости перехода I, показанного на рис. 4, мы наблюдали отклонения от линейности, когда величина электрического поля изменялась от 20 до 40 кВ/см. Объяснение подобному эффекту было дано в работе [24] для СР квантовых ям. При увеличении электрического поля мини-зона, до ее эффективного

расщепления в лестницу Ваннье–Штарка, сужается, так как число ям, вносящих вклад в образование состояний СР, уменьшается. При этом сужение мини-зоны является ассиметричным с более быстрым смещением ее высокого края из-за уменьшения связывания ям. При среднем поле  $eFd < \Delta_{mb}$  мини-зона электронов разрывается с образованием серии дискретных состояний с волновыми функциями, распределенными на несколько периодов СР с длиной локализации  $L = \Delta_{mb}/F$ . Нам представляется, что для СРКТ наблюдается аналогичный эффект. С помощью соотношения  $\varepsilon_m = eFd$  было оценено среднее расстояние между соседними состояниями лестницы Ваннье–Штарка при 60 кВ/см, которое оказалось равным  $\approx 36$  мэВ. Из экспериментальных зависимостей спектрального положения точек с нулевыми значениями DA от величины электрического поля (рис. 4) определили разрыв по энергии между соседними состояниями лестницы Ваннье–Штарка при тех же 60 кВ/см, который оказался равным  $\approx 36$  мэВ, что совпадает с теоретическими оценками.

#### 4. Заключение

В ходе экспериментальных исследований при комнатной температуре спектров электролюминесценции и поглощения 10-слойной сверхрешетки КТ InAs/GaAs, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины, выявлено, что, во-первых, по сравнению со структурой с туннельно-связанными ВККТ происходит усиление интенсивности излучения и волноводного поглощения для ТМ-моды, во-вторых, при измерении дифференциального поглощения наблюдается периодичный мультимодальный спектр, который демонстрирует линейное смещение в зависимости от приложенного к структуре электрического поля. Выявленное поведение измеряемых сигналов позволило сделать заключение, что исследуемая система КТ является действительно сверхрешеткой КТ. В результате проявления эффекта Ваннье–Штарка в СРКТ при наличии слабого электрического поля вырождение энергий в мини-зонах электронов снимается. При этом происходит образование серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье–Штарка, с участием которых становятся возможными оптические переходы, наблюдаемые в спектрах DA.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-01317-а).

#### Список литературы

[1] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Usitnov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenrech. *Phys. Rev. B*, **54**, 8743 (1996).

- [2] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998).
- [3] B. Partoens, F.M. Peeters. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4433 (2000).
- [4] F. Troiani, U. Hohenester, E. Molinari. *Phys. Rev. B*, **65**, 161 301 (2002).
- [5] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Phys. Rev. Lett.*, **86** (16), 167 401 (2002).
- [6] M. Bayer, P. Hawrylak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, Z.R. Wasilewski, O. Stern, A. Forchel. *Science*, **291**, 451 (2001).
- [7] G. Ortner, I. Yugova, G. Baldassarri, Höger von Högersthal, A. Larionov, H. Kurtze, D.R. Yakovlev, M. Bayer, S. Fafard, Z. Wasilewski, P. Hawrylak, Y.B. Lyanda-Geller, T.L. Reinecke, A. Babinski, M. Potemski, V.B. Timofeev, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **71**, 125 335 (2005).
- [8] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **39**, 131 (2005).
- [9] М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин, Г.Э. Цырлин, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **40**, 84 (2006).
- [10] V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, J.W. Tomm, P. Werner, U. Gösele. *Nanoscale Res. Lett.*, **1** (2), 137 (2006).
- [11] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких. *Physica B: Condens. Matter*, **401–402**, 576 (2007).
- [12] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Н.Д. Захаров. *ФТП*, **42**, 311 (2008).
- [13] М.М. Соболев, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский. *ФТП*, **44**, 790 (2010).
- [14] М.М. Соболев, Е.Л. Портной, И.М. Гаджиев, И.М. Бакшаев, В.С. Михрин, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов. *ФТП*, **43**, 512 (2009).
- [15] V.V. Nikolaev, N.S. Averkiev, M.M. Sobolev, I.M. Gadzhiyev, I.O. Bakshaev, M.S. Buyalo, E.L. Portnoi. *Phys. Rev. B*, **80**, 205 304 (2009).
- [16] A. Gubenko, D. Livshits, I. Krestnikov, S. Mikhrin, A. Kozhukhov, A. Kovsh, N. Ledentsov, A. Zhukov, E. Portnoi. *Electron. Lett.*, **41**, 1124 (2005).
- [17] Е.Л. Портной, И.М. Гаджиев, А.Е. Губенко, М.М. Соболев, А.Р. Ковш, И.О. Бакшаев. *Письма ЖТФ*, **33** (16), 28 (2007).
- [18] A.M. Adawi, E.A. Zibik, L.R. Wilson, A. Lemaitre, W.D. Sheng, J.W. Cockburn, M.S. Skilnick, J.P. Leburton, M. Hopkinson, G. Hill, S.L. Liew, A.G. Cullis. *Phys. Status Solidi B*, **238**, 341 (2003).
- [19] T.T. Chen, Y.F. Chen, J.S. Wang, Y.S. Huang, R.S. Hsiao, J.F. Chen, C.M. Lai, J.Y. Chi. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 1077 (2007).
- [20] Tomoya Inoue, Masaki Asada, Nami Yasuoka, Osamu Kojima, Takashi Kina, Osamu Wada. *J. Appl. Phys.*, **96**, 211 906 (2010).
- [21] Toshio Saito, Hiroji Ebe, Yasuhiko Arakawa, Taakaaki Kakitsuka, Mitsuru Sugawara. *Phys. Rev. B*, **77**, 195 318 (2008).
- [22] E.A. Avrutin, I.E. Chebunina, I.A. Eliachevitch, S.A. Gurevich, M.E. Portnoi, G.E. Stengel. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 80 (1993).
- [23] V.V. Nikolaev, N.S. Averkiev. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 263 107 (2009).
- [24] F. Agulló-Rueda, E.E. Mendez, J.M. Hong. *Phys. Rev. B*, **40**, 1357 (1989-1).

Редактор Л.В. Беляков

## Optical absorption in InAs/GaAs quantum-dot superlattice in electric field at room temperature

*M.M. Sobolev, I.M. Gadzhiev, I.O. Bakshaev,  
V.N. Nevedomskii, M.S. Buyalo, Yu.M. Zadiranov,  
E.L. Portnoi*

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

**Abstract** We have experimentally studied electroluminescence and absorption spectra of a 10-layer InAs/GaAs quantum dot superlattice (SLQDs) incorporated into a two-sectional laser with sections of identical length at the room temperature. Multilayer InAs/GaAs QD structure was studied by transmission electron microscopy. The thickness of the GaAs spacer between the layers of InAs quantum dots was  $\sim 6$  nm. The superlattice QDs manifest increase of optical polarization intensity in the electroluminescence and waveguide absorption of TM-mode in comparison with TE-mode as opposed to tunneling-coupled InAs/GaAs QDs. It is found that the periodic multimodal spectra of differential-absorption (DA) of these structures exhibits a linear shift as the electric field applied to the structure is varied. The observed behavior of the DA spectra is a manifestation of the Wannier–Stark effect in the InAs/GaAs superlattice, where the presence of an external electric field leads to the suppression of coupling between the wave functions of electron states forming the miniband and to the appearance of a series of discrete levels called Wannier–Stark ladder states.