

12,09

Излучательная рекомбинация в разьединенном гетеропереходе II типа InAs/InSb с квантовыми точками на интерфейсе

© Я.А. Пархоменко, Э.В. Иванов[✉], К.Д. МоисеевФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия[✉] E-mail: Ed@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 25 января 2023 г.

В окончательной редакции 25 января 2023 г.

Принята к публикации 1 февраля 2023 г.

Исследованы электролюминесцентные свойства узкозонных гетероструктур II типа InAs/InSb/InAs, содержащих одиночный слой квантовых точек InSb, помещенный на границе раздела p - n -перехода в InAs. Особенности спектров электролюминесценции в зависимости от поверхностной плотности нанобъектов на разьединенной гетерогранице II типа были изучены как при прямом, так и при обратном внешнем смещении. При приложении обратного смещения к исследуемым гетероструктурам подавление отрицательной межзонной люминесценции и доминирование интерфейсных рекомбинационных переходов на гетерогранице II типа InSb/InAs наблюдались при комнатной температуре. Излучение, которое отвечало рекомбинационным переходам с участием локализованных состояний квантовых точек InSb, было зарегистрировано при низкой температуре.

Ключевые слова: квантовые точки, электролюминесценция, InAs, InSb, гетеропереход II типа.

DOI: 10.21883/FTT.2023.04.55304.11

1. Введение

Уникальные свойства наногетероструктур с квантовыми точками (КТ) обусловили широкий интерес к исследованию и практическому применению данных материалов для различных приложений оптоэлектроники [1,2]. Использование КТ в активной области лазеров позволяет в широких пределах управлять длиной волны, значительно увеличить квантовую эффективность, заметно снизить пороговые токи, а также существенно повысить рабочую температуру таких лазеров [3]. Применение КТ в инфракрасных фотодетекторах дает возможность увеличить чувствительность и обнаружительную способность, обеспечивает низкие значения темнового тока, а также значительно улучшает температурные зависимости основных параметров указанных фотоприемников [4]. Для создания оптоэлектронных приборов, работающих в среднем инфракрасном диапазоне с длиной волны $\lambda > 4 \mu\text{m}$ ($h\nu < 0.3 \text{ eV}$) [5], весьма перспективными являются наногетероструктуры с КТ в системе InAs–InSb. Энергетическая зонная диаграмма этих структур представляет собой разьединенный гетеропереход II типа на каждой границе раздела КТ/матричный слой (рис. 1, а), что позволяет использовать преимущества таких переходов по сравнению с гетероструктурами I типа [6].

Ранее были изучены фотолуминесцентные (ФЛ) свойства гетероструктур на основе слоев КТ InSb, помещенных в матрицу InAs с n -типом проводимости [7]. При низких температурах было обнаружено длинноволновое излучение в спектральном диапазоне 0.2–0.3 eV, обусловленное рекомбинационными переходами с участием

собственных состояний КТ. Также была исследована электролюминесценция (ЭЛ) гетероструктур на основе одиночного слоя КТ InSb, помещенного в матрицу арсенида индия с дырочным типом проводимости [8]. При приложении обратного внешнего смещения в спектрах ЭЛ наблюдалась отрицательная люминесценция в широком интервале температур $T = 77\text{--}300 \text{ K}$. Данный эффект был обусловлен экстракцией носителей заряда из слаболегированной области p -InAs, примыкающей к разьединенному гетеропереходу InAs/InSb. В настоящей работе представлены результаты исследований электролюминесцентных свойств гетероструктур, в которых одиночный слой КТ InSb располагался непосредственно на границе раздела двух матричных слоев арсенида индия p - и n -типа, т.е. был помещен на гетерограницу p - n -перехода.

2. Технология изготовления структур и методика экспериментов

С помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания были получены узкозонные гетероструктуры, содержащие одиночный слой КТ InSb, помещенный в матрицу InAs. Образцы были выращены на подложках p -InAs(001), легированных акцепторной примесью Mn до концентрации дырок $p_{300} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, на которые осаждался слой КТ InSb методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Были получены два типа слоев КТ с различной поверхностной концентрацией нанобъектов. Образец 1 (MP-24/1) содержал массивы КТ с плотностью $n_{QD1} = 0.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, тогда как

образец 2 (MP-1/1) демонстрировал поверхностную плотность КТ порядка $n_{QD2} = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Методика получения КТ и их структурные свойства описаны в предыдущих работах [9,10]. Затем полученный слой КТ InSb наращивался эпитаксиальным слоем арсенида индия с помощью метода газовой эпитаксии из металло-органических соединений (МОГФЭ) при температуре 510°C . Нарастиваемый слой InAs в процессе эпитаксии преднамеренно не легировался и демонстрировал n -тип проводимости с оценочной концентрацией электронов $n_{300} \sim 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Наличие выращенных массивов КТ InSb в матрице на основе арсенида индия было подтверждено исследованиями, проведенными с помощью просвечивающей электронной микроскопии [10]. Поскольку эпитаксиальное наращивание производилось нелегированными соединениями с электронным типом проводимости, можно почти исключить диффузию акцепторной примеси в наращиваемый слой через гетерограницу подложка p -InAs/слой n -InAs. Таким образом, был сформирован металлургический p - n -переход внутри матрицы InAs, на интерфейсе которого был расположен слой КТ InSb. В качестве контрольного образца была выбрана структура p -InAs/ n -InAs (без слоя КТ), полученная одновременно с образцами 1 и 2 в едином технологическом процессе МОГФЭ.

Образцы для измерений ЭЛ были выполнены в виде меза-диодов размерами $500 \times 500 \mu\text{m}$ со сплошным контактом со стороны подложки и точечным контактом к верхнему эпитаксиальному слою. Диаметр круглой мезы, изготовленной методом стандартной фотолитографии и селективного влажного химического травления, составлял $D \sim 300 \mu\text{m}$, а размер точечного контакта $d \sim 100 \mu\text{m}$. Исследуемые меза-диоды были смонтированы на держателях TO-18 подложкой к металлическому корпусу. Спектры ЭЛ исследовались с помощью автоматизированной установки на основе монохроматора DK-480 (CVI Laser Corp.) с дифракционной решеткой 150 lines/mm, фотовольтаического детектора InSb, охлаждаемого жидким азотом (Judson Co), и селективного усилителя SR-810 (Stanford Research Systems Inc.). При этом регистрировалось излучение, выходящее из структуры со стороны накрывающего эпитаксиального слоя. Питание образцов осуществлялось прямоугольными импульсами тока с коэффициентом заполнения $\eta = 50\%$ и частотой $f = 512 \text{ Hz}$ как при прямой, так и при обратной полярности внешнего смещения. Прямая полярность соответствовала случаю, когда положительный потенциал приложен к подложке p -InAs, а отрицательный — к верхнему эпитаксиальному слою n -типа. Амплитуда импульсов тока (i) варьировалась в пределах от 20 до 200 mA.

Для анализа полученных спектров ЭЛ были проведены предварительные расчеты зонных энергетических диаграмм гетероструктур, исследуемых в эксперименте. Присутствие одиночного слоя КТ InSb можно представить в виде узкой потенциальной ямы с набором одиночных уровней локализации (см. рис. 1,а). Из

рис. 1 видно, что в силу особенности разьединенного гетероперехода II типа в системе соединений InSb/InAs основной дырочный уровень КТ InSb (μ_h) располагается по энергии выше дна зоны проводимости матричного слоя InAs.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры ЭЛ исследуемых образцов (как для гомоперехода p -InAs/ n -InAs, так и для гетероструктур с КТ p -InAs/InSb/ n -InAs) при комнатной температуре демонстрировали похожие особенности при приложении прямого внешнего смещения (рис. 2,а). Типичный спектр ЭЛ содержал одну ярко выраженную полосу излучения с максимумом интенсивности вблизи $h\nu_{300}(+) = 0.36 \text{ eV}$ и полушириной $\text{FWHM} = 48 \text{ meV}$, что соответствовало межзонным излучательным переходам в объеме арсенида индия [8]. В дополнение к основной полосе люминесценции можно выделить еще одну полосу излучения вблизи $h\nu_{IS} = 0.31 \text{ eV}$, которая проявлялась в виде плеча на низкоэнергетическом склоне спектра. Как было показано в работе [11], структурные кристаллические дефекты в арсениде индия создают акцепторные состояния на поверхности полупроводника. При приложении прямого смещения, благодаря изгибу зон в арсениде индия (рис. 1,б), на пути движения электронов во внешнем электрическом поле из заполненной зоны проводимости n -InAs в незаполненную зону проводимости p -InAs возникают потенциальные барьеры в виде зонной структуры КТ и интерфейсных состояний (IS) на границе раздела матричных слоев. Тогда, дополнительную полосу ЭЛ можно приписать излучательным переходам с участием локализованных состояний внутри запрещенной зоны InAs с энергией активации $E_{IS} \sim 50 \text{ meV}$. Каких-либо других излучательных рекомбинационных переходов с участием примесных состояний с энергией активации менее 30 meV обнаружено не было, что можно объяснить их опустошением вследствие разогрева при $T = 300 \text{ K}$.

При приложении обратного смещения формы спектров ЭЛ при комнатной температуре для образцов с КТ и без КТ радикально отличались друг от друга (рис. 2,б). Спектр для контрольной структуры p -InAs/ n -InAs демонстрировал полосу излучения в окрестности $h\nu_{300}(-) = 0.36 \text{ eV}$, обращенную по фазе на 180° относительно нулевого уровня интенсивности, т.е. наблюдалась отрицательная люминесценция в объеме p -InAs [8,12]. Одновременно с данной полосой слабый пик положительной ЭЛ проявлялся вблизи энергий фотона $h\nu_{IS} = 0.31 \text{ eV}$. В свою очередь, спектры ЭЛ для гетероструктур с КТ InSb (p -InAs/InSb/ n -InAs) демонстрировали исключительно положительную люминесценцию и содержали одну полосу излучения с максимумом интенсивности в районе $h\nu_{IS} \sim 0.31 \text{ eV}$. При этом люминесценция в области энергий фотона, близких

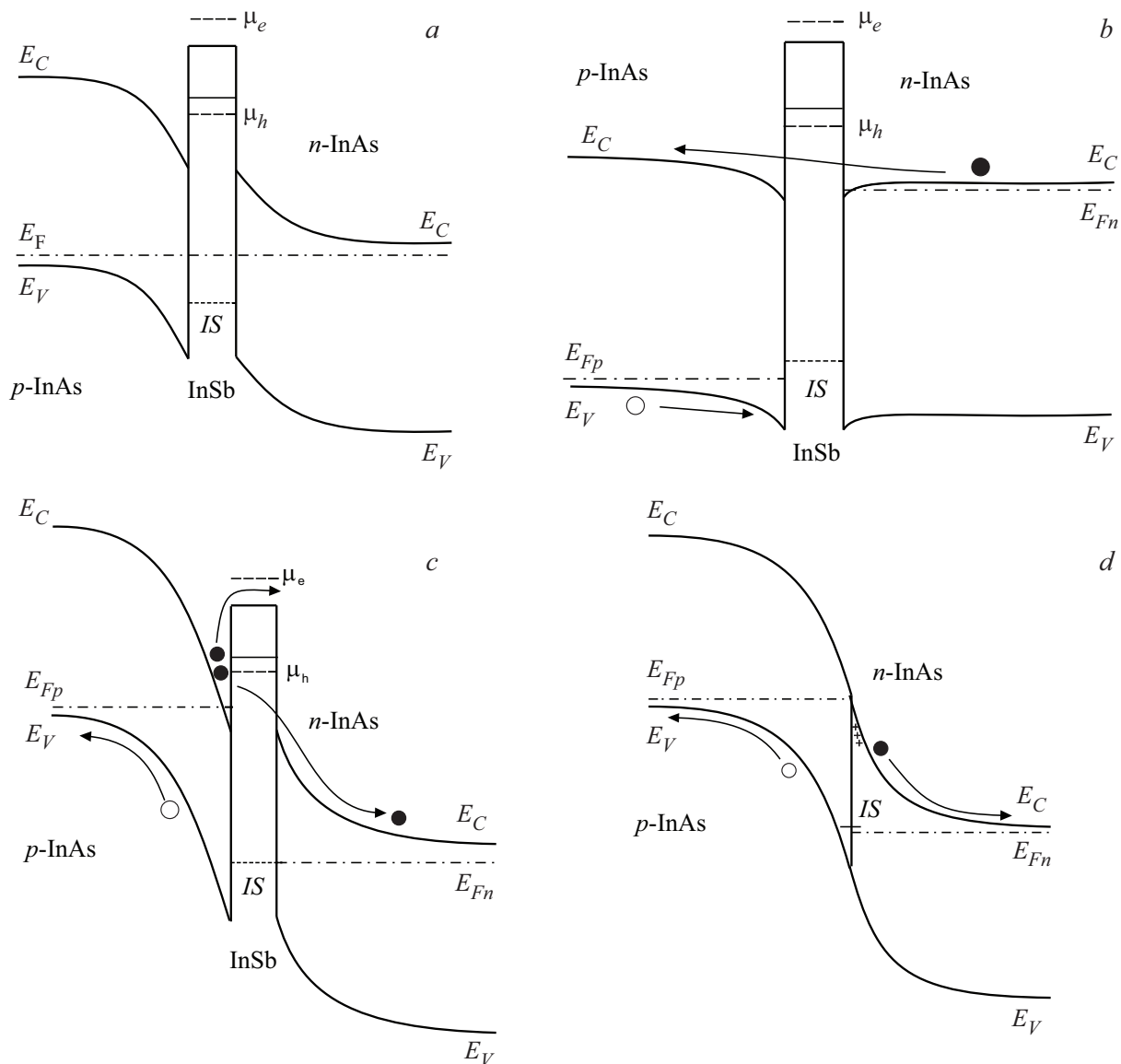


Рис. 1. Схематическая зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры InAs/InSb/InAs со слоем КТ InSb, помещенным в p - n -переход InAs в термодинамическом равновесии (a), при прямом смещении (b) и при обратном смещении (c). d — структура p -InAs/ n -InAs при обратном смещении. IS — уровень поверхностных состояний на интерфейсе, μ_e и μ_h — основное электронное и дырочное состояние КТ InSb соответственно.

к значениям ширины запрещенной зоны InAs, не была обнаружена. Эффект подавления отрицательной люминесценции наблюдался ранее для гетероструктур со сверхтонким слоем окисла, разделяющим поверхности двух контактирующих полупроводников, образующих разьединенный гетеропереход II типа, и сохраняющим уровни локализованных состояний на поверхности арсенида индия [13]. Таким образом, при любом направлении тока инжекции (как при прямом, так и при обратном смещении) реализуются рекомбинационные излучательные переходы с участием интерфейсного уровня, что выражается в сохранении полярности регистрируемого излучения для конкретной полосы ЭЛ. Наблюдаемая при комнатной температуре полоса $h\nu_{IS}$ может быть припи-

сана излучательным переходам на поверхностные состояния гетерограницы p -InAs/ n -InAs (см. рис. 1, b и c).

При понижении температуры до $T = 77$ К становится заметным проявление вклада излучательных рекомбинационных переходов с участием примесных состояний в p -InAs, имеющих энергию активации большую, чем энергия термического размытия уровней ($kT_{77} \sim 6$ meV). Спектры ЭЛ для всех исследуемых образцов при приложении прямого внешнего смещения содержали уже две четко выраженные полосы излучения $h\nu_{77} = 0.408$ eV и $h\nu_A^{77} = 0.376$ eV (рис. 3). Высокоэнергетическая полоса $h\nu_{77}$ отвечала межзонным излучательным переходам в арсениде индия [8]. Энергия фотона в максимуме излучения низкоэнергетической полосы $h\nu_A^{77}$ была меньше

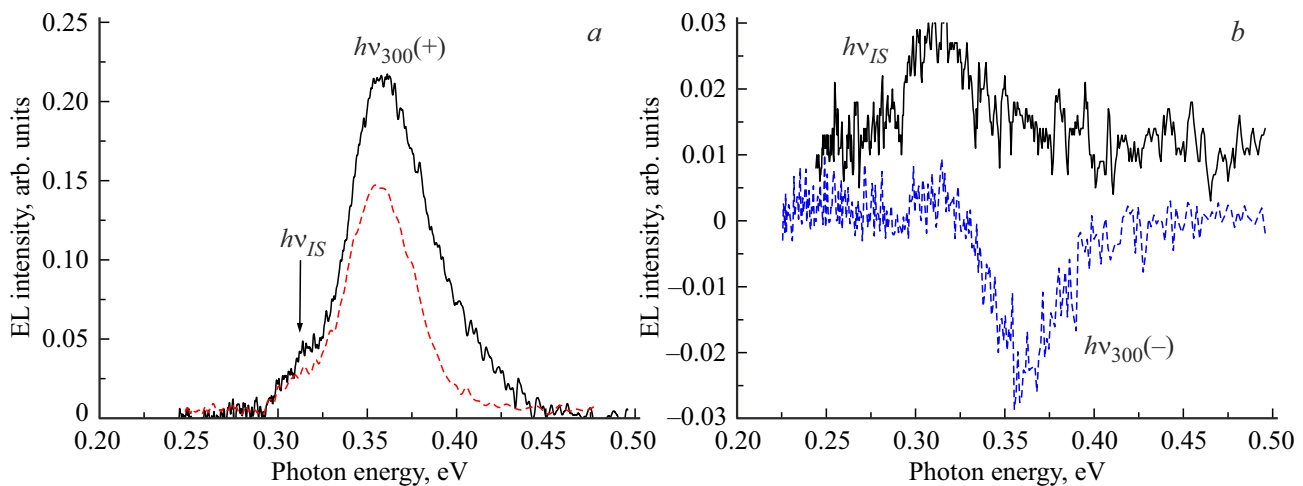


Рис. 2. Спектры ЭЛ, полученные для гетероструктур $p\text{-InAs}/n\text{-InAs}$ (штриховая линия) и $p\text{-InAs}/\text{InSb}/n\text{-InAs}$ (сплошная линия). Измерения были выполнены при прямом (a) и обратном (b) смещениях, температуре $T = 300$ К и токе накачки $i = 50$ мА.

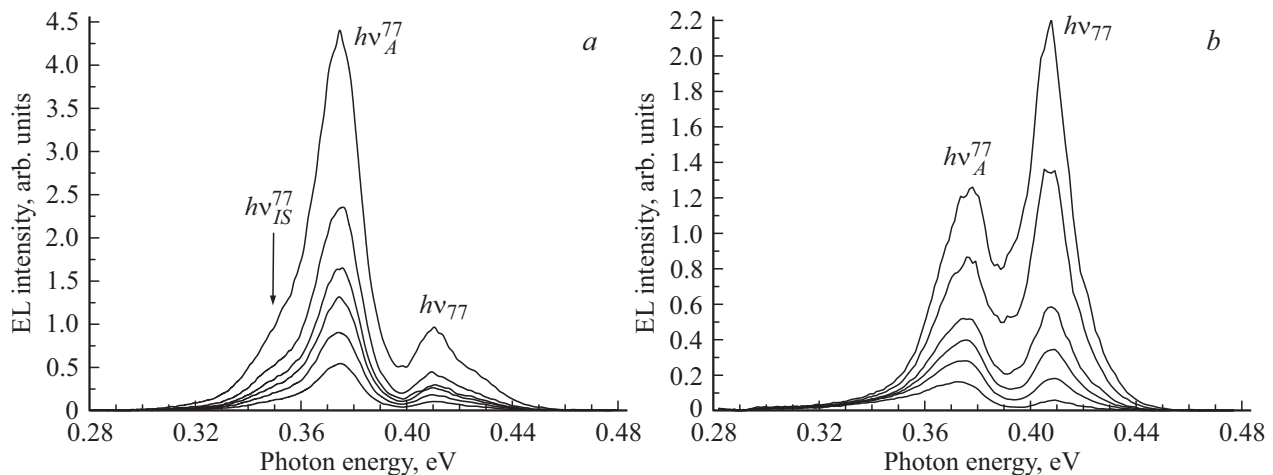


Рис. 3. Спектры ЭЛ при применении прямого внешнего смещения, зарегистрированные для токов накачки $i = 20, 30, 40, 50, 75, 100$ мА (снизу вверх) при температуре $T = 77$ К: a — для структуры $p\text{-InAs}/n\text{-InAs}$ и гетероструктуры $p\text{-InAs}/\text{InSb}/n\text{-InAs}$ с плотностью КТ менее 10^{10} cm^{-2} ; b — для гетероструктуры $p\text{-InAs}/\text{InSb}/n\text{-InAs}$ с плотностью КТ более 10^{10} cm^{-2} .

энергии межзонных переходов на 32 meV, что указывало на участие в спектре ЭЛ излучательных рекомбинационных переходов, связанных с примесными акцепторными состояниями Мп внутри запрещенной зоны InAs [14]. Кроме того, предполагается присутствие еще одной полосы излучения с максимумом вблизи 0.35 eV, которая проявлялась в виде плеча на низкоэнергетическом склоне полосы $h\nu_A^{77}$, что может быть обусловлено излучательными переходами с участием интерфейсных состояний ($\Delta h\nu_{77}(IS) \sim 58$ meV).

В ходе измерений было обнаружено различное поведение интенсивности полос ЭЛ с ростом тока накачки в зависимости от концентрации КТ на границе раздела p - n -перехода. Для контрольного образца (без КТ) и образца 1 (с малой плотностью КТ на интерфейсе) доминирование полосы излучения $h\nu_A^{77}$ сохранялось во всем интервале токов накачки (рис. 3, a). Для образца 2

(с высокой плотностью КТ) наблюдалось перераспределение интенсивности между полосами ЭЛ, когда доминирование низкоэнергетической полосы $h\nu_A^{77}$ при низком уровне накачки ($i < 50$ мА) сменялось преобладанием высокоэнергетической полосы $h\nu_{77}$ при более высоких уровнях накачки (рис. 3, b). Другими словами, увеличение плотности нанообъектов на интерфейсе приводило к уменьшению вклада излучательных переходов с участием примесных акцепторных состояний в общий спектр ЭЛ. Согласно энергетическим диаграммам, представленным на рис. 1, присутствие КТ InSb на границе раздела матричных слоев арсенида индия приводит к возникновению потенциального барьера на пути протекания тока за счет формирования поверхностных интерфейсных состояний и собственных локализованных уровней в потенциальном поле КТ. Возникновение области пространственного заряда вблизи гетерограницы на стороне

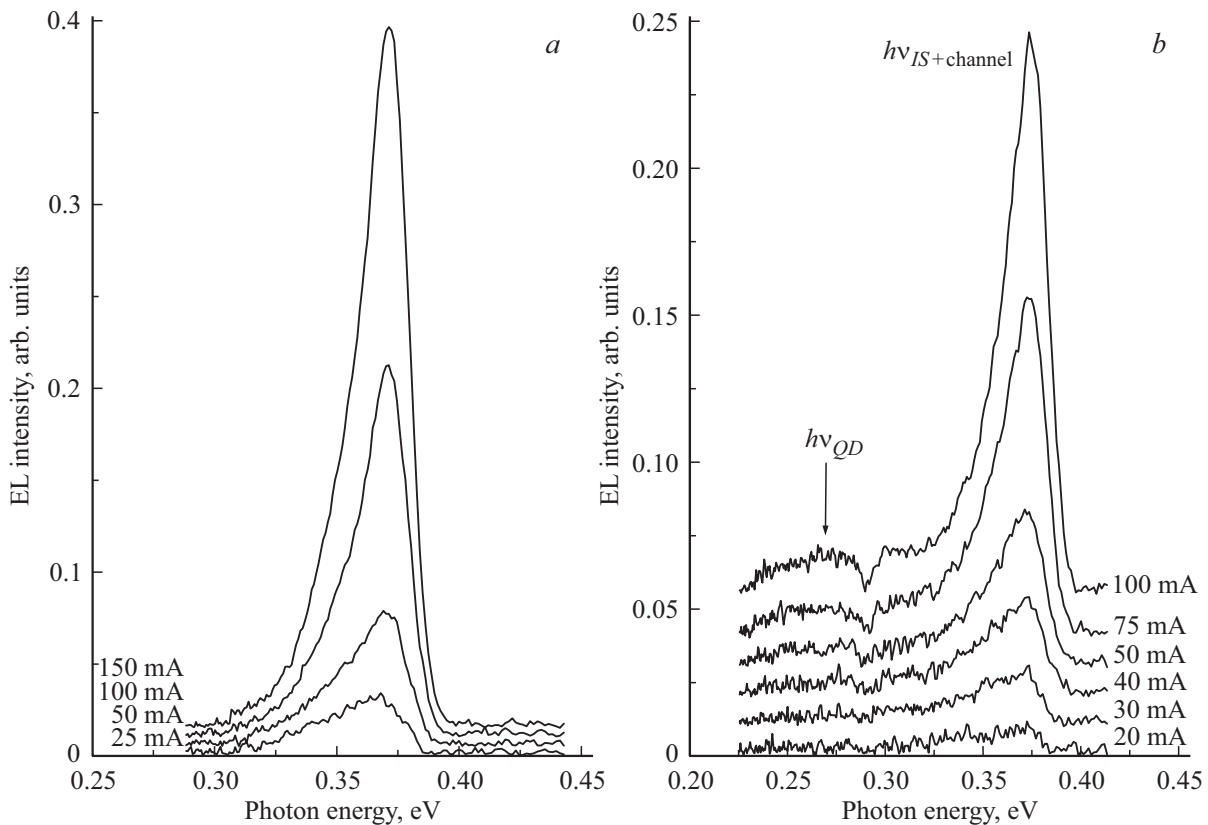


Рис. 4. Электролюминесценция в структурах p -InAs/InSb/ n -InAs с КТ InSb (a — образец 1 и b — образец 2), измеренная при обратном смещении и температуре $T = 77$ К.

p -InAs (см. рис. 1, b) препятствует проникновению электронов в область плоских зон, где происходит излучательная рекомбинация с участием примесных уровней.

При приложении обратного смещения к исследуемым гетероструктурам в спектрах ЭЛ при $T = 77$ К отсутствовала полоса излучения, отвечающая межзонным переходам в арсениде индия (рис. 4). Такая же характерная особенность спектров при низкой температуре была ранее обнаружена для гетероструктур со слоем КТ InSb в матрице InAs с дырочным типом проводимости, где межзонные переходы начинали проявляться только при очень больших смещениях в виде отрицательной люминесценции [8]. Основная полоса излучения в спектрах ЭЛ при обратном смещении (см. рис. 4) имела асимметричную форму с резким высокоэнергетическим краем и демонстрировала „голубой“ сдвиг с ростом тока накачки, т.е. спектральное положение максимума интенсивности полосы ЭЛ смещалось в сторону больших энергий фотона (рис. 5). Так для контрольного образца (без КТ) наблюдалась линейная зависимость $h\nu_{IS+SL}(i)$ в диапазоне энергий фотона от 0.345 до 0.358 eV в интервале токов $i = 50$ –150 mA (рис. 5, темные квадраты). Сопоставляя зонную энергетическую диаграмму контрольного образца (см. рис. 1, d) и интервал энергий, в котором наблюдался сдвиг основной полосы ЭЛ при обратном смещении, можно оценить энергетическое по-

ложение интерфейсного уровня IS при низкой температуре. При этом линейный „голубой“ сдвиг, наблюдаемый в спектрах ЭЛ, есть результат излучательных переходов с мелких примесных уровней (SL), образованных природными структурными дефектами в накрывающем слое n -InAs, на интерфейсный уровень IS . Соответственно увеличение обратного смещения вызывало постепенное опустошение донорных уровней нелегированного арсенида индия вблизи гетерограницы. По нашим оценкам при низкой температуре ($T = 77$ К) уровень IS располагался приблизительно на 50 meV выше потолка валентной зоны InAs, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными при комнатной температуре.

Следует подчеркнуть, что обе зависимости $h\nu_{IS+channel}(i)$, описывающие „голубой“ сдвиг для образцов с КТ, демонстрировали насыщение при высоких уровнях накачки, причем конкретный вид указанных зависимостей определялся концентрацией нанобъектов на гетерогранице p -InAs/ n -InAs исследуемых структур. Для образца 2 с большой поверхностной плотностью КТ на интерфейсе ($n_{QD2} > 10^{10}$ cm $^{-2}$) люминесценция начинала проявляться при энергии фотона $h\nu_{IS+channel} = 0.366$ eV (рис. 5, темные кружки). При этом диапазон движения указанного пика ЭЛ со стороны высоких энергий фотона был ограничен значением

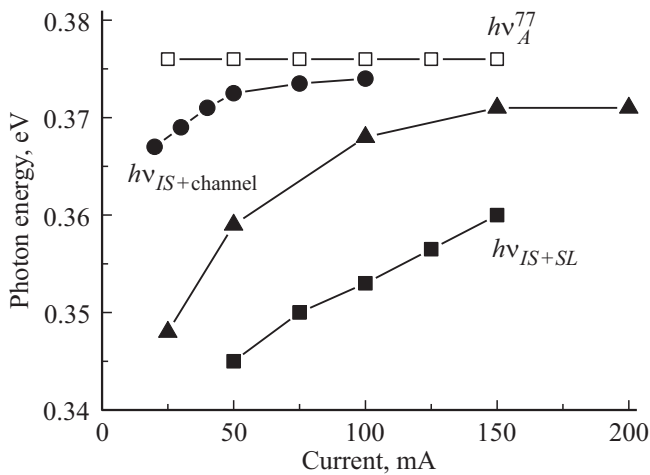


Рис. 5. Зависимость спектрального положения максимумов полос ЭЛ от тока накачки при температуре $T = 77$ К при приложении обратного внешнего смещения (темные символы). Для сравнения приведена зависимость $h\nu_A^{77}$ при приложении прямого смещения (светлые квадраты).

энергии излучательного перехода $h\nu_A^{77} = 0.376$ eV (рис. 5, светлые квадраты). Для образца 1 с малой плотностью КТ на интерфейсе ($n_{QD1} < 10^{10}$ cm $^{-2}$) зависимость $h\nu_{IS+channel}(i)$ представляла собой результат суперпозиции двух крайних рассмотренных случаев (рис. 5, темные треугольники). Для данного образца начало люминесценции было зафиксировано при $h\nu_{IS+channel} = 0.348$ eV, и „голубой“ сдвиг выходил на насыщение при энергии фотона 0.37 eV.

Теперь рассмотрим природу возникновения, а также характер поведения полосы $h\nu_{IS+channel}$. При приложении обратного смещения к исследуемым гетероструктурам с КТ InSb (1 и 2) на стороне p -InAs вблизи интерфейса образуется потенциальная яма в результате изгиба в зоне проводимости (рис. 1, *c*). По мере увеличения внешнего электрического поля на гетерогранице p -InAs/InSb формируется электронный канал за счет наполнения потенциальной ямы электронами [15]. При этом существует вероятность излучательных рекомбинационных переходов с квазиуровня Ферми (E_{Fp}) в электронном канале на интерфейсный уровень IS . Энергия кванта таких переходов может быть описана следующим выражением

$$h\nu_{IS+channel} = E_{IS} + E_{Fp}, \quad (1)$$

где E_{IS} — энергия интерфейсного уровня относительно дна зоны проводимости InAs. При дальнейшем увеличении внешнего смещения и, следовательно, наполнении электронного канала, уровень E_{Fp} будет сдвигаться вверх по энергии, что выразится в „голубом“ сдвиге полосы ЭЛ, отвечающей данным переходам. Последующее насыщение наблюдаемого сдвига с ростом тока накачки объясняется тем, что заполнение электронного канала продолжается до тех пор, пока не возникнет утечка электронов через потенциальный барьер, образованный

запрещенной зоной InSb. В результате формируется дополнительный канал протекания тока с участием электронных состояний КТ. Соответственно, образцы с различной плотностью КТ на интерфейсе демонстрируют разные значения уровней насыщения „голубого“ сдвига полос ЭЛ (рис. 5).

Появление нового канала протекания тока при приложении обратного смещения в образцах с КТ дает возможность заполнения собственных состояний в КТ InSb. В результате, в спектрах ЭЛ при низких температурах обнаруживается полоса излучения, отвечающая рекомбинационным переходам между уровнями локализации в КТ. Энергия фотона такого перехода может быть оценена как

$$h\nu_{QD} = E_{QD} + \delta E_{QD} + \mu_h + \mu_e, \quad (2)$$

где E_{QD} — ширина запрещенной зоны бинарного соединения InSb, δE_{QD} — изменение ширины запрещенной зоны InSb вследствие внутренних компрессионных напряжений в КТ, μ_e и μ_h — энергия основного электронного и дырочного уровня КТ соответственно. Для образца 2 с поверхностной плотностью нанобъектов $n_{QD2} = 2 \cdot 10^{10}$ cm $^{-2}$ в спектрах ЭЛ при обратном смещении и температуре $T = 77$ К наблюдалась полоса излучения в районе $h\nu_{QD} = 0.27$ eV с полушириной порядка 60 meV (рис. 4, *b*). При этом резкий провал на низкоэнергетическом краю спектра ЭЛ вблизи энергии фотона 0.29 eV связан с поглощением оптического излучения молекулами CO $_2$ ($\lambda = 4.27$ – 4.29 μ m), присутствующего в лабораторной атмосфере. Спектральное положение полосы $h\nu_{QD}$ хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными при измерении спектров ФЛ при $T = 77$ К для структур с КТ InSb в матрице InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [7]. В цитируемой работе интенсивная ФЛ, соответствующая рекомбинационным переходам с участием локализованных состояний КТ, наблюдалась в спектральном диапазоне 0.2–0.3 eV. Следует отметить, что упомянутая полоса ФЛ была характерна для структур с поверхностной плотностью нанобъектов $n_{QD} > 2 \cdot 10^{10}$ cm $^{-2}$. Поскольку интенсивность излучения, обусловленного переходами между уровнями локализации в КТ, зависит от значения концентрации n_{QD} , в наших экспериментах полоса ЭЛ $h\nu_{QD}$ не была обнаружена для образцов с малой плотностью КТ (рис. 4, *a*). В спектрах ЭЛ, зарегистрированных при температуре $T = 300$ К, соответствующая полоса излучения также не наблюдалась (см. рис. 2, *b*). При этом нужно иметь в виду, что в представленной работе измерения спектров ЭЛ проводились с помощью фотovoltaического детектора InSb, охлаждаемого жидким азотом. Данный фотоприемник имеет красную границу чувствительности $\lambda = 5.3$ μ m, что не позволяет регистрировать излучение с энергией фотона менее 0.23 eV. Таким образом, учитывая температурный сдвиг спектров ЭЛ в сторону меньших энергий фотона при повышении температуры, наши экспериментальные возможности

были недостаточны, чтобы обнаружить излучение, соответствующее рекомбинационным переходам с участием локализованных состояний КТ, при $T = 300$ К.

Попытки получения ЭЛ в гетероструктурах с КТ InSb в матрице на основе InAs предпринимались и другими научными группами [16], однако малая поверхностная плотность нанообъектов не позволяет, по нашему мнению, интерпретировать наблюдаемую в указанной работе полосу излучения с энергией фотона вблизи 0.37 eV как рекомбинационные переходы между состояниями КТ InSb. Скорее всего, заявленная полоса ЭЛ обусловлена участием поверхностных уровней на гетерогранице InAs/InSb.

4. Заключение

Узкозонные гетероструктуры, содержащие одиночный слой КТ InSb, помещенный в переход p -InAs/ n -InAs, были получены с помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания. Разьединенные гетероструктуры II типа p -InAs/InSb/ n -InAs при приложении прямого внешнего смещения демонстрировали излучательную рекомбинацию в объеме арсенида индия и интерфейсную люминесценцию с участием поверхностных состояний на гетерогранице InAs/InSb. Наблюдение излучательных рекомбинационных переходов между уровнями локализации в КТ InSb, помещенных в узкозонную матрицу на основе InAs, возможно при заполнении основного электронного и дырочного состояний нанообъектов. Для структуры с разьединенной гетерограницей II типа InAs/InSb данное условие было реализовано при приложении обратного внешнего смещения, когда состояния КТ заполнялись из электронного канала на интерфейсе.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I. Kulesh, C.T. Ke, C. Thomas, S. Karwal, C.M. Moehle, S. Metti, R. Kallaher, G.C. Gardner, M.J. Manfra, S. Goswami. *Phys. Rev. Appl.* **13**, 041003 (2020). <https://doi.org/10.48550/arXiv.1910.07309>
- [2] T. Hensgens, T. Fujita, L. Janssen, X. Li, C.J. Van Diepen, C. Reichl, W. Wegscheider, S. Das Sarma, L.M.K. Vander-sypen. *Nature* **548**, 70 (2017). <https://doi.org/10.1038/nature23022>
- [3] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. *ФТП* **46**, 10, 1249 (2012).
- [4] P. Martyniuk, A. Rogalski. *Prog. Quant. Electron.* **32**, 89 (2008).
- [5] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев, А.А. Пивоварова, Ю.П. Яковлев. *ФТП* **54**, 2, 202 (2020).
- [6] Ж.И. Алферов. *ФТП* **32**, 1, 3 (1998).
- [7] A. Karim, O. Gustafsson, L. Hussain, Q. Wang, B. Noharet, M. Hammar, J. Anderson, J. Song. *Proc. SPIE* **8439**, 84391J (2012).
- [8] Я.А. Пархоменко, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП* **47**, 11, 1536 (2013).
- [9] К.Д. Моисеев, Я.А. Пархоменко, Е.В. Гущина, А.В. Анкудинов, М.П. Михайлова, Н.А. Берт, Ю.П. Яковлев. *ФТП* **43**, 8, 1142 (2009).
- [10] K.D. Moiseev, Ya.A. Parkhomenko, V.N. Nevedomsky. *Thin Solid Films* **543**, 74 (2013).
- [11] М.А. Бунин, Ю.А. Матвеев. *ФТП* **19**, 11, 2018 (1985).
- [12] М.М. Григорьев, П.А. Алексеев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП* **47**, 1, 30 (2013).
- [13] K. Moiseev, E. Ivanov, V. Romanov, M. Mikhailova, Yu. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodková, J. Pangrác, T. Šimeček. *Phys. Proc.* **3**, 1189 (2010).
- [14] Е.И. Георгицэ, И.Т. Постолаки, В.А. Смирнов, П.Г. Унтила. *ФТП* **23**, 4, 745 (1989).
- [15] К.Д. Моисеев, В.А. Березовец, К.Ю. Голеницкий, Н.С. Аверкиев. *ФНТ* **45**, 2, 179 (2019).
- [16] Q. Zhuang, P.J. Carrington, A. Krier. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 232003 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/232003

Редактор Ю.Э. Кутаев