

Магнитофотолуминесценция в разьединенном гетеропереходе II типа $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$

© К.Д. Моисеев[¶], М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, К. Королев*, С. Meinning⁺, В. McCombe⁺

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

* Медико-технологическая ассоциация „Крайне высокие частоты“,
125009 Москва, Россия

⁺ Департамент физики, Университет Буффало,
Буффало, США

(Получена 15 января 2008 г. Принята к печати 29 января 2008 г.)

Исследована магнитофотолуминесценция в спектральном диапазоне 0.3–0.8 эВ в одиночной разьединенной гетероструктуре II типа $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$ с двумерным электронным каналом на гетерогранице, содержащим две заполненные электронные подзоны, в сильных магнитных полях до 10 Т при низких температурах ($T = 7$ К). В интервале энергий фотонов 0.5–0.8 эВ наблюдалась объемная фотолуминесценция в слое твердого раствора $n\text{-GaInAsSb}$. В низкоэнергетической части спектра (0.3–0.45 эВ) обнаружены три узких полосы излучения с энергиями фотонов $h\nu_a = 0.419$, $h\nu_b = 0.404$ и $h\nu_c = 0.384$ эВ с полушириной пиков FWHM = 4–7 мэВ, обусловленные излучательными переходами двумерных электронов, локализованных в квантовой яме на стороне InAs вблизи гетерограницы II типа. Оценено значение эффективной массы электронов в заполненной подзоне E_2 ($m_2 = 0.027m_0$), которая близка к значению эффективной массы на дне зоны проводимости InAs.

PACS: 78.67.-n; 78.55.Cr; 75.70.Cn

1. Введение

Метод магнитофотолуминесценции (МФЛ) является одним из широко применяемых методов исследования для изучения энергетического спектра двумерных гетероструктур, который позволяет оценить плотность состояний в размерно-квантованных подзонах, участвующих в излучательной рекомбинации, а также величину энергетического расщепления уровня размерного квантования данной подзоны [1]. Этот метод хорошо себя зарекомендовал при исследовании свойств двумерного электронного канала в кремниевых МОП-структурах, а также в гетероструктурах I типа в системе GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами и с высокопроводящим каналом на гетерогранице [2–5]. Однако до настоящего времени в разьединенных гетеропереходах II типа такие исследования не проводились.

В разьединенном гетеропереходе II типа $p(n)\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$, в котором дно зоны проводимости InAs расположено по энергии ниже потолка валентной зоны GaInAsSb, на гетерогранице образуется полуметаллический канал благодаря перетеканию электронов из валентной зоны четверного твердого раствора в зону проводимости InAs. Из-за пространственного разделения носителей на гетерогранице II типа двумерный электронный газ формируется в квантовой яме на стороне $p\text{-InAs}$, тогда как дырки локализуются в потенциальной яме на стороне твердого раствора [6]. Электронный канал с высокой подвижностью носителей ($50\,000\text{--}70\,000\text{ см}^2\text{В}\cdot\text{с}$) впервые был обнаружен в изотипных $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ -гетероструктурах при $T = 77$ К [7,8]. Кроме того, существование элект-

тронного канала на гетерогранице $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при комнатной температуре было визуально продемонстрировано при исследовании поверхности скола гетероструктуры в сканирующем туннельном микроскопе [9].

Использование в гетероструктуре четверного твердого раствора GaInAsSb, изопериодного с InAs, позволяет управлять перекрытием энергетических зон на гетерогранице. При изменении состава, типа и уровня легирования эпитаксиального слоя можно управлять параметрами электронного канала на гетерогранице II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ [10,11]. В работах [12,13] было показано, что увеличение уровня легирования твердого раствора GaInAsSb акцепторной примесью (Zn) приводит к истощению электронного канала на гетерогранице, вплоть до его исчезновения. В изотипной гетероструктуре $p\text{-GaIn}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}/p\text{-InAs}$, образованной полупроводниками с дырочным типом проводимости и полуметаллическим каналом с высокой подвижностью электронов на гетерогранице, нами ранее наблюдалась интерфейсная фотолуминесценция в интервале температур 4–20 К [14]. При этом спектры фотолуминесценции содержали одну узкую полосу излучения с энергией фотона $h\nu_{PL} = 0.316$ эВ и полушириной 5 мэВ, которая была приписана интерфейсным рекомбинационным переходам через границу раздела. Как было впервые показано в работе [15], в гетеропереходе II типа перекрытие волновых функций электронов и дырок на границе раздела приводит к проявлению интерфейсных излучательных переходов с энергиями фотонов меньше их значений для объемных переходов в полупроводниках, образующих гетеропереход, за счет высокой вероятности неярмой (туннельной) излучательной рекомбинации [16].

В разьединенных гетеропереходах $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при высоком уровне легирования эпитаксиального слоя

[¶] E-mail: Mkd@iropt2.ioffe.ru

донорной примесью (Te) на гетерогранице существует заполненный двумерный электронный канал на стороне $p\text{-InAs}$, а потенциальная яма для дырок на стороне твердого раствора $n\text{-GaInAsSb}$ остается незаполненной. В настоящей работе сообщается о результатах исследования магнитофотолюминесценции в разьединенном гетеропереходе II типа $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ с двумерным электронным каналом на одиночной гетерогранице.

2. Эксперимент

Одиночные гетероструктуры II типа $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ с резкой планарной границей раздела (порядка 1.2 нм) были выращены на подложке $\text{InAs}(100)$ методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [17]. Эпитаксиальные слои широкозонного твердого раствора $\text{Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}$ ($E_G = 0.720$ эВ при $T = 7$ К [18]), обогащенного антимонидом галлия, толщиной 0.6 мкм были изопериодными с InAs , при этом величина несогласования параметров кристаллической решетки составляла $\Delta a/a < 4 \cdot 10^{-4}$. Легирование твердого раствора $n\text{-GaInAsSb}$ примесью теллура до концентрации электронов $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ осуществлялось в процессе наращивания слоя. Подложка $p\text{-InAs}$ была легирована акцепторной примесью марганца до концентрации дырок $p < 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 300 К. Полученные одиночные гетероструктуры $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$ демонстрировали высокое значение холловской подвижности ($\mu_H \approx 5.0 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) в слабых магнитных полях ($B = 0.5$ Т) при $T = 77$ К, что превышало величину подвижности электронов в объемном четвертом твердом растворе $n\text{-GaInAsSb}$ ($\mu_H = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77$ К [19]).

На рис. 1 представлена зонная энергетическая диаграмма разьединенного гетероперехода II типа $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$, полученная в результате самосогласованного решения уравнений Пуассона и

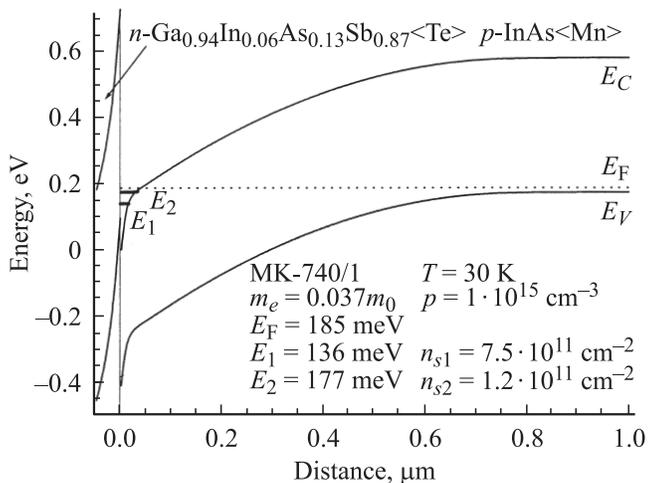


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма разьединенного гетероперехода II типа $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$ при $T = 30$ К.

Шредингера. Как видно из рисунка, в данном гетеропереходе в условиях термодинамического равновесия уровень Ферми гетероструктуры располагается выше перекрытия зон на гетерогранице, что в свою очередь приводит к заполнению электронного канала на стороне $p\text{-InAs}$ и опустошению потенциальной ямы для дырок на стороне твердого раствора. Для такой структуры на основе экспериментальных данных, полученных из измерений квантового магнитотранспорта и циклотронного резонанса, было установлено, что двумерный электронный канал в разьединенном гетеропереходе $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ может содержать до двух размерно-квантованных электронных подзон (E_1 и E_2). Ранее две электронные подзоны с концентрацией двумерных носителей $n_1 = 9.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_2 = 4.77 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ были нами обнаружены при исследовании осцилляций Шубникова–де-Газа в магнитных полях до 14 Тл при $T = 1.45$ К [6], что находится в хорошем согласии с теоретически полученными оценками (рис. 1). При изучении особенностей циклотронного резонанса в разьединенных гетероструктурах $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ в магнитных полях до 12 Тл при $T = 1.5\text{--}4.2$ К были оценены значения эффективных масс носителей для электронных подзон E_1 и E_2 , которые составили $m_1 = 0.037m_0$ и $m_2 = 0.027m_0$ соответственно [20].

Измерение спектров фотолюминесценции проводилось с помощью магнитно-оптической системы на основе сверхпроводящего постоянного магнита до 10 Тл в гелиевом криостате ($T > 4$ К). Исследования были выполнены в фарадеевской конфигурации, т. е. направление оси магнитного поля было параллельно направлению падающего возбуждающего света и направлению эпитаксиального роста гетероструктуры. Спектры МФЛ регистрировались с помощью фурье-спектрометра BOMEM DA3.01 со светоделительной пластиной на основе соединения CaF_2 и охлаждаемого фотодетектора InSb . Для фотовозбуждения использовался лазерный диод с длиной волны излучения $\lambda_{\text{ex}} = 840$ нм ($h\nu = 1.476$ эВ) и выходной мощностью до 1 Вт.

3. Результаты и обсуждение

В нулевом магнитном поле в гетероструктурах $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при $T = 7$ К наблюдалась интенсивная фотолюминесценция в двух спектральных диапазонах: высокоэнергетическом $h\nu = 0.55\text{--}0.80$ эВ и низкоэнергетическом $h\nu = 0.30\text{--}0.45$ эВ, которые отвечают двум различным областям излучательной рекомбинации в данной гетероструктуре (рис. 2). Следует отметить, что значения интенсивности полос излучения в обеих областях спектра фотолюминесценции были сопоставимы.

Высокоэнергетическая часть спектра фотолюминесценции содержала две четко выраженные полосы излучения: узкая полоса A_1 с энергией фотона $h\nu_{A1} = 0.684$ эВ и полушириной $\text{FWHM} = 28$ мэВ и широкая полоса A_2 с энергией фотона $h\nu_{A1} = 0.615$ эВ и полушириной свыше

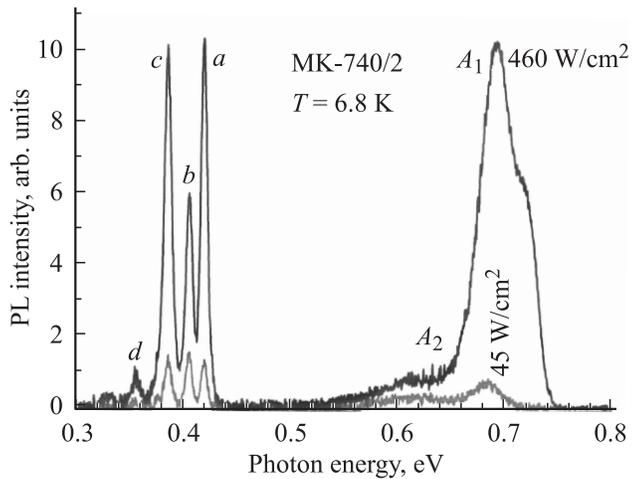


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции для одиночной раздельной гетероструктуры II типа $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$ в нулевом магнитном поле при различном уровне оптического возбуждения.

$\text{FWHM} = 50$ мэВ. Для полосы A_1 наблюдалась линейная зависимость интенсивности излучения от уровня возбуждения и при сильной накачке пик данной полосы смещался в область высоких энергий фотона на 7 мэВ (сдвиг Бурштейна–Мосса). Кроме того, при высоких уровнях оптической накачки в спектрах фотолуминесценции появляется полоса с энергией фотона 0.720 эВ в виде локального максимума на высокоэнергетическом краю полосы излучения A_1 , которая может быть приписана межзонным переходам с участием связанного экситона, поскольку ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}$ составляет 0.72 эВ при 4.2 К [18,21]. Тогда полосы излучения A_1 и A_2 соответствуют излучательным переходам электронов из зоны проводимости на состояния двухзарядного акцептора с энергиями связи $E_{A1} = 36$ мэВ и $E_{A2} = 105$ мэВ для первого и второго зарядового состояния соответственно [22]. Следовательно, данный спектральный диапазон отвечает объемным излучательным переходам в широкозонном слое $n\text{-GaInAsSb}$.

Спектр фотолуминесценции в низкоэнергетической области содержал четыре полосы излучения, отмеченные на рис. 2 буквами a , b , c и d соответственно. Три полосы ($h\nu_a = 0.419$, $h\nu_b = 0.404$ и $h\nu_c = 0.384$ эВ) были достаточно интенсивные и узкие с полушириной, не превышающей $\text{FWHM} = 7$ мэВ. Четвертая полоса, отмеченная буквой d , с максимумом при $h\nu_d = 0.355$ эВ была значительно слабее и шире предыдущих трех. Важная особенность низкоэнергетических полос фотолуминесценции заключается в том, что спектральное положение максимумов излучения не меняется при увеличении уровня оптической накачки (сдвига Бурштейна–Мосса в область высоких энергий фотона не наблюдается), тогда как их интенсивность линейно растет с возрастанием интенсивности возбуждения. Подобное поведение линий фотолуминесценции наблюдалось ранее для объемного

нелегированного арсенида индия с собственной концентрацией электронов меньше предельной концентрации Мотта ($n_{cr} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) [23,24].

Особенности низкоэнергетической части спектра фотолуминесценции указывают на то, что излучательная рекомбинация происходит вблизи гетерограницы II типа $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$. Поскольку узкозонный $p\text{-InAs}$, образующий гетеропереход, является материалом с дырочным типом проводимости, реализация состояния с собственной проводимостью возможна только в узкой области арсенида индия вблизи точки пересечения уровня Ферми с дном зоны проводимости. Более того, малая полуширина линии фотолуминесценции указывает на сильную локализацию носителей, участвующих в рекомбинационном процессе, а также на достаточно узкую пространственную область излучательных рекомбинационных переходов. Известно, что полуширина линии излучения фотолуминесценции для сильно локализованных состояний пропорциональна температуре [25], $\text{FWHM} = kT \ln 2$, что составляет порядка 0.5 мэВ для температуры $T = 4.2$ К. Однако следует учитывать, что рекомбинационная линия уширяется за счет статистических эффектов, обусловленных неоднородностями гетерограницы и степенью перекрытия волновых функций носителей, участвующих в рекомбинационном процессе. Следовательно, электроны, участвующие в излучательной рекомбинации, локализованы в энергетической подзоне размерного квантования электронного канала, наиболее близко располагающейся под уровнем химического потенциала гетероперехода.

В магнитном поле мы наблюдали различное поведение фотолуминесценции для объемной (высокоэнергетической) и интерфейсной (низкоэнергетической) области спектра (рис. 3). Зависимость спектрального положения пика излучения полосы $h\nu_{A1} = 0.684$ эВ от магнитного поля демонстрировала слабый диамагнитный сдвиг в сторону высоких энергий фотона с ростом напряженности приложенного поля в интервале

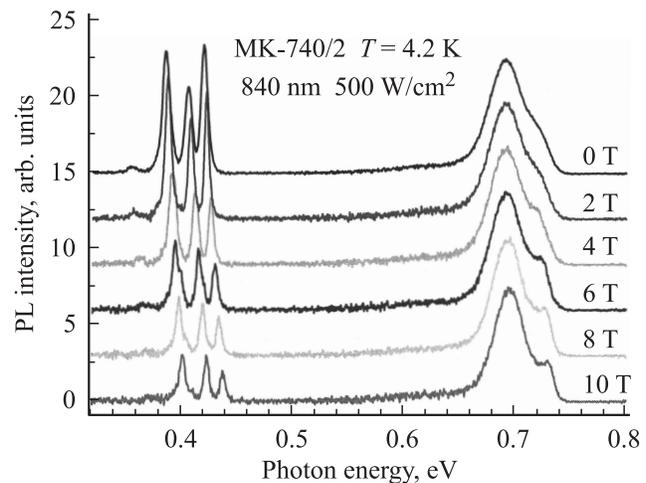


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции для одиночной раздельной гетероструктуры II типа $n\text{-GaIn}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ для различных значений напряженности магнитного поля при $T = 4.2$ К.

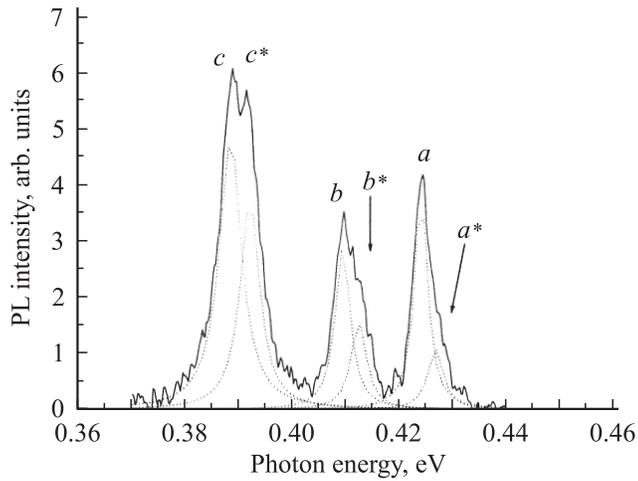


Рис. 4. Аппроксимация низкоэнергетической части спектра фотолюминесценции кривыми на основе распределения Лоренца для напряженности магнитного поля $B = 4$ Тл.

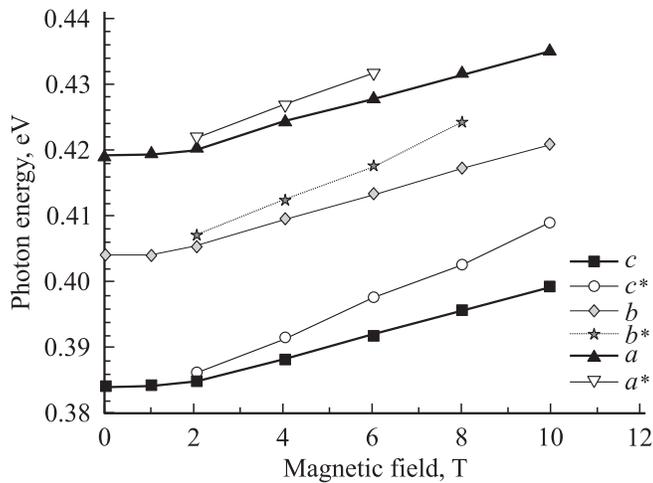


Рис. 5. Всерная диаграмма излучательных переходов с уровнями Ландау для полос магнитофотолюминесценции a , b и c , полученная из рис. 4.

$1 \text{ Тл} < B < 10 \text{ Тл}$. При этом интенсивность и форма полосы A_1 не зависели от величины магнитного поля во всем интервале $B = 0\text{--}10$ Тл, что в принципе характерно для объемной магнитофотолюминесценции [3]. Форма пика хорошо описывалась кривой распределения Гаусса.

В отличие от высокоэнергетической полосы излучения интенсивность и форма пиков фотолюминесценции в низкоэнергетической части спектра (0.3–0.5 эВ) сильно зависели от величины напряженности магнитного поля. Полуширина полос a , b и c уменьшалась с 7 до 4 мэВ с ростом магнитного поля от 1 до 10 Тл, при этом интенсивность падала в 3 раза. Кроме того, полосы фотолюминесценции в интервале энергий 0.3–0.45 эВ имели форму, близкую к форме распределения Лоренца. При низких температурах ($T < 4$ К) форма пика фотолюминесценции для квантовой ямы с резкими гетерограницами, близкими к идеальным, почти

всегда демонстрирует форму, подобную распределению Лоренца [2,26]. На рис. 4 показана аппроксимация низкоэнергетической части спектра кривыми, построенными на основе распределения Лоренца. Из рисунка видно, что полосы излучения a , b и c являются суперпозицией двух пиков, и эта аппроксимация хорошо описывает экспериментальную кривую.

Результат аппроксимации для различных значений магнитного поля приведен на рис. 5 в виде всерной диаграммы энергий фотона для излучательных переходов с уровней Ландау. Наблюдаемые на рисунке линейные зависимости спектрального положения полос излучения от магнитного поля в диапазоне $B = 2\text{--}10$ Тл могут быть приписаны соответствующим номерам уровней Ландау $N = 0$ для полос a , b и c и $N = 1$ для полос a^* , b^* и c^* . Мы полагаем, что излучательные переходы обусловлены рекомбинацией с уровнями размерного квантования в электронном канале на гетерогранице. Серии линейных зависимостей спектрального положения пиков для каждой полосы фотолюминесценции от величины магнитного поля отражают тот факт, что излучательная рекомбинация происходит с участием уровней Ландау для верхней электронной подзоны E_2 , ближайшей к уровню Ферми гетероструктуры. Наклон для каждой серии прямых линий (a , b и c) и (a^* , b^* и c^*) примерно одинаков и составляет 1.7 и 2.9 мэВ/Тл соответственно. Это следует из того факта, что в структурах, содержащих двумерный электронный газ с концентрацией носителей $n > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в сильных магнитных полях взаимодействие между электронами и электронами с фотовозбужденными дырками подавляется за счет локализации более легких носителей магнитным полем, что препятствует формированию экситонов.

Зная величину нарастания диамагнитного сдвига для полосы фотолюминесценции ($h\nu_a = 0.419$, $h\nu_b = 0.404$ или $h\nu_c = 0.384$ эВ), можно оценить величину эффективной массы электронов в размерно-квантованной подзоне E_2 , полагая, что волновая функция тяжелых дырок вблизи потолка валентной зоны InAs плоская, и используя выражение, приведенное в работе [27], $\Delta E = \frac{1}{2} \hbar \omega_c \pm \frac{1}{2} g_c \mu_B B$, где $g_c = -15$ — g -фактор зоны проводимости в InAs, μ_B — магнетон Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$. Подставляя $\omega_c = eB/m^*$, получаем $\Delta E = \mu_B B \left(\frac{m_0}{m^*} \pm \frac{g_c}{2} \right)$, откуда находим значение эффективной массы для верхней подзоны E_2 $m_2 = 0.027m_0$, которое находится в хорошем согласии с данными, полученными из измерений магнитотранспорта и циклотронного резонанса [13,20].

4. Заключение

Исследована магнитофотолюминесценция в одиночной разьединенной гетероструктуре II типа $n\text{-Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}_{0.13}\text{Sb}_{0.87}/p\text{-InAs}$ с двумерным электронным каналом на гетерогранице в сильных магнитных полях до 10 Тл при низких температурах ($T = 7$ К). Наблюдалась интенсивная люминесценция в спектральных

диапазонах 0.6–0.8 и 0.3–0.5 эВ. Показано, что высокоэнергетическая область спектра соответствует объемной излучательной рекомбинации в твердом растворе n -GaInAsSb, тогда как низкоэнергетические полосы излучения обусловлены излучательными переходами вблизи интерфейса. В низкоэнергетической части спектра обнаружены три узкие полосы излучения с энергиями фотона $h\nu_a = 0.419$, $h\nu_b = 0.404$ и $h\nu_c = 0.384$ эВ с шириной пика в интервале 4–7 мэВ, которые могут быть приписаны излучательным переходам двумерных электронов из размерно-квантованной подзоны E_2 электронного канала на гетерогранице II типа n -GaInAsSb/ p -InAs. Оценено значение эффективной массы электронов для верхней, ближайшей к уровню Ферми структуры, энергетической подзоны E_2 $m_2 = 0.027m_0$, которое близко к значению эффективной массы электрона на дне зоны проводимости арсенида индия и согласуется с данными, полученными из измерений циклотронного резонанса.

Работа частично поддержана проектом РФФИ № 06-02-16740, программами ОФН РАН и научных школ НШ-5180.2006.2 и НШ-5596.2206.2

Список литературы

- [1] И.В. Кукушкин, В.Б. Тимофеев. Письма ЖЭТФ, **43**, 387 (1986).
- [2] B. Henriques, E.T.R. Chidley, R.J. Nicholas, P. Dawson, C.T. Foxon. Phys. Rev. B, **46**, 4047 (1992).
- [3] R. Stepniewski, M. Potemski, H. Buhmann, D. Toet, J.C. Maan, G. Martinez, W. Knap, A. Raymond, B. Etienne. Phys. Rev. B, **50**, 11 895 (1994).
- [4] A. Nazimov, E. Cohen, A. Ron, В.М. Ashkinadze, E. Linder. J. Luminesc., **85**, 301 (2000).
- [5] K. Kuldova, J. Oswald, J. Zeman, E. Hulicius, J. Pangrac, K. Melichar, T. Simecek. Mater. Sci. Eng. B, **88**, 247 (2002).
- [6] K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. Surf. Sci., **482**, 1083 (2001).
- [7] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, М.А. Сиповская, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**(8), 763 (1997).
- [8] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 985 (1996).
- [9] M.P. Mikhailova, T.I. Voronina, T.S. Lagunova, K.D. Moiseev, S.A. Obukhov, A.V. Ankudinov, A.N. Titkov, Yu.P. Yakovlev. 3rd Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (1995) p. 49.
- [10] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, К.Д. Моисеев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 678 (1995).
- [11] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. Semicond. Sci. Technol., **19**, R109 (2004).
- [12] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 212 (1998).
- [13] V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev, V.I. Nizhankovski. Phys. Status Solidi A, **195**, 194 (2003).
- [14] K.D. Moiseev, A. Krier, Yu.P. Yakovlev. J. Appl. Phys., **90**, 3988 (2001).
- [15] H. Kroemer, G. Griffiths. Electron. Dev. Lett., **4**, 20 (1983).

- [16] M.R. Singh, A. Shik, W. Low. Phys. Low-Dim. Structur., **11**, 49 (1997).
- [17] К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1438 (2000).
- [18] K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, T. Simecek, E. Hulicius, J. Oswald. Opt. Mater., **19**, 455 (2002).
- [19] А.Н. Баранов, А.Н. Дахно, Б.Е. Джурганов, Т.С. Лагунова, М.А. Сиповская, Ю.П. Яковлев. ФТП, **24**, 98 (1990).
- [20] K.D. Moiseev, J. Zeman, M.L. Sadowski, G. Martinez, V.A. Berezovets, P.N. Brunkov, V.I. Falko, M.P. Mikhailova, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. 11th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (2003) p. 216.
- [21] K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, T. Simecek, E. Hulicius, J. Oswald. J. Appl. Phys., **90**(6), 2813 (2001).
- [22] K.D. Moiseev, A. Krier, Yu.P. Yakovlev. J. Electron. Mater., **33**(8), 867 (2004).
- [23] P.J.P. Tang, C.C. Phillips, R.A. Stradling. Semicond. Sci. Technol., **8**, 2135 (1993).
- [24] V.I. Ivanov-Omskii, I.A. Petroff, V.A. Smirnov, Sh.U. Yuldashiev, I.T. Ferguson, P.J.P. Tang, C.C. Phillips, R.A. Stradling. Semicond. Sci. Technol., **8**, 276 (1993).
- [25] A. Manassen, E. Cohen, A. Ron, E. Linder, L.N. Pfeiffer. Phys. Rev. B, **54**, 10 609 (1996).
- [26] J. Christen, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **42**, 7213 (1990).
- [27] M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, I.A. Andreev, K.D. Moiseev, I.N. Timchenko, Yu.P. Yakovlev. SPIE Proc., **2397**, 166 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

Magneto-photoluminescence on a type II broken-gap n -GaInAsSb/ p -InAs heterojunction

K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, K.A. Korolev*, C. Meining⁺, B. McCombe⁺

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

* Extremely High Frequency Medical
and Technical Association,
125009 Moscow, Russia

⁺ Department of Physics,
State University of New York,
Buffalo, NY 14260–1500, USA

Abstract Magneto-photoluminescence have been studied on the type II broken-gap n -Ga_{0.94}In_{0.06}As_{0.13}Sb_{0.87}/ p -InAs heterostructures with 2D-electron channel at the interface containing two occupied energy subbands under high magnetic fields up to 10 T at low temperatures ($T = 7$ K). Bulk photoluminescence was observed in the spectral range 0.5–0.8 eV from the n -GaInAsSb-layer. In the low-energy part of spectrum (0.30–0.45 eV), three narrow emission bands were detected with the photon energies $h\nu_a = 0.419$, $h\nu_b = 0.404$ and $h\nu_c = 0.384$ eV with FWHM = 4–7 eV, which were due to radiative transitions of two-dimensional electrons localized in the quantum well at the InAs side near the type II heterointerface.

Electron mass for E_2 occupied subband ($m_2 = 0.027m_0$) was evaluated, which is close to that at the bottom of conductive band for InAs.