

©1994 г.

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОК InGaAs/GaAs

Н.А.Берт, С.А.Гуревич, Л.Г.Гладышева, С.О.Когновицкий, С.И.Козановский, И.В.Кочнев, С.И.Нестеров, В.И.Скопина, В.Б.Смирницкий, В.В.Травников, С.И.Трошков, А.С.Усиков

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 3 марта 1994 г. Принята к печати 14 марта 1994 г.)

Методом реактивного ионного травления гетероструктур InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 10 нм и последующим эпитаксиальным зарастиванием изготовлены квантовые проволоки шириной 60–70 нм. При $T = 77$ К исследованы спектры фотолюминесценции исходных структур с квантовой ямой (КЯ) и образцов с квантовыми проволоками (КП). В спектрах люминесценции КЯ и КП обнаружены различия, свидетельствующие об одномерном характере электронных возбуждений в образцах с КП. В отличие от спектров люминесценции КЯ в спектрах образцов с КП обнаружена преимущественная линейная поляризация люминесценции в направлении оси проволоки. Обнаружено также, что максимумы спектров люминесценции КП сдвинуты в коротковолновую сторону относительно максимумов полос люминесценции КЯ. Исследование влияния интенсивности возбуждающего света на форму спектров люминесценции позволило продемонстрировать важное свойство одномерных электронных состояний — уменьшение плотности состояний с увеличением энергии.

Полупроводниковые структуры с пониженной размерностью являются в настоящее время одним из основных объектов исследований в физике полупроводников. Значительное внимание, в частности, уделяется созданию и исследованию полупроводниковых квантовых проволок (КП) (см., например, [1–3]). Понижение размерности должно приводить к существенным изменениям физических свойств структур [4], и ожидается, что такие структуры будут перспективны для приборных применений [5].

Многочисленные способы создания КП (см. обзоры [1,2]) могут быть условно разделены на 2 основные группы: 1) создание КП путем травления исходных двумерных структур, 2) формирование КП непосредственно в процессе выращивания полупроводниковой структуры. Методы, относящиеся к первой группе, в том числе и использованный нами метод, обладают двумя несомненными преимуществами, которые особенно важны на этапе изучения физических свойств КП. При

травлении структур с квантовыми ямами (КЯ) можно, во-первых, в достаточно широких пределах варьировать геометрические размеры получаемых КП. Во-вторых, при использовании этого способа можно проводить сопоставление свойств исходных КЯ и получаемых из них КП. Второе из указанных преимуществ в значительной степени использовалось в этой работе при исследовании оптических свойств КП.

В данной работе были получены и исследовались КП на основе гетероструктур InGaAs/GaAs. При изготовлении экспериментальных образцов вначале методом МОС-гидридной эпитаксии выращивались исходные гетероструктуры с КЯ. Структуры выращивались на подложках из полуизолирующего GaAs (100) и содержали последовательно широкозонный слой $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0.8 мкм, нелегированные слои GaAs (0.15 мкм), $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (10 нм, КЯ) и слой GaAs (0.07 мкм). Содержание фоновых примесей в нелегированных слоях не превышало $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Формирование КП начиналось с создания маски на поверхности пластины. Для этого на поверхность наносился слой плазмостойкого фоторезиста AZ-1375J толщиной 0.1 мкм, который затем засвечивался двухлучевой интерференционной картиной, полученной от Ar-лазера ($\lambda = 351 \text{ нм}$). Экспонированный фоторезист обрабатывался в проявителе AZ-303. Полученная маска имела вид параллельных полос фоторезиста шириной 80–100 нм, расположенных с периодом 0.2 мкм. Реактивное ионное травление структур через полученную маску проводилось на установке GIR-300 Alkatel в смеси $\text{BCl}_3\text{Cl}_2\text{N}_2$ 1:1:1 при давлении в камере 0.8 Па и напряжении автосмещения $U_c = 50 \text{ В}$, что обеспечивало малую концентрацию дефектов в приповерхностной области полупроводникового материала [6]. Отметим, что при выбранных параметрах процесса травление было анизотропным, благодаря чему образовавшиеся под маской гребни имели прямоугольное сечение, а их поперечный размер совпадал с шириной полосы маски. Глубина травления составляла 0.15 мкм, так что узкие участки КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, остающиеся в каждом гребне (т.е. КП), располагались примерно на половине его высоты.

После удаления маски в плазме кислорода на последнем этапе формирования КП образцы помещались в реактор установки хлорид-гидридной газофазной эпитаксии, где осуществлялись дополнительное подтравливание поверхности и затем заравнивание рельефной поверхности образцов слоем нелегированного GaAs. Травление поверхности

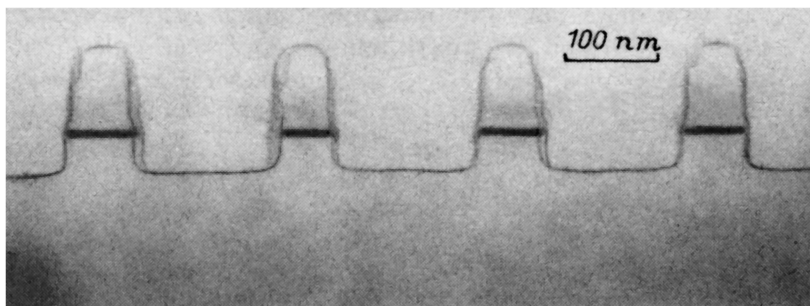


Рис. 1. Фотография поперечного сечения участка образца с квантовыми проволоками, полученная на просвечивающем электронном микроскопе.

в газовой фазе позволяло варьировать среднюю ширину получаемых КП от 80 до 40 нм. При средней толщине выращенного слоя GaAs 0.2 мкм рельеф на поверхности образцов практически полностью сглаживался.

На рис. 1 приведена фотография участка изготовленной нами структуры, полученная на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ). На фотографии хорошо видны КП, ширина которых имеет разброс в диапазоне 70–80 нм. Обращает на себя внимание отчетливое проявление внутренней границы раздела GaAs/GaAs, образующейся в процессе зарастивания структуры. Проявление этой границы связано с довольно высокой концентрацией на ней точечных дефектов кристалла. Следует отметить также, что в полученных образцах при исследовании на ПЭМ наблюдались отдельные участки, на которых вблизи КП имелись дефекты упаковки и дислокации. Все это указывает на необходимость дальнейшего совершенствования технологии изготовления структур.

Исследования фотолюминесценции (ФЛ) образцов с КП проводились при температуре жидкого азота (77 К). ФЛ возбуждалась линиями аргонового лазера, спектры ФЛ регистрировались с помощью монохроматора МДР-23. Поскольку энергетическое положение полос люминесценции КЯ варьировалось по плоскости исходной пластины (диаметр пластины равнялся 50 мм), для достоверности результатов, касающихся отличия спектров ФЛ квантовых ям и проволок, мы регистрировали спектры излучения в смежных участках обработанных и исходных образцов. При этом расстояние между точками, в которых сравнивались спектры излучения КЯ и КП, не превышало 1–2 мм в плоскости исходной пластины.

Поскольку для квантовых проволок ожидается существенная анизотропия поляризационных свойств ^[3,4,7], мы прежде всего исследовали линейную поляризацию люминесценции. Для того чтобы избежать ошибок, связанных с возможным влиянием собственной поляризационной анизотропии регистрирующей системы ^[7,8], при регистрации линейно поляризованных спектров мы вращали на 90° не анализирующий поляризатор, а образцы. Образцы вращались вокруг горизонтальной оси с помощью специального устройства, смонтированного непосредственно в дьюаре. При регистрации излучения по нормали к плоскости образцов в исходных КЯ в пределах ошибки измерений анизотропии люминесценции не наблюдалось. На рис. 2 представлены спектры люминесценции одного из образцов с КП для линейной поляризации, параллельной и перпендикулярной направлению проволок. Из рис. 2 видно, что излучение поляризовано преимущественно вдоль направления КП, что согласуется с результатами, полученными ранее при излучении квантовых проволок AlGaAs/GaAs ^[3]. Следует отметить, что наблюдавшаяся нами поляризационная анизотропия излучения КП может быть связана не только с размерными эффектами, но и с воздействием дополнительных напряжений, которые могут возникать в процессе изготовления образцов.

Одним из основных проявлений образования КП из квантовых ям должно быть коротковолновое смещение соответствующих оптических полос за счет превращения двумерной электронной системы в одномерную ^[1–3]. На всех исследованных нами участках положение полос люминесценции в образцах с проволоками смещалось в коротковолно-

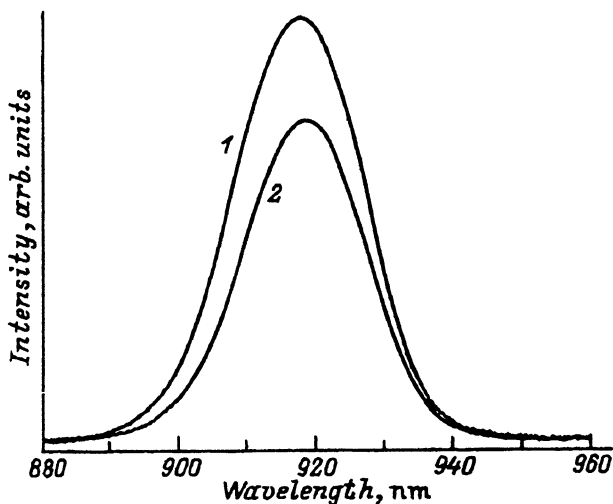


Рис. 2. Спектры ФЛ при $T = 77$ К одного из исследованных образцов с КП для линейной поляризации, параллельной (1) и перпендикулярной (2) направлению КП.

вую сторону относительно положения полос в исходных образцах. Это наглядно видно из рис. 3, на котором представлены спектры ФЛ смежных участков исходного (КЯ) и обработанного (КП) образцов. Наблюдаемый коротковолновый сдвиг достигал значений $\Delta E = 6$ мэВ.

Отметим, что в изготовленных образцах поперечный размер проволок был значительно больше боровского радиуса экситонов $a_B \approx 10$ нм (при оценке величины a_B , а также других величин мы использовали параметры из работ [9,10]). В этом случае влияние конечной ширины КП на относительное движение электрона и дырки в экситонном состоянии вряд ли может быть существенным. Однако движение экситона как целого поперек проволоки уже не является свободным [3], что приводит к образованию стоячих волн, перпендикулярных ее оси. В результате исходный непрерывный спектр, соответствующий движению

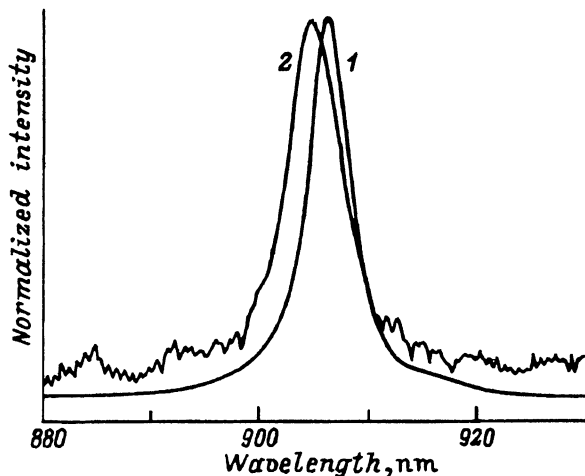


Рис. 3. Спектры ФЛ, полученные при $T = 77$ К в смежных точках исходного образца с КЯ (1) и образца с КП (2).

двумерного экситона в направлении поперек КП, становится набором дискретных точек и волновые векторы могут иметь лишь квантовые значения

$$K_n = (\pi/L_x)n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Здесь L_x — поперечный размер проволоки. Кинетическая энергия движения центра масс для $n = 1$ равняется энергетическому зазору между дном зоны исходного двумерного экситона и дном зоны основного состояния в проволоке

$$E_{\text{kin}} = \hbar^2 K_1^2 / 2M_{\text{ex}}^* = \hbar^2 \pi^2 / 2M_{\text{ex}}^* L_x^2, \quad (2)$$

где $M_{\text{ex}}^* = m_e^* + m_h^*$ — трансляционная масса экситона.

Используя (2) по величине коротковолнового сдвига максимума полос люминесценции (мы полагаем, что этот сдвиг равен упомянутому выше энергетическому зазору), можно оценить поперечный размер КП. В результате для энергетического сдвига $E = 6$ мэВ получаем $L_x = 12$ нм. Полученное значение L_x оказывается сравнимым с величиной боровского радиуса экситона. В принципе это указывает на то, что для более точной оценки L_x по коротковолновому сдвигу полос люминесценции необходим теоретический расчет зависимости энергии основного состояния экситона в КП от ее ширины с учетом влияния размерного квантования на относительно движение электрона и дырки. К сожалению, нам неизвестны работы, в которых проводились бы такие расчеты и результаты которых можно было бы использовать в нашем случае. Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться значениями L_x , полученными выше.

Отметим также, что найденное значение эффективной ширины квантовых проволок L_x существенно меньше их средней ширины, непосредственно измеренной по снимкам, полученным с помощью ПЭМ. Заметное отличие «геометрической» ширины КП от эффективной ширины, которая определяет энергетическое положение уровней размерного квантования, наблюдалось также в работе [3]. Это отличие приписывалось нарушениям кристаллической решетки на боковых стенках проволоки, которые могут возникать в процессе ионного травления образцов. По оценкам авторов [3] ширина таких нарушенных областей на каждой из боковых стенок гребней составляла около 40 нм. Если предположить, что в нашем случае в КП имеются нарушенные области такого же размера, тогда оценки эффективной ширины КП, полученные из коротковолнового сдвига полос люминесценции, разумно согласуются с данными ПЭМ.

Если эффективная ширина КП равна 12 нм, то с учетом периода их расположения, 200 нм, мы можем оценить фактор заполнения площади образцов проволоками. Эта величина оказывается равной 6%. Такая оценка согласуется с измеренным отношением интенсивностей люминесценции проволок и КЯ (1/30).

На рис. 4 представлены спектры люминесценции исходного образца с КЯ и образца с КП, полученные при трех различных значениях интенсивности возбуждающего света I . С ростом I в образце с КП наблюдаются небольшое уширение и смещение максимума ФЛ в длинноволновую сторону. Аналогичное смещение максимума наблюдается и в исходном образце. Однако в этом случае уширение существенно

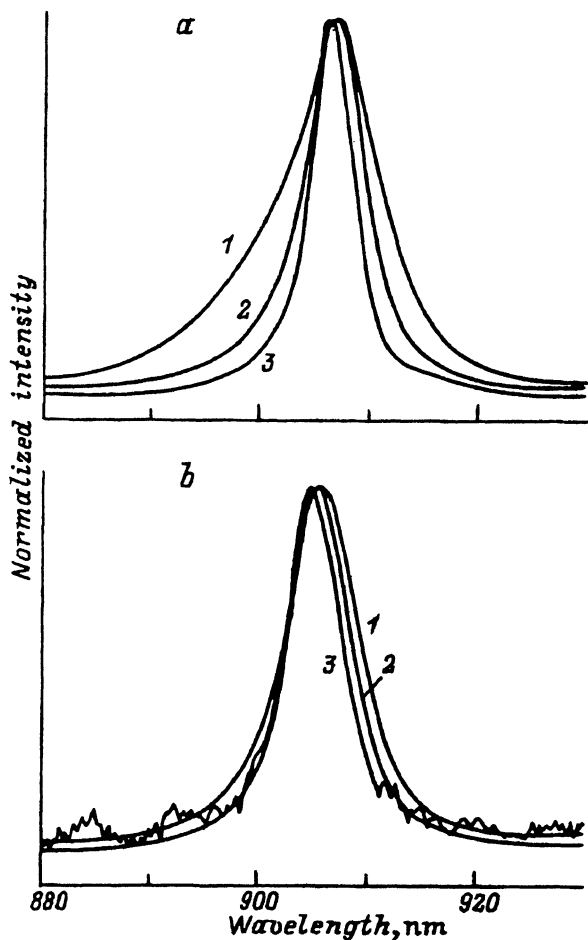


Рис. 4. Спектры ФЛ исходного образца с КЯ (а) и образца с КП (б), полученные при трех значениях интенсивности возбуждающего света $I, \text{Вт/см}^2$: 1 — 500, 2 — 15, 3 — 1. Для удобства сравнения формы спектров интенсивности в максимумах линий приравнены друг к другу.

больше и оно носит выраженный асимметричный характер — у полосы появляется затянутый коротковолновый хвост.

Для объяснения наблюдаемых отличий рассмотрим вначале механизмы формирования спектра ФЛ КЯ, которые обсуждались в большом числе работ (см. [11] и ссылки в ней). По своей природе излучение в области максимумов полос ФЛ в квантовых ямах при невысоких уровнях возбуждения и в широком диапазоне температур, вплоть до комнатных, обычно соответствует экситонной рекомбинации. В длинноволновую часть полосы основной вклад дают локализованные экситонные состояния, а в коротковолновую — межзонные переходы. Уширение полосы ФЛ носит в основном неоднородный характер, связанный с вариацией ширины КЯ и флуктуациями состава твердого раствора.

Как видно из рис. 4, при минимальной величине I полуширина полос ФЛ образцов с КП заметно (на 20–30%) превышает полуширину полос ФЛ контрольных образцов. Это, очевидно, связано с появлением дополнительного неоднородного уширения, обусловленного разбросом ширины КП и появлением дополнительных центров локализации экситонов на вновь создаваемых интерфейсах.

Наблюдаемое с ростом I смещение максимума в длинноволновую сторону частично связано, по-видимому, с разогревом решеточной подсистемы и соответствующим длинноволновым сдвигом края зоны под действием интенсивного фотовозбуждения. С ростом I возможно также существенное увеличение эффективной температуры в экситонной и электронной подсистемах [12,13]. В системе локализованных экситонных состояний их взаимодействие с «горячими» фононами и электронами приводит к увеличению энергетической диффузии слаболокализованных экситонов в более глубокие состояния [14], что, по-видимому, является причиной относительного увеличения интенсивности длинноволновых крыльев и частично ответственно за наблюдаемое длинноволновое смещение максимума.

Разогрев в подсистеме свободных экситонов с ростом I приводит к увеличению вероятности заполнения состояний с большей энергией и, как следствие диссоциации, к увеличению относительной концентрации свободных электронов, эффективная температура которых с ростом I также увеличивается. В результате в КЯ, где функция плотности состояний имеет ступенчатый характер, с ростом I происходит существенное увеличение интенсивности коротковолнового крыла полосы ФЛ. В КП плотность состояний по мере удаления от резонансов с ростом энергии быстро уменьшается [$\rho(E) \sim E^{-1/2}$], поэтому разогрев экситонов и носителей не может привести к существенному увеличению интенсивности излучения в коротковолновой области.

Разогрев в экситонной и электронной подсистемах определяется прежде всего плотностью фотовозбужденных носителей и поэтому предложенное объяснение справедливо лишь в случае, если плотности носителей в КП и КЯ примерно равны при одинаковых интенсивностях возбуждения. Как уже указывалось выше, отношение интенсивности излучения в КП к интенсивности излучения в КЯ примерно равно доле площади поверхности структуры, занимаемой КП. Это позволяет сделать заключение о том, что в рассматриваемом случае влиянием воздействия дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации в КП по сравнению с КЯ можно пренебречь, и, следовательно, обоснованным является предположение о том, что плотности фотовозбужденных носителей в КП и КЯ примерно одинаковы.

Таким образом, использованный в данной работе метод позволил создать квантово-размерные проволоки в системе GaInAs/GaAs. При исследовании спектров ФЛ созданных структур обнаружены свойства, характерные для одномерных объектов. Различие в характере влияния интенсивности возбуждающего света на форму спектров ФЛ структур с КП и КЯ позволило продемонстрировать важное свойство квантовых проволок — уменьшение плотности состояний с увеличением энергии.

Авторы выражают благодарность Ф.Н. Тимофееву за существенный вклад в разработку использованных в работе методов реактивного ионного травления полупроводниковых гетероструктур. Авторы благодарны также Ж.И. Алферову за интерес к данной работе и ее поддержку, а также Международному научному фонду (грант № R51000 и грант № R1U000).

Список литературы

- [1] K Kash. *J. of Luminescence*, **46**, 69 (1990).
- [2] J.L. Merz, P.M. Petroff. *Mater. Sci. and Engineer. B*, **9**, 275 (1991).
- [3] M. Kohl, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **42**, 2941 (1990).
- [4] H. Weman, M.S. Miller, C.E. Pryor, Y.J. Li, P. Bergman, P.M. Petroff, J.L. Merz. *Phys. Rev. B*, **48**, 8047 (1993).
- [5] H. Sakaki. *Japan. J. Appl. Phys.*, **19**, L 735 (1980).
- [6] F.N. Timofeev. *Proc. of Joint Sov.-Amer. Workshop on the Phys. of Semicond. Lasers.* (AIP Conf. Proc.) **240**, 130 (1991).
- [7] M. Tsuchiya, J.M. Gaines, R.H. Yan, R.J. Simes, P.O. Holts, L.A. Coldren, P.M. Petroff. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 466 (1989).
- [8] H. Weman, M.S. Miller, J.L. Merz. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3656 (1992).
- [9] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **53**, 8775 (1982).
- [10] M.B. Thomas, J.C. Wolley. *Can. J. Phys.*, **49**, 2052 (1971).
- [11] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Enrستن. *J. Appl. Phys.*, **70**, R1 (1991).
- [12] Ю.В. Жиляев, Г.П. Маркарян, В.В. Россин, Т.В. Россина, В.В. Травников. *ФТТ*, **28**, 2688 (1986).
- [13] J. Aaviksoo, I. Reimand, V.V. Rossin, V.V. Travnikov. *Phys. Rev. B*, **43**, 1473 (1992).
- [14] B.M. Ashkinadze, E. Cohen, A. Ron, L. Pfeiffer. *Phys. Rev. B*, **47**, 10613 (1993).

Редактор В.В. Чалдышев
