

Оптические свойства квантовых ям InGaAs/InGaAlAs спектрального диапазона 1520–1580 нм

© А.Г. Гладышев⁺, И.И. Новиков^{+,*}, Л.Я. Карачинский^{+,*}, Д.В. Денисов^{+,*}, С.А. Блохин[†],
А.А. Блохин[†], А.М. Надточий[†], А.С. Курочкин^{*}, А.Ю. Егоров^{+,*}

⁺ ООО „Коннектор Оптик“,
194292 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики,
197101 Санкт-Петербург, Россия

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

E-mail: andrey.gladyshev@connector-optics.com

(Получена 16 марта 2016 г. Принята к печати 23 марта 2016 г.)

Проведены исследования оптических свойств упругонапряженных полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/InGaAlAs, предназначенных для формирования активной области лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 1520–1580 нм. Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках InP реализованы активные области с различной степенью рассогласования параметров кристаллической решетки слоев квантовых ям InGaAs относительно параметра кристаллической решетки подложки InP. Максимальное относительное несоответствие параметров кристаллической решетки слоев квантовых ям InGaAs составило +2%. Оптические свойства упругонапряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP исследованы методами фотолюминесценции в диапазоне температур от 20 до 140°С и различной плотности мощности возбуждающего лазера. Исследование оптических свойств экспериментальных образцов InGaAlAs/InGaAs/InP подтверждает возможность применения разработанных упругонапряженных гетероструктур для реализации активных областей лазерных диодов с высокой температурной стабильностью.

1. Введение

Для создания лазеров диапазона 1520–1580 нм традиционно используются гетероструктуры InGaAsP/InP, изготавливаемые методом газовой эпитаксии [1]. Однако данная система материалов имеет ряд существенных недостатков. Основным из них является относительно малая энергия локализации электронов в слоях квантовых ям, приводящая к сильной температурной чувствительности характеристик лазеров. Кроме того, при выращивании фосфидов методом молекулярно-пучковой эпитаксии возникают дополнительные технологические проблемы. Дело в том, что давление насыщенных паров красного фосфора в 10^3 раз, а белого в 10^{10} раз выше, чем давление мышьяка [2], что значительно усложняет и удлиняет процедуру перехода из рабочего состояния в режим ожидания при молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), а также повышает требование к насосному оборудованию. Помимо этого, белый фосфор, который неизбежно осаждается на стенках ростовой камеры в процессе эпитаксии, является крайне токсичным и огнеопасным материалом, что существенно повышает требование безопасности при проведении регламентных работ на установках МПЭ, использующих фосфор. Поэтому создание эффективной активной области, излучающей в диапазоне 1520–1580 нм и не содержащей фосфор, является актуальной задачей.

Одним из вариантов решения данной задачи является использование гетероструктур твердых растворов InGaAs и InGaAlAs, дающих возможность создания большего ограничения электронов в квантовой яме и

вследствие этого перспективных для реализации приборов с повышенной температурной стабильностью порогового тока лазерной генерации. Возможность изготовления механически сильно напряженных слоев квантовых ям с относительным несоответствием параметров кристаллической решетки вплоть до +2% позволяет дополнительно увеличить дифференциальное усиление лазерных диодов [3–6]. Относительное несоответствие параметра кристаллической решетки эпитаксиального слоя численно равно отношению разности параметров кристаллической решетки эпитаксиального слоя и подложки к параметру кристаллической решетки подложки, выраженное в процентах. Одновременно использование гетеропары InAlAs/InGaAs дает возможность реализовать гетероструктуры с большим контрастом показателя преломления на гетерограницах по сравнению с традиционно используемой гетеропарой InGaAsP/InP [7–9]. Повышение дифференциального усиления наряду с малой температурной чувствительностью гетероструктур на основе твердых растворов InAlGaAs и InGaAs являются основными преимуществами использования данных твердых растворов для реализации лазерных диодов по сравнению с InGaAsP и InP [10,11].

В настоящей работе обсуждаются результаты исследования методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) оптических свойств упругонапряженных полупроводниковых гетероструктур InAlGaAs/InGaAs/InP, предназначенных для формирования активной области лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 1520–1580 нм, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

Описание экспериментальных образцов и данные измерений их свойств

Номер образца	Материал КЯ	Количество КЯ	Толщина барьера/КЯ, нм	Несоответствие, %	Максимум ФЛ, нм	Ширина линии ФЛ, мэВ
C1	In _{0.67} Ga _{0.33} As	5	10.0/3.2	+1.0	1519	25
C2	In _{0.72} Ga _{0.28} As	5	10.0/2.7	+1.3	1521	31
C3	In _{0.76} Ga _{0.24} As	5	10.0/2.5	+1.6	1524	43
C4	In _{0.82} Ga _{0.18} As	5	10.0/1.9	+2.0	1526	345
C5	In _{0.82} Ga _{0.18} As	4	10.0/1.9	+2.0	1523	50

2. Эксперимент

Исследуемые экспериментальные образцы были изготовлены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на промышленной установке Ribet MBE49 компанией ООО „Коннектор Оптикс“ на подложках из InP (100). Эпитаксиальные слои выращивались при температуре подложки 510–520°C, что, согласно данным наших измерений, обеспечивало увеличение на 20–30% интенсивности ФЛ по сравнению со структурами, изготовленными при обычных для данной системы материалов ростовых температурах (490–500°C). Для предотвращения испарения индия с ростовой поверхности при выбранных ростовых температурах было увеличено соотношение потоков элементов III/V групп с 4 до 10, поскольку в случае использования соотношения потоков, равного 4, наблюдался существенный (на 40–50 нм) сдвиг максимума ФЛ в активной области в сторону коротких волн.

Все исследуемые структуры изготавливались следующим образом: на подложку из InP осаждался буферный слой In_{0.52}Al_{0.48}As толщиной 200 нм, являющийся также барьерным слоем для носителей заряда, после этого выращивался слой In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As толщиной 100 нм, ограниченный со стороны поверхности слоем In_{0.52}Al_{0.48}As толщиной 30 нм, прикрытым тонким слоем In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As толщиной 5 нм. Активная область формировалась в центре слоя In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As и состояла из нескольких квантовых ям (КЯ/QW) In_xGa_{1-x}As, разделенных барьерами In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As толщиной 10 нм. Были изготовлены образцы с различным элементным составом слоев КЯ в активной области. Элементный состав слоев КЯ подбирался таким образом, чтобы получилась серия образцов со слоями КЯ с несоответствием параметра кристаллической решетки относительно подложки InP +1.0, +1.3, +1.6 и +2.0%. Толщины КЯ варьировались так, чтобы максимум спектра ФЛ гетероструктур соответствовал длине волны (1520 ± 10) нм. Состав, толщины, относительное несоответствие слоев КЯ и результаты исследования методом ФЛ выращенных гетероструктур приведены в таблице.

Спектры фотолуминесценции образцов были зарегистрированы с использованием установки RPM2000, VerteX, Nanometrics с применением фотодетектора InGaAs. Для измерения температурных зависимостей ФЛ и зависимостей ФЛ от мощности возбуждающего

лазера использовалась установка на основе монохроматора МДР-6, лазера с длиной волны излучения 532 нм (удвоенная частота излучения YAG : Nd), охлаждаемого Ge-фотодиода и синхронного усилителя. Мощность лазерного излучения ослаблялась оптическими фильтрами. Для проведения температурных измерений применялся оригинальный нагреватель, состоящий из медного теплоотвода с вольфрамовой проволочной обмоткой для резистивного нагрева, термопары, блока питания и контроллера с обратной связью по температуре. Исследуемые образцы гетероструктур приклеивались к медному теплоотводу термопастой.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 показан пример расчетной зонной диаграммы гетероструктуры с квантовой ямой

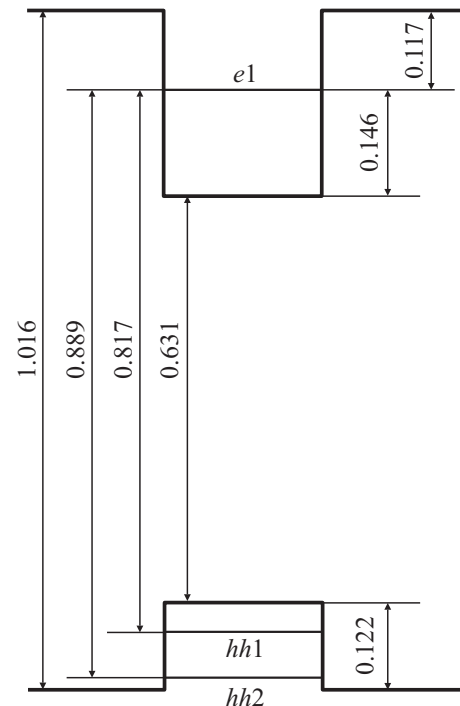


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктуры C1 с квантовой ямой In_{0.67}Ga_{0.33}As толщиной 3.2 нм и барьерным слоем In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As. Значения энергии при температуре 300 К приведены в эВ.

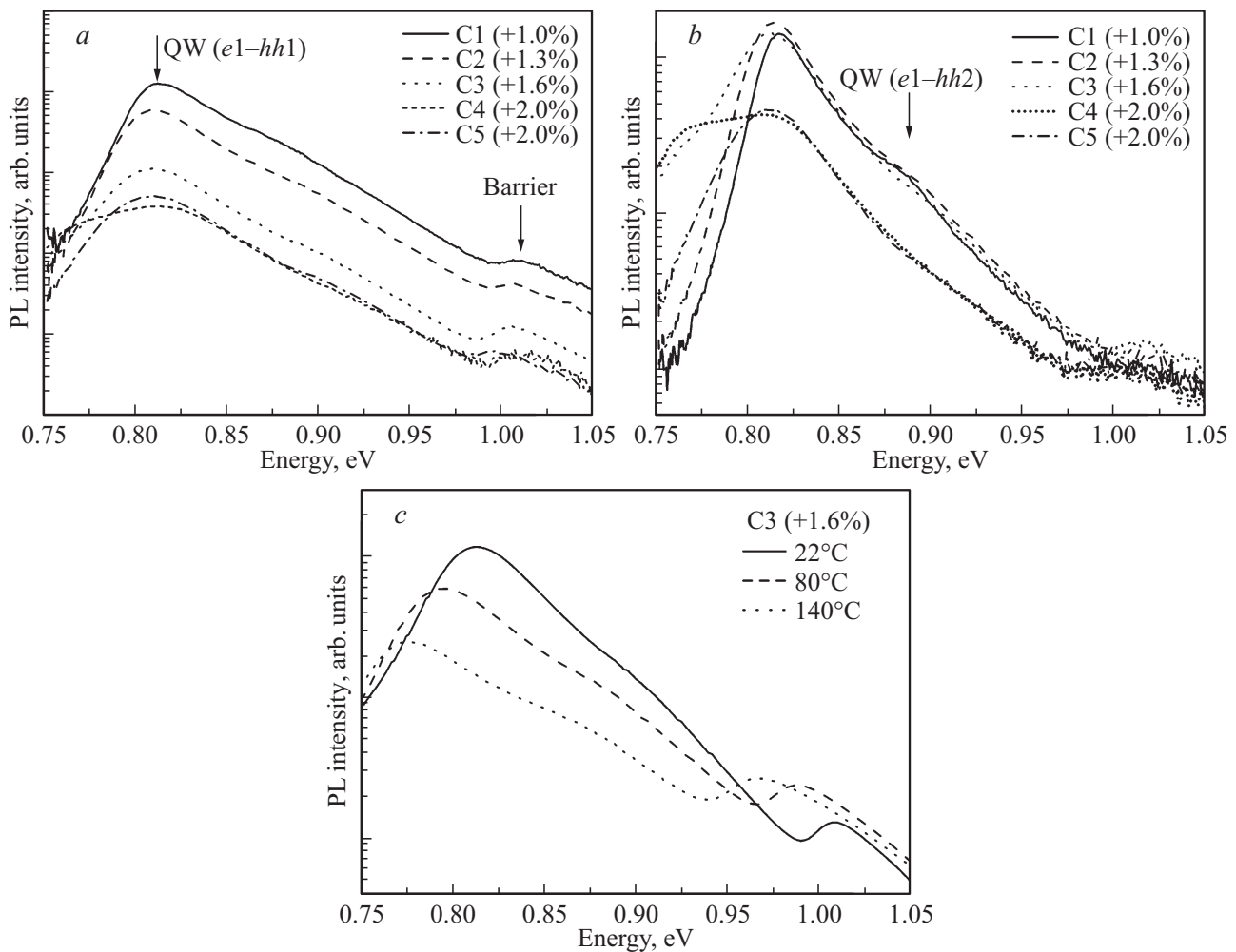


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции гетероструктур: *a* — образцы C1–C5, комнатная температура, плотность мощности возбуждающего излучения 580 Вт/см²; *b* — образцы C1–C5, комнатная температура, плотность мощности возбуждающего излучения 58 Вт/см²; *c* — гетероструктура C3, температуры измерения 22, 80, 140 °С.

In_{0.67}Ga_{0.33}As толщиной 3.2 нм и с барьерным слоем In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As, которая соответствует образцу C1. Ширина запрещенной зоны слоя квантовой ямы с учетом влияния механических напряжений составляет 0.631 эВ, а ширина запрещенной зоны барьера — 1.016 эВ. В такой узкой квантовой яме возможен всего один уровень размерного квантования для электронов, *e1*, который расположен на 0.117 эВ ниже края зоны проводимости барьера, и два уровня размерного квантования для тяжелых дырок, *hh1* и *hh2*. Положение уровней определяет два возможных оптических перехода: *e1–hh1* и *e1–hh2* с энергиями 0.817 и 0.889 эВ соответственно. Эти переходы отчетливо видны в спектрах фотолуминесценции при комнатной температуре (рис. 2, *a* и *b*). Первый переход, *e1–hh1*, соответствует максимуму спектра ФЛ, второй переход, *e1–hh2*, перегибу на высокоэнергетическом плече спектра ФЛ. В спектрах ФЛ, зарегистрированных при повышенной накачке (рис. 2, *a*), отчетливо виден локальный максимум при энергии 1.016 эВ, который

соответствует рекомбинационным переходам в слое барьера. Таким образом, представленная расчетная зонная диаграмма достаточно точно описывает зонную структуру изготовленного экспериментального образца. Энергетическое расстояние от уровня *e1* до края зоны проводимости барьера достаточно велико, 0.117 эВ, расстояние между *hh1* и *hh2* тоже достаточно велико, 0.072 эВ, при этом заселенность уровня *hh2* достаточно низка, поэтому во всем исследованном температурном диапазоне и при всех использованных мощностях накачки в спектрах ФЛ доминирует излучение, соответствующее рекомбинации носителей через основное состояние квантовой ямы. Спектры ФЛ, зарегистрированные при повышенных температурах, приведены на рис. 2, *c*.

В созданных гетероструктурах энергия локализации электронов в КЯ составляет ~ (0.11–0.12) эВ, что практически в 1.5–2 раза больше, чем в традиционных гетероструктурах InGaAsP/InP, излучающих на длинах волн вблизи 1550 нм, с барьерами InGaAsP с шириной запрещенной зоны 1 эВ [12]. Указанное преимущество

является следствием значительно большего отношения величин разрывов зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице InAlGaAs/InGaAs, $\Delta E_c/\Delta E_v = 70/30$ (в случае использованных составов твердых растворов), по сравнению со случаем использования фосфорной системы, когда $\Delta E_c/\Delta E_v = 60/40$ [13,14].

На рис. 2, представлены спектры ФЛ образцов с различным рассогласованием параметра кристаллической решетки слоев квантовых ям относительно параметра кристаллической решетки подложки InP: +1.0, +1.3, +1.6 и +2.0%. Спектры зарегистрированы при комнатной температуре и двух значениях мощности оптической накачки. Все образцы удовлетворяют заданному диапазону длин волн, и при этом наблюдается достаточно высокая интенсивность ФЛ. Ширина пиков ФЛ на полувысоте имеет тенденцию к постепенному увеличению по мере увеличения параметра рассогласования кристаллических решеток, что может быть объяснено постепенным развитием шероховатостей гетерограниц и(или) возникновением в слоях КЯ самоорганизующихся областей, обогащенных индием. Ширина пика ФЛ при плотности мощности возбуждающего лазера 6.5 Вт/см^2 составила 25, 31, 43 и 50 мЭВ для образцов C1, C2, C3 и C5 соответственно. В спектре ФЛ образца C3 наблюдается низкоэнергетическая затяжка, которая в образце C4 трансформируется в дополнительный отдельный длинноволновый пик. Обнаруженные особенности, по нашему предположению, связаны с приближением для образца C3 (5 КЯ, +1.6%) и превышением в образце C4 (5 КЯ, +2.0%) некой критической величины упругого напряжения и резким усилением эффекта возникновения в слоях КЯ самоорганизующихся областей, обогащенных индием, особенно для случая, когда несоответствие составляет +2.0%. Это предположение подтверждается тем фактом, что в образце C5, аналогичном образцу C4, но с 4 КЯ, указанная особенность в спектре ФЛ не наблюдалась. По этой причине в дальнейших исследованиях использовался образец C5 (4 КЯ, +2.0%).

На рис. 3 показаны зависимости пиковой интенсивности сигнала ФЛ гетероструктур C1, C2, C3 и C5, т.е. при значении энергии перехода, соответствующем максимуму интенсивности спектра ФЛ, в диапазоне температур от 22 до 140°C . Значения интенсивности нормированы на значения интенсивности при 22°C . В целом характер зависимости для всех образцов одинаковый. При увеличении температур от 22 до 140°C пиковая интенсивность сигнала ФЛ падает в 5 раз.

Зависимость интегральной интенсивности сигнала ФЛ гетероструктур C1, C2, C3 и C5 от плотности оптической мощности возбуждающего лазера показана на рис. 4. Большую интенсивность ФЛ при низких плотностях накачки имеют образцы с параметром рассогласования +1.3 и +1.6%, примерно в 2 и 3 раза превосходящие по уровню сигнала образцы с рассогласованием +1.0 и +2.0% соответственно. Большая интегральная интенсивность ФЛ образцов C2 и C3 при низких уровнях накачки по сравнению с C1 может быть

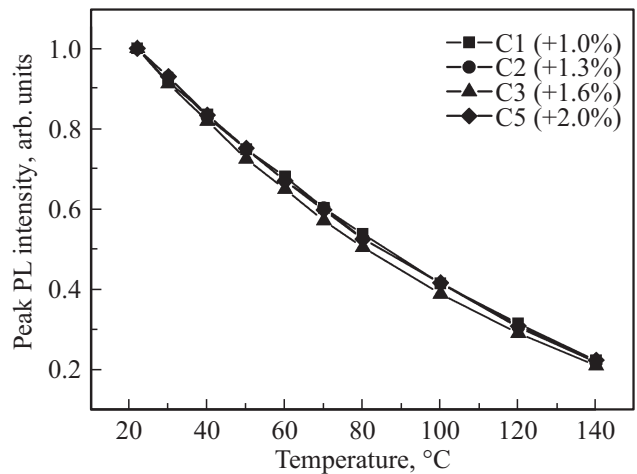


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности сигнала фотолуминесценции (PL) гетероструктур C1, C2, C3, C5 на длине волны максимума интенсивности в диапазоне температур от 22 до 140°C при плотности мощности возбуждающего излучения 850 Вт/см^2 . Значения интенсивности нормированы на значение при 22°C .

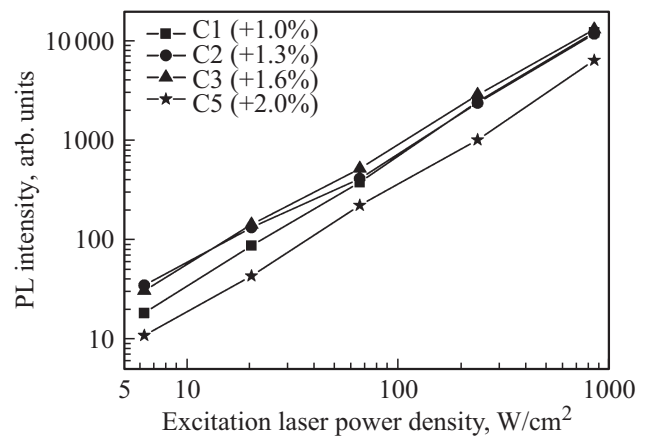


Рис. 4. Зависимость интегральной интенсивности сигнала фотолуминесценции (PL) гетероструктур C1, C2, C3 и C5 от плотности мощности возбуждающего излучения.

объяснена большим содержанием индия в слоях КЯ. При высоких мощностях возбуждающего лазера образцы с рассогласованием C1 (5 КЯ, +1.0%), C2 (5 КЯ, +1.3%) и C3 (5 КЯ, +1.6%) имеют сравнимую интенсивность ФЛ. Меньшая интенсивность ФЛ образца C5 с рассогласованием 2.0% и при низких, и при высоких мощностях накачки указывает на увеличение плотности центров безызлучательной рекомбинации как в слое КЯ, так и в прилегающих слоях, по сравнению с остальными гетероструктурами серии. Однако следует отметить, что интенсивность ФЛ образца C5 слабее во всем диапазоне мощностей накачки, но не более, чем в 3 раза, по сравнению с лучшими по этому параметру образцами C2 и C3.

4. Заключение

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии созданы экспериментальные образцы гетероструктур активной области лазерных диодов с различной степенью рассогласования параметров кристаллической решетки слоев квантовых ям InGaAs относительно параметра кристаллической решетки подложки InP. Исследованы гетероструктуры с относительным несоответствием параметров кристаллической решетки слоев квантовых ям InGaAs в диапазоне от +1.0 до +2.0%. Проведено исследование оптических свойств гетероструктур методом фотолюминесценции при различных температурах и различных мощностях накачки. В ходе проведенного исследования показано, что все образцы имеют интенсивную ФЛ с максимумом, соответствующим длине волны 1520 нм при комнатной температуре, и имеют тенденцию к уширению пиков ФЛ по мере увеличения параметра рассогласования кристаллической решетки.

Исследования оптических свойств при различных уровнях накачки показали, что лучшей эффективностью ФЛ обладают образцы с относительным несоответствием параметров кристаллической решетки +1.3 и +1.6%. При увеличении рассогласования решеток до 2.0% эффективность ФЛ уменьшается в 2.5–3 раза во всем диапазоне плотностей накачки.

Исследования влияния температуры на пиковую интенсивность сигнала ФЛ показали, что при увеличении температуры от 20 до 140°C пиковая интенсивность в таком широком диапазоне температур сигнала ФЛ падает всего в 5 раз. Такое незначительное падение интенсивности ФЛ обеспечивается относительно высокой энергией локализации электронов в слоях квантовых ям, при этом во всем диапазоне температур доминирует рекомбинация через основное состояние КЯ.

Результаты исследования оптических свойств экспериментальных образцов гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP подтверждают возможность применения исследованных упругонапряженных гетероструктур для реализации активных областей лазерных диодов с высокой температурной стабильностью.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, шифр 2015-14-579-0014, соглашение № 14.579.21.0096, уникальный идентификатор RFMEFI57915X0096.

Список литературы

- [1] J.W. Raring, M.N. Sysak, A. Tauke-Pedretti, M. Dummer, E.J. Skogen, J.S. Barton, S.P. DenBaars, L.A. Coldren. Proc. SPIE Nanophotonic Packaging, 6126, 61260H (2006).
- [2] *Физические величины*. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991) с. 255.
- [3] M. Müller, W. Hofmann, T. Gründl, M. Horn, P. Wolf, R.D. Nagel, E. Ronneberg, G. Bohm, D. Bimberg, M.C. Amann. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **17** (6), p. 1158 (2011).
- [4] I. Suemune. IEEE J. Quant. Electron., **27** (5), 1149 (1991).
- [5] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley & Sons, 2012). v. 218.
- [6] D. Bimberg, G. Larisch, P. Moser, P. Wolf, H. Li, J. Lott. *IEEE 16th Intern. Conf. on Transparent Optical Networks (ICTON)*, 1–4 (2014).
- [7] M. Allovon, M. Quillec. IEEE Proc. J., **139** (2), 148 (1992).
- [8] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89** (11), 5815 (2001).
- [9] H. Temkin, K. Alavi, W.R. Wagner, T.P. Pearsall, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **42** (10), 845 (1983).
- [10] C.E. Zah, R. Bhat, F.J. Favire, M. Koza, T.P. Lee, D. Darby, D.C. Flanders, J.J. Hsieh. Electron. Lett., **28** (25), 2323 (1992).
- [11] A. Tandon, D.P. Bour, Y.L. Chang, C.K. Lin, S.W. Corzine, M.R. Tan. Phys. and Simulation of Optoelectronic Dev. XII, **5349** (100), 206 (2004).
- [12] D.Z. Garbuzov, R.J. Menna, R.U. Martinelli, J.H. Abeles, J.C. Connolly. Electron. Lett., **33** (19), 1635 (1997).
- [13] I.L. Morris, R.H. Williams, J.I. Davies, G.J. Clarke. Appl. Phys. Lett., **62** (3), 291 (1993).
- [14] K. Kim, D.-S. Shin. J. Opt. Soc. Korea, **11** (3), 133 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical properties of 1520–1580 nm spectral region InGaAs/InGaAlAs quantum wells

A.G. Gladyshev⁺, I.I. Novikov⁺⁺, L.Ya. Karachinsky⁺⁺, D.V. Denisov⁺⁺, S.A. Blokhin[†], A.A. Blokhin[†], A.M. Nadochiy[†], A.S. Kurochkin^{*}, A.Yu. Egorov⁺⁺

⁺ Connector Optics LLC,
194292 St. Petersburg, Russia

^{*} Saint-Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics,
197101 St. Petersburg, Russia

[†] Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Optical properties of elastically strained semiconductor heterostructures with quantum wells InGaAs/InGaAlAs, intended for the laser active region emitting in the spectral range 1520–1580 nm, were studied. Heterostructures with varying degrees of mismatch of the lattice parameters of InGaAs quantum wells with respect to the crystal lattice parameter of the substrate InP were realized by molecular beam epitaxy. The maximum mismatch of the lattice parameters of quantum wells was 2%. Optical properties were studied by photoluminescence techniques in temperature range from 20 to 140°C and different excitation laser power densities. Studies of optical properties of the InGaAlAs/InGaAs/InP heterostructures confirmed the feasibility and promising to use the developed elastically strained heterostructures for realization of high efficient 1520–1580 nm semiconductor lasers.