

# Оптические свойства гетероструктур с квантово-размерными слоями InGaAsN на подложках GaAs, излучающих в области 1.3–1.55 мкм

© Н.В. Крыжановская<sup>¶</sup>, А.Ю. Егоров, В.В. Мамутин, Н.К. Поляков, А.Ф. Цацульников,  
А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов\*, В.М. Устинов, Д. Бимберг\*

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

\* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Deutschland

(Получена 24 ноября 2004 г. Принята к печати 10 декабря 2004 г.)

Проведены исследования фотолюминесцентных свойств двух видов гетероструктур с квантово-размерными слоями InGaAsN/GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии: 1) традиционные квантовые ямы InGaAsN в GaAs и 2) гетероструктуры с активной областью, состоящей из короткопериодной сверхрешетки GaAsN/InGaAsN, в центр которой помещена квантовая яма InGaAsN со вставкой InAs субмонослойной толщины. Исследованные гетероструктуры демонстрируют излучение в диапазоне длин волн от  $\sim 1.3$  до  $\sim 1.55$  мкм при комнатной температуре. Показано, что для получения излучения с длиной волны более 1.5 мкм в гетероструктурах второго типа требуется меньшая средняя концентрация азота и индия, чем в традиционной квантовой яме, что позволяет существенно уменьшить эффекты, связанные с распадом твердого раствора InGaAsN, и значительно увеличить излучательную эффективность квантовых ям InGaAsN.

## 1. Введение

Интерес к исследованию четверных соединений InGaAsN вызван их уникальными физическими свойствами и возможностью создания излучателей на базе подложек GaAs в телекоммуникационной области длин волн 1.3–1.55 мкм [1–3] как весомой альтернативы традиционной системе InGaAsP/InP. Высокая нелинейность зависимости ширины запрещенной зоны от концентрации азота позволяет значительно увеличить длину волны излучения квантовых ям (КЯ) InGaAsN при незначительном увеличении концентрации азота [4]. К настоящему времени с использованием в качестве активной области квантовых ям InGaAsN получены лазеры полосковой конструкции и вертикально излучающие лазеры, работающие вблизи 1.3 мкм и обладающие низким пороговым током, высокой мощностью и высокой характеристической температурой [1–3]. Также было продемонстрировано лазерное излучение на длине волны 1.52 мкм [5], однако использование достаточно больших концентраций азота и индия в квантовых ямах InGaAsN активной области приводит к значительному ухудшению характеристик таких лазеров. Для уменьшения мольной доли азота и индия в КЯ были предложены различные конструкции структур с использованием дополнительных слоев, что позволило получить излучение в области 1.41 мкм без значительного ухудшения оптических свойств структур [6]. Недавно Егоровым [7] с соавт. была предложена оригинальная методика дальнейшего увеличения длины волны излучения в область до 1.55 мкм, которая заключается в добавлении тонких вставок InAs в середину квантовой ямы InGaAsN, окруженной короткопериодными сверхрешетками InGaAsN/GaAsN.

В данной работе представлены результаты детального исследования и сравнительный анализ оптических свойств традиционных квантовых ям InGaAsN и квантовых ям InGaAsN с вставками InAs, помещенных в сверхрешетки InGaAsN/GaAsN, излучающих в области 1.3–1.55 мкм.

## 2. Методика эксперимента

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs(001) с плазменным источником азота с радиочастотным разрядом (Applied Epi UNI-bulb RF Plasma Source).

Для исследования влияния состава КЯ на оптические свойства структур было выращено 4 структуры с КЯ InGaAsN толщиной 6.2 нм, в которых варьировалось содержание In и N:

$\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  — структура A,

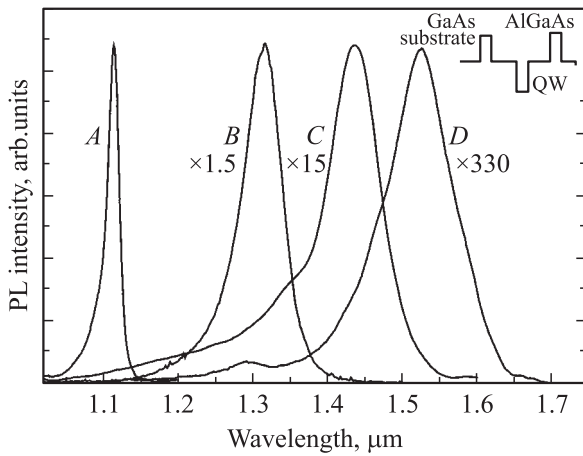
$\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  — структура B,

$\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.965}\text{N}_{0.035}$  — структура C,

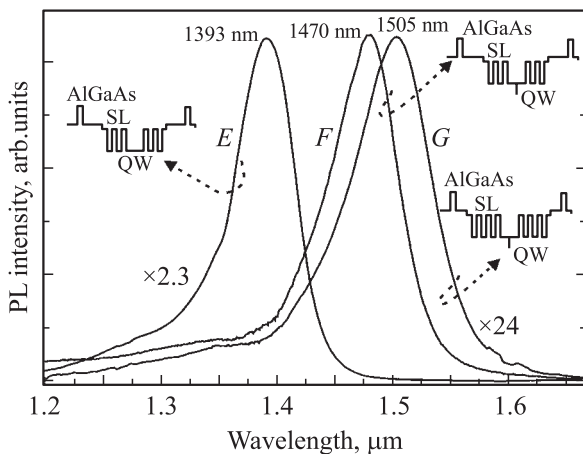
$\text{In}_{0.41}\text{Ga}_{0.59}\text{As}_{0.95}\text{N}_{0.05}$  — структура D.

Вследствие существования зоны несмешиваемости с увеличением мольной доли N и In происходит фазовый распад твердого раствора InGaAsN с образованием областей, обогащенных индием и азотом [8]. Для подавления этого эффекта, усиливающегося при увеличении концентрации N, в молекулярно-пучковой эпитаксии осаждение азотсодержащих слоев проводится при пониженной температуре подложки. Необходимо отметить, что использование таких неравновесных параметров роста предъявляет повышенные требования к чистоте исходных материалов и ростовой камеры. В исследованных образцах КЯ помещена в середину

<sup>¶</sup> E-mail: kryj@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Спектры фотолуминесценции структур с квантовыми ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$  с различной концентрацией N ( $y$ ) и In ( $x$ ) (структуры A–D), измеренные при  $T = 300$  К. Величина  $x$  в структурах: A–C — 0.38, D — 0.41; величина  $y$ : A — 0, B — 0.026, C — 0.035, D — 0.05.



**Рис. 2.** Спектры фотолуминесценции структур E, F, G, измеренные при  $T = 300$  К.

слоя GaAs толщиной 0.2 мкм, ограниченного со стороны подложки и поверхности барьерами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . При выращивании КЯ температура подложки опускалась до  $\sim 350^\circ\text{C}$ . Остальная часть структуры была выращена при  $500\text{--}600^\circ\text{C}$ . Схематическая диаграмма дна зоны проводимости структур A–D приведена на вставке к рис. 1.

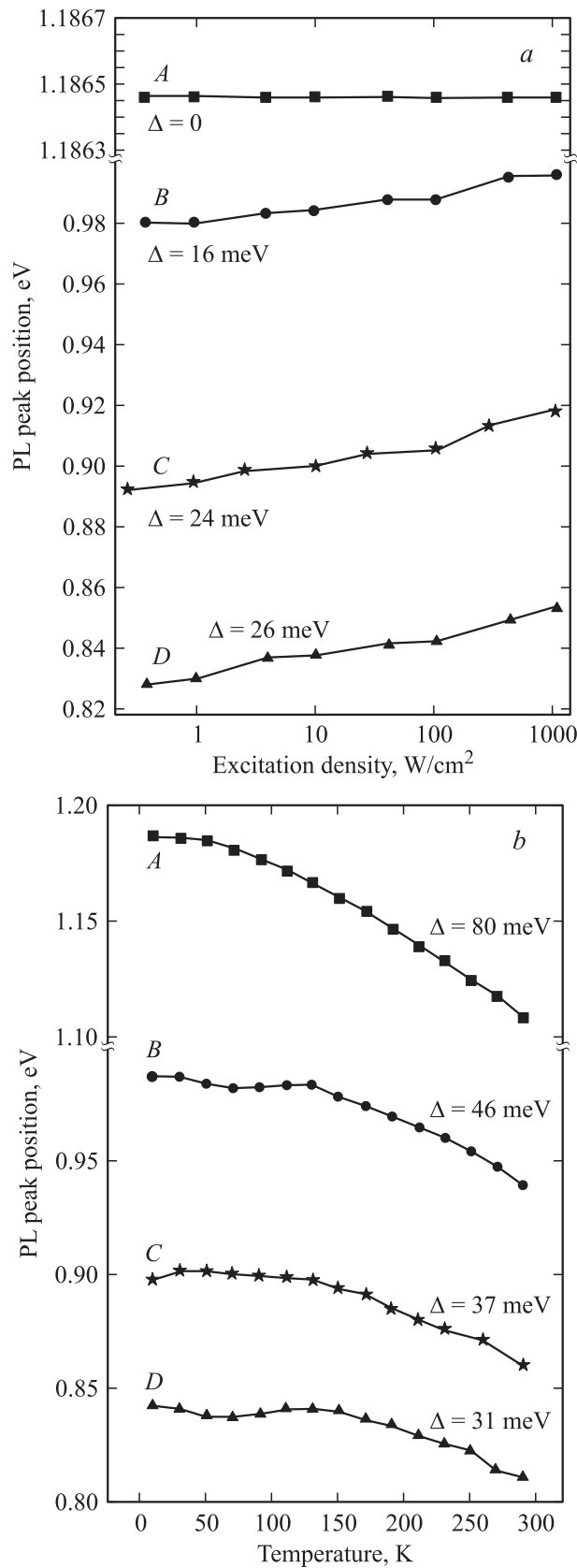
Для исследования возможности дальнейшего смещения излучения в длинноволновую сторону на установке МПЭ ЭП-1203 с таким же плазменным источником азота (Applied UNI-bulb RF) была выращена структура E, в которой КЯ с параметрами, аналогичными параметрам структуры B, помещалась в сверхрешетку  $\text{GaAs}_{0.96}\text{N}_{0.04}/\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  с толщиной слоев 1.3/1 нм соответственно. В структурах F, G, созданных на базе структуры E, в середину КЯ  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  помещали слой InAs толщиной

порядка одного монослоя. Структуры E и F содержат сверхрешетки из 2 периодов, расположенных симметрично с обеих сторон КЯ. Структура G содержит 3 таких периода. Общая толщина центральной ямы InGaAsN составляла 6.8 нм. Схематические диаграммы дна зоны проводимости структур E–G приведены на вставках к рис. 2.

Фотолуминесценция (ФЛ) структур возбуждалась  $\text{Ar}^+$ -лазером, работающим в непрерывном режиме ( $W = 1\text{--}1500$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 514$  нм), или лазером YAG:Nd, работающим на второй гармонике в непрерывном режиме ( $W = 1500$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 532$  нм). Для исследований ФЛ в температурном диапазоне 10–300 К образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла. Исследования спектров возбуждения люминесценции проводились при возбуждении светом галогеновой лампы накаливания, пропущенным через монохроматор. Образцы монтировались в гелиевый криостат проточного типа. Детектирование сигнала производилось с помощью монохроматора и охлаждаемого германиевого фотодиода.

### 3. Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры ФЛ КЯ InGaAsN с различной концентрацией азота и индия (структуры A–D). Увеличение мольной доли азота от 0 до 3.5% при концентрации In  $\sim 38\%$  (структуры A–C) приводит к сдвигу максимума ФЛ от 1.1 до 1.43 мкм. Дальнейшее увеличение концентраций азота и индия до 5 и 41% соответственно (структура D) позволило сдвинуть максимум ФЛ до 1.55 мкм. С увеличением концентрации азота и индия в структурах происходит падение интенсивности ФЛ и уширение линии ФЛ, свидетельствующее об увеличении степени неоднородности КЯ по составу и толщине. Это связано с распадом твердого раствора, приводящим к возникновению сильных локальных напряжений, деформации поверхности и появлению центров трехмерной локализации носителей [9]. При достаточно высоких концентрациях In и N в слое возможен даже переход к трехмерному режиму роста с образованием квантовых точек [10]. На рис. 3, a приведены зависимости положений максимумов ФЛ структур A–D от мощности оптической накачки при 10 К. Известно, что увеличение мощности оптической накачки приводит к постепенному заполнению локализованных энергетических состояний, связанных с флуктуациями состава и толщины КЯ, а также к соответствующему коротковолновому сдвигу максимума линии ФЛ. Отсутствие такого сдвига максимума линии ФЛ структуры A говорит о высокой однородности КЯ  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ . В КЯ  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  при изменении оптической мощности накачки на 3 порядка происходит сдвиг максимума линии ФЛ на  $\Delta = 16$  мэВ, а с увеличением концентрации азота до 5% (структура D) происходит сдвиг максимума

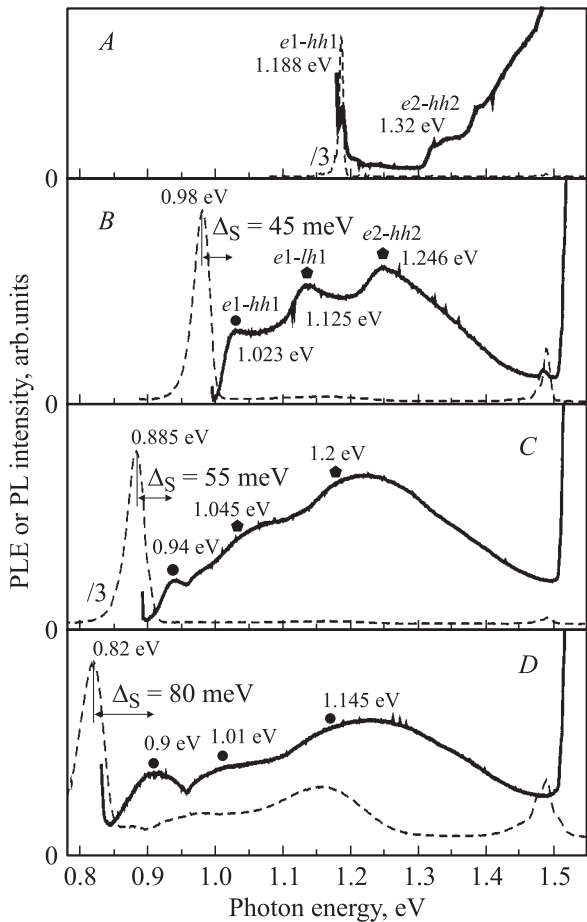


**Рис. 3.** Зависимости положений максимумов фотолуминесценции структур A–D: *a* — от мощности оптической накачки при температуре 10 К и *b* — от температуры при мощности оптической накачки 10 Вт/см<sup>2</sup>.

линии ФЛ на  $\Delta = 26$  мэВ, что говорит о существенной неоднородности слоя. Это согласуется с увеличением полуширины линии ФЛ структур (рис. 1).

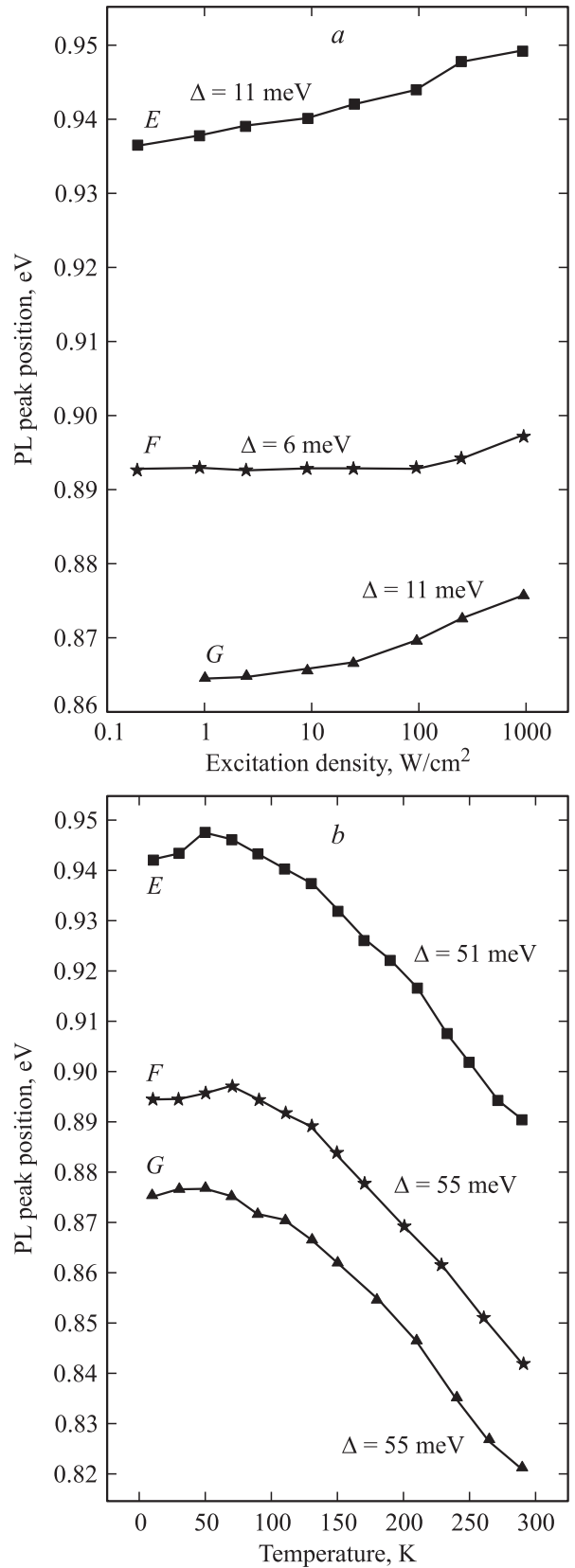
Информация о существовании локализованных состояний в структуре может быть также получена из температурных зависимостей ФЛ. Необходимо учесть, что если плотности накачки достаточно для заполнения состояний центров трехмерной локализации носителей, связанных с флуктуациями потенциала, то доминирующей становится рекомбинация носителей, локализованных в плоскости КЯ. Поэтому для адекватной характеристики оптического и структурного качества образцов исследования температурной зависимости ФЛ проводились при пониженной плотности накачки ( $W = 10$  Вт/см<sup>2</sup>). На рис. 3, *b* представлены зависимости положения максимума ФЛ от температуры. В общем случае величина температурного сдвига максимума ФЛ описывается законом Варшни, согласно которому уменьшение ширины запрещенной зоны GaAs при увеличении температуры от 10 до 300 К составляет  $\sim 84$  мэВ, что соответствует температурному сдвигу максимума ФЛ структуры A. В то же время при увеличении концентрации N (структуры B–D) в слое происходит уменьшение величины температурного сдвига максимума ФЛ и изменение вида самой зависимости. Это связано с тем, что при низких температурах излучательные процессы в КЯ InGaAsN определяются рекомбинацией экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КЯ [11]. С увеличением температуры происходит термический выброс носителей из локализованных состояний на уровень, соответствующий локализации носителей в плоскости КЯ (температурный участок сдвига максимума ФЛ в сторону больших энергий фотона). Для структур B–D точка перегиба температурной зависимости, соответствующая переходу к рекомбинации носителей, локализованных в плоскости КЯ, составляет 140 К. Количественно энергию локализации носителей на флуктуациях потенциала КЯ при низкой температуре можно определить из спектров возбуждения люминесценции (СВЛ). На рис. 4 представлены СВЛ и ФЛ структур A–D, полученных при 7 К. На СВЛ квантовых ям наблюдаются особенности, связанные с поглощением на уровнях, соответствующих оптическим переходам  $e1-hh1$ ,  $e1-lh1$  и  $e2-hh2$  [12]. Стоксов сдвиг между энергией максимума ФЛ и энергией максимума спектра возбуждения, соответствующего переходу  $e1-hh1$ , отсутствует в структуре A, но из-за существования локализованных состояний, определяющих люминесценцию при низких температурах, возникает в структуре B ( $\Delta_S = 45$  мэВ) и увеличивается до 80 мэВ в структуре D по мере увеличения содержания азота в КЯ.

Для подавления эффекта распада твердого раствора InGaAsN, связанного с присутствием атомов азота и индия в высоких концентрациях, и улучшения оптических свойств КЯ InGaAsN, излучающих в области 1.55 мкм, было предложено добавить тонкие вставки InAs в середину квантовой ямы InGaAsN, окруженную сверхрешеткой InGaAsN/GaAsN [7]. Этот метод

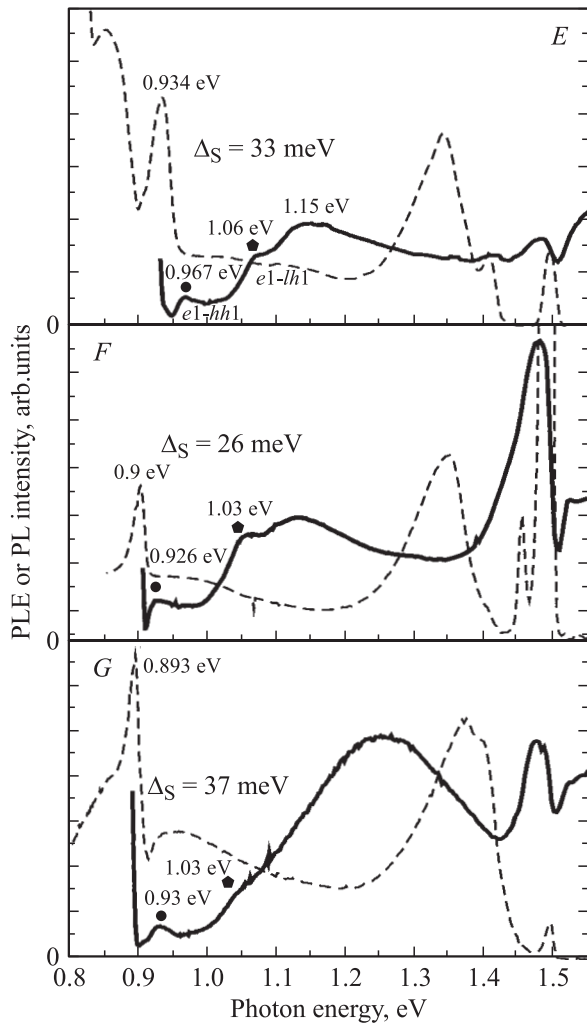


**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции (штриховые линии) и спектры возбуждения люминесценции (сплошные линии) для структур А–D, измеренные при температуре 7 К.

позволяет существенно понизить среднюю концентрацию азота и индия в активной области структуры. Для исследования эффектов, связанных с включением дополнительных слоев сверхрешетки InGaAsN/GaAsN, была выращена структура E, в которой параметры КЯ  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  были выбраны такими же, как и в структуре B. Спектр ФЛ структуры E при комнатной температуре представлен на рис. 2. Видно, что использование сверхрешетки InGaAsN/GaAsN позволяет, благодаря уменьшению потенциала барьера, сдвинуть длину волны излучения КЯ до 1.4 мкм без существенного ухудшения качества структуры. Средний параметр кристаллической решетки используемых сверхрешеток InGaAsN/GaAsN близок к параметру кристаллической решетки GaAs и, следовательно, не вносит дополнительных упругих напряжений в формируемую гетероструктуру. Поэтому КЯ InGaAsN с тонкими вставками InAs (структуры F, G) создавались на базе структуры E. Спектры ФЛ структур F, G, измеренные при комнатной температуре, также представлены на рис. 2. Видно, что добавление тонкого слоя InAs (структура F) в центр



**Рис. 5.** Зависимости положений максимумов фотолюминесценции структур E, F, G: a — от мощности оптической накачки при температуре 10 К и b — от температуры при мощности оптической накачки 10 Вт/см<sup>2</sup>.



**Рис. 6.** Спектры фотолюминесценции (штриховые линии) и спектры возбуждения люминесценции (сплошные линии) структур *E*, *F*, *G*, измеренные при температуре 7 К.

квантовой ямы приводит к сдвигу линии излучения до 1.49 мкм без падения интенсивности ФЛ, а добавление одного периода чередующихся слоев окружающей сверхрешетки InGaAsN/GaAsN приводит к дальнейшему длинноволновому сдвигу. Такая гетероструктура (структура *G*) излучает на длине волны 1.505 мкм. Для всех исследуемых видов гетероструктур продвижение в область больших длин волн излучения сопровождается падением интегральной интенсивности ФЛ. Однако в случае структуры *G* указанное падение существенно ниже (в 24 раза по сравнению со структурой *A*), чем в структуре *D* (в 330 раз по сравнению с *A*).

На рис. 5, *a* приведены зависимости положений максимумов ФЛ структур *E–G* от мощности оптической накачки при 10 К. Видно, что величина коротковолнового сдвига максимума ФЛ уменьшается до  $\Delta = 11$  мЭВ для структуры *E* по сравнению со структурой *B* (16 мЭВ) при неизменном составе ямы и уменьшается до 6 мЭВ (структура *G*) при добавлении InAs-слоя в

центр ямы InGaAsN. Исследования зависимостей положения максимума ФЛ от температуры (рис. 5, *b*) также продемонстрировали уменьшение роли локализованных состояний в излучательных процессах структур *F*, *G*. Величина температурного сдвига максимума ФЛ для данных структур составляет 55 мЭВ в температурном диапазоне 10–300 К, а точка перегиба зависимости положения максимума ФЛ от температуры находится вблизи температуры 70 К, в то время как в структурах с традиционными КЯ температура точки перегиба находится вблизи 140 К.

Спектры возбуждения люминесценции структур *E–G* представлены на рис. 6. Максимум, находящийся в области 1.3–1.4 эВ на спектрах ФЛ, соответствует излучению из слоя GaAsN, формирующегося в буферном слое GaAs в момент поджига плазмы в источнике атомарного азота. На представленных спектрах возбуждения люминесценции структур *E–G* наблюдаются максимумы с энергией  $\sim 1.1–1.15$  эВ, соответствующие поглощению в слоях InGaAsN/GaAsN, и максимумы, соответствующие оптическим переходам *e1-hh1*, *e1-lh1* квантовой ямы (отмечены точками). Величины стока сдвига  $\Delta_S$  в структурах *E–G* значительно меньше, чем в структурах с простыми КЯ (образцы *B–D*, рис. 4), что позволяет сделать вывод о существенном уменьшении эффектов, связанных с образованием локализованных состояний, возникающих при увеличении концентрации азота в исследованных структурах, необходимым для продвижения в сторону увеличения длин волн излучения до 1.55 мкм.

#### 4. Заключение

Исследованы оптические свойства двух видов гетероструктур: с традиционными квантовыми ямами InGaAsN в GaAs и структур с активной областью, состоящей из короткопериодной сверхрешетки GaAsN/InGaAsN, в центр которой помещена квантовая яма InGaAsN со вставкой InAs субмонослойной толщины. Исследованные гетероструктуры демонстрируют излучение в диапазоне длин волн от  $\sim 1.3$  до  $\sim 1.55$  мкм при комнатной температуре. Обнаружено существенное отличие оптических свойств гетероструктур первого и второго вида. Для гетероструктур второго вида характерны меньшие значения полуширины линии фотолюминесценции и стока сдвига между энергией максимума ФЛ и энергией максимума спектра возбуждения люминесценции, соответствующего основному состоянию КЯ, что свидетельствует об уменьшении локальных флуктуаций элементного состава благодаря использованию меньших средних концентраций азота и индия, чем в традиционной квантовой яме. Примененный метод выращивания и дизайн структуры позволяют, таким образом, достичь требуемых длин волн с улучшением эффективности люминесценции. Таким образом, реализация инжекционных лазеров, излучающих в области 1.55 мкм с использо-

ванием гетероструктур второго вида, представляется наиболее перспективным путем и позволяет надеяться на улучшение характеристик лазерных структур для указанного диапазона.

Работа была выполнена при поддержке программы Министерства науки и технологий РФ „Физика твердотельных наноструктур“, проекта РФФИ (№ 02-02-17677), проекта SANDiE (Self-Assembled Semiconductors Nanostructures for New Devices in Electronics) и проекта INTAS Young Scientist Fellowships № 03-55-882.

## Список литературы

- [1] J.S. Harris. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 880 (2002).
- [2] B. Borchert, A.Yu. Egorov, S. Illek, M. Komainda, H. Riechert. *Electron. Lett.*, **35**, 2204 (1999).
- [3] M.C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, K. Tamura, H. Inoue, H. Oumi. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 188 (1998).
- [4] M. Kondow, K. Uomi, K. Hosomi, T. Mozume. *Jap. J. Appl. Phys.*, **33**, L1056 (1994).
- [5] M. Fischer, M. Reinhardt, A. Forchel. *Electron. Lett.*, **36**, 1208 (2000).
- [6] L.F. Bian, D.S. Jiang, S.L. Lu, J.S. Huang, K. Chang, L.H. Li, J.C. Harmand, *J. Cryst. Growth.*, **250**, 339 (2003).
- [7] А.Ю. Егоров, В.В. Мамутин, В.М. Устинов. Заявка на патент РФ № 2004113171, приоритет от 28.04.2004.
- [8] B.V. Volovik, A.R. Kovsh, W. Passenberg, H. Kuenzel, N. Grote, N.A. Cherkashin, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 186 (2001).
- [9] X.P. Xin, C.W. Tu. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2442 (1998).
- [10] V.A. Odnoblyudov, A.Yu. Egorov, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, V.V. Mamutin, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Ustinov. *Techn. Phys. Lett.*, **28**, 964 (2002).
- [11] A. Polimeni, M. Capizzi, M. Geddo, M. Fischer, M. Reingardt, A. Forchel. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2870 (2000).
- [12] H.D. Sun, M.D. Dawson, M. Othman, J.C.L. Yong, J.M. Rorison, P. Gilet, L. Grenouillet, A. Million. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 376 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

## Optical properties of heterostructures with InGaAsN layers on GaAs substrate, emitting at 1.3–1.55 $\mu\text{m}$

*N.V. Kryzhanovskaya, A.Yu. Egorov, V.V. Mamutin, N.K. Polyakov, A.F. Tsatsul'nikov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov\*, V.M. Ustinov, D. Bimberg\**

loffe Physical Technical Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Deutschland

**Abstract** Investigations of optical properties of two types of heterostructures with quantum-size InGaAsN/GaAs layers grown by molecular beam epitaxy are done. The first type of heterostructures consists of a conventional InGaAsN quantum well in GaAs. The active part of the second type of heterostructures consists of a InGaAsN quantum well with the submonolayer thickness InAs insertion, built in a short period GaAsN/InGaAsN superlattice. The structures under investigations emit within the wavelength range 1.3–1.55  $\mu\text{m}$  at room temperature. To obtain the emission with a wavelength larger than 1.5  $\mu\text{m}$  in heterostructures of the second types required are less average nitrogen and indium concentrations than in conventional quantum wells. This allows us to appreciably decrease effects associated with the decomposition of an InGaAsN solid solution thus improving the radiative efficiency of InGaAsN quantum wells.