

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ С ДВУСТОРОННИМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

© А.Ф. Пацульников, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков,
М.В. Максимов, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 23 ноября 1995 г. Принята к печати 28 ноября 1995 г.)

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция селективно легированных гетероструктур $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, согласованных по параметру решетки с InP . Проведены идентификация полос фотолюминесценции и сопоставление результатов оптических исследований с данными анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза, измеренных на этих структурах. Установлено, что при небольшом легировании буферного слоя $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в спектре фотолюминесценции возникает дополнительная полоса, которая обусловлена рекомбинацией электронов двумерного канала со свободными неравновесными дырками.

Изучению селективно легированных гетероструктур $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, согласованных по параметру решетки с InP , придается в последнее время большое значение в связи с широким использованием их для создания транзисторов с высокой подвижностью электронов для СВЧ микроэлектроники [1,2]. В то же время основное внимание уделяется исследованию транспортных свойств, а фотолюминесценция (ФЛ), связанная с рекомбинацией электронов двумерного канала, изучена недостаточно.

В данной работе мы исследуем особенности ФЛ модулированно легированных гетероструктур $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с нелегированным и слабо легированным буферным слоем $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках $\text{InP}:\text{Fe}$ (100) [3]. Структура с нелегированным буфером (обозначаемая далее как UDB) состоит из следующих слоев: буферной слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 0.2 мкм, канал $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 400 Å, спейсер $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 30 Å, слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}:\text{Si}$ (концентрация кремния $N_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 80 Å, нелегированный слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 200 Å, 70 Å контактного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}:\text{Si}$ ($N_{\text{Si}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [4].

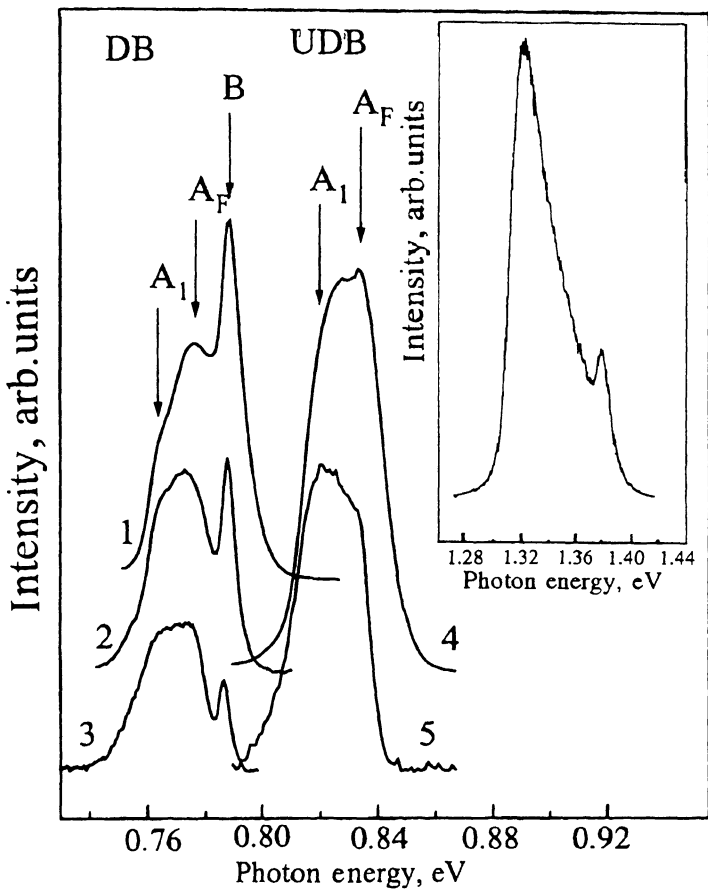


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структур DB и UDB при различных уровнях возбуждения. Плотность мощности возбуждения, Вт/см²: 1, 4 — 200; 2 — 20; 3, 5 — 6. Температура измерения — 5 К. На вставке — спектр фотолюминесценции псевдоморфной модулированно легированной гетероструктуры In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs.

В структуре с легированным буферным слоем (обозначаемой DB) легирование осуществлялось до концентрации $N_{Si} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в то время как остальные параметры структуры сохранены. Измерения эффекта Холла с помощью метода Ван-дер-Пау показали, что при температурах 300 и 77 К соответственно в образце UDB концентрация электронов составляет $2.8 \cdot 10^{12}$ и $2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность 9800 и $38\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а в образце DB концентрация электронов $3.5 \cdot 10^{12}$ и $3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность 9900 и $42\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Как видно из этих результатов, подвижности в обеих структурах практически одинаковы, а холловская концентрация электронов в структуре UDB немного ниже, чем в DB. Следовательно, небольшое легирование буфера не приводит к значительному изменению транспортных характеристик электронов двумерного канала.

На рис. 1 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур UDB и DB при различных уровнях возбуждения при 5 К. Фотолюминес-

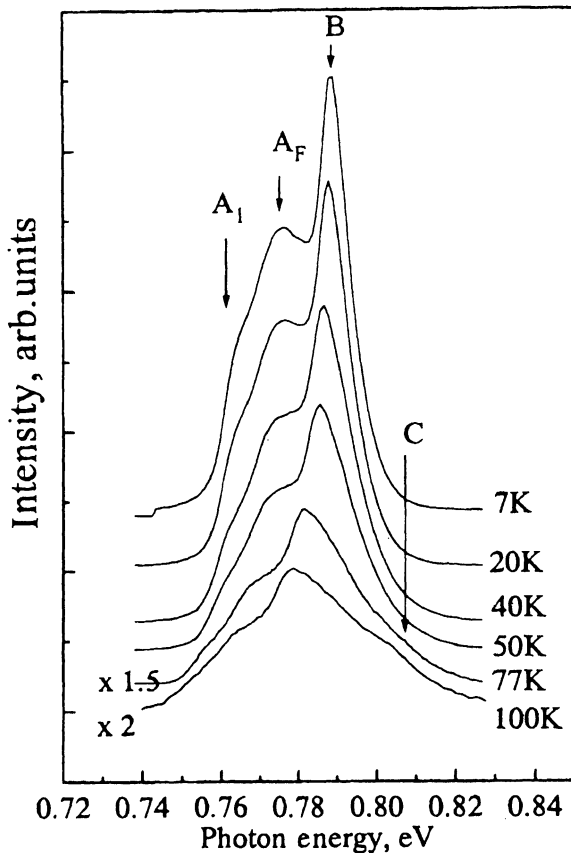


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структуры с легированным буфером при различных температурах. Плотность мощности возбуждения ~ 200 Вт/см².

ценция возбуждалась Аг-лазером с энергией фотонов ~ 2.54 эВ. Интенсивность накачки вырвировалась в широких пределах с помощью калиброванных фильтров. Как видно из этого рисунка, в спектре образца UDB наблюдается широкая полоса с максимумом около 0.82 эВ при слабой накачке (~ 6 Вт/см²), имеющая особенность на коротковолновом крае (кривая 5). С увеличением накачки (вплоть до ~ 200 Вт/см²) коротковолновая часть линии становится более интенсивной, что приводит к смещению максимума всей полосы в область больших энергий (кривая 4). Таким образом, в исследованном диапазоне интенсивностей накачки форма спектра образца UDB определяется двумя линиями, обозначенными как А₁ и А_Ф, с максимумами при ~ 0.820 и ~ 0.835 эВ соответственно.

В спектре структуры DB наблюдаются три линии, А₁, А_Ф и В, с максимумами при 0.763, 0.776 и 0.788 эВ соответственно (кривые 1-3). При слабой накачке форма спектра определяется линиями А₁ и А_Ф и близка к форме спектра образца UDB, что, по-видимому, свидетельствует об одинаковой природе этих линий в обоих образцах. Увеличение накачки приводит к росту интенсивности линии В относительно линий А₁ и А_Ф (рис. 1). На рис. 2 приведена температурная зависимость спек-

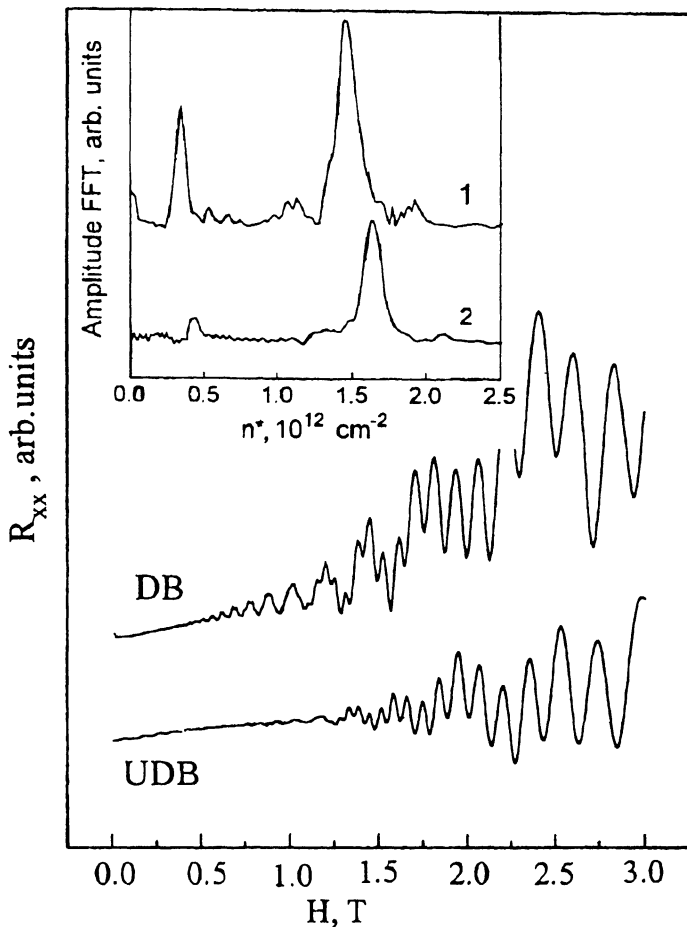


Рис. 3. Осцилляции Шубникова-де-Гааза структур DB и UDB при 5 К. На вставке — результаты анализа данных с помощью быстрого преобразования Фурье в виде зависимости амплитуды преобразованного сигнала от концентрации n^* для образцов DB (1) и UDB (2).

тра ФЛ образца с легированным буферным слоем. Как видно из этого рисунка, повышение температуры также приводит к увеличению интегральной интенсивности линии В по сравнению с A_1 и A_F . Таким образом, спектр ФЛ образца с легированным буферным слоем отличается появлением новой узкой линии в коротковолновой области.

Для определения природы линий A_1 и A_F , наблюдаемых в обоих образцах, сопоставим данные по фотолюминесценции с результатами магнитотранспортных исследований. На рис. 3 приведены осцилляции Шубникова-де-Гааза сопротивления R_{xx} исследованных структур в зависимости от магнитного поля H при $T = 4.2$ К. Форма осцилляций свидетельствует о том, что обе структуры имеют две заполненные подзоны размерного квантования. Из анализа осцилляций с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) были определены концентрации электронов в подзонах (вставка к рис. 3). Для образца UDB (DB) получены следующие значения концентраций: $n_0 = 1.63 \cdot 10^{12}$ ($1.37 \cdot 10^{12}$) см^{-2}

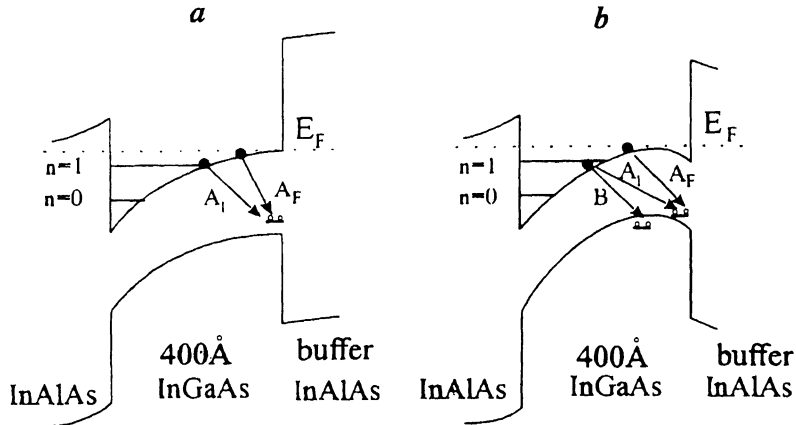


Рис. 4. Зонные диаграммы структур UDB (а) и DB (б).

и $n_1 = 4.3 \cdot 10^{11}$ ($3.2 \cdot 10^{11}$) см^{-2} . Таким образом, общая концентрация электронов в канале составляет $n_{\text{tot}} = 2.06 \cdot 10^{12}$ и $1.69 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в образцах UDB и DB соответственно. Отличие полученной величины от значения, измеренного с помощью эффекта Холла, для структуры с легированным буферным слоем свидетельствует о существовании шунтирования двумерного канала, что связано с проводимостью по необедненному буферному слою.

Зная значения концентраций электронов на уровнях размерного квантования, можно оценить энергетические расстояния между уровнями $i = 0$ и $i = 1$ (E_{01}) и между уровнем $i = 1$ и уровнем Ферми (E_F^1). Схематическое изображение зонной диаграммы исследованных структур дано на рис. 4. Используя выражение для энергии Ферми, отсчитанной от дна i -й подзоны,

$$E_F^i = \pi \hbar^2 n_i / m^*, \quad (1)$$

где n_i и m^* — концентрация и эффективная масса электронов в i -подзоне, и полагая, что $m^* = 0.043m_0$ [5], получаем $E_F^0 = 74 \text{ мэВ}$, $E_F^1 = 20 \text{ мэВ}$ для образца UDB и $E_F^0 = 62 \text{ мэВ}$, $E_F^1 = 15 \text{ мэВ}$ для образца DB.

Из расчетов видно, что величина E_F^1 для исследованных структур согласуется с энергетическим расстоянием между пиками A_1 и A_F . В то же время величина E_F^0 значительно превышает его. Следовательно, можно сделать вывод, что полосы A_1 и A_F обусловлены рекомбинацией электронов первой подзоны размерного квантования ($i = 1$) и уровня Ферми соответственно с неравновесными дырками. Существующее в канале встроенное электрическое поле приводит к смещению неравновесных дырок к гетерогранице канал/буферный слой. В исследованных структурах шероховатость гетерограницы, присущая системам тройной сплав/тройной сплав, может слабо локализовать дырки [6]. Локализация дырок приводит к неопределенности в импульсе, снимая правила отбора по импульсу, что и приводит к возникновению полосы A_F .

Отсутствие люминесценции, обусловленной рекомбинацией дырок с электронами основной подзоны, по-видимому, связано с большим

пространственным разделением электронов нижнего уровня и неравновесных дырок, вызванным сильным встроенным электрическим полем в канале, играющем важную роль в структурах с широким каналом. Используя волновые функции двух нижних состояний, записанные в виде [7,8]

$$\psi_0 \sim z \exp(-b_0 z/2), \quad (2)$$

$$\psi_1 \sim z[1 + (b_1 + b_2)z/6] \exp(-b_1 z/2), \quad (3)$$

и аппроксимируя хвост волновой функции выражением [9]

$$\psi_i \sim \exp[-z(2mE_i)^{1/2} \hbar], \quad (4)$$

где E_0 и E_1 — эффективные высоты потенциального барьера для электронов в подзонах $i = 0$ и $i = 1$, можно оценить среднее удаление электронов основного (z_{av}^0) и первого (z_{av}^1) уровней от гетерограницы для структур UDB и DB. Полагая $E_0 \approx E_F^0$ и $E_1 \approx E_F^1$ и сопоставляя выражения (2) и (3) с (4), можно оценить параметры: $b_0^{-1} \approx 15 \text{ \AA}$ и $b_1^{-1} \approx 29 \text{ \AA}$ для структуры UDB, и $b_0^{-1} \approx 16 \text{ \AA}$, $b_1^{-1} \approx 33 \text{ \AA}$ для структуры DB. Тогда с помощью выражений для среднего удаления электронов от гетерограницы [9] $z_{av}^0 = 3/b_0$ и $z_{av}^1 = 5/b_1$ получаем $z_{av}^0 \approx 45 \text{ \AA}$, $z_{av}^1 \approx 150 \text{ \AA}$ для образца UDB, и $z_{av}^0 \approx 50 \text{ \AA}$, $z_{av}^1 \approx 170 \text{ \AA}$ для образца DB. Как видно, для обеих структур z_{av}^0 значительно меньше толщины канала (400 \AA), что согласуется с предположением о сильном пространственном разделении электронов нижней подзоны и неравновесных дырок, локализованных на интерфейсе с буфером. В то же время степень локализации электронов первой подзоны значительно меньше. Это и приводит к преобладанию в спектре ФЛ полосы, обусловленной рекомбинацией электронов первой подзоны с локализованными дырками.

Чтобы проиллюстрировать влияние ширины канала на люминесценцию модулированно легированных гетероструктур с квантовыми ямами, на вставке к рис. 1 приведем спектр ФЛ псевдоморфной гетероструктуры $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ со значительно меньшей шириной канала, составляющей 150 \AA. Поскольку в такой структуре характерное расстояние между электронами и неравновесными дырками значительно меньше, чем в образцах UDB и DB, где ширина канала составляет $\sim 400 \text{ \AA}$, перекрытие волновых функций электронов нижней подзоны и дырок достаточно велико и в спектре ФЛ наблюдаются две полосы, с максимумами при энергиях 1.323 и 1.378 эВ, связанные с переходами электронов с уровней $i = 0$ и $i = 1$ [10,11]. Из анализа осцилляций Шубникова-де-Газа следует, что в этой структуре, так же как и в структурах DB и UDB, заполнены две подзоны размерного квантования с концентрацией электронов $n_0 = 1.57 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_1 = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Используя выражение (1), можно оценить энергетическое расстояние

¹ Справедливость этих соотношений основывается на том, что при уменьшении толщины канала меньше 400 \AA подвижность носителей начинает падать [4], что связано с влиянием интерфейса канал/буфер на носители в канале. Это означает, что уровень Ферми и совпадает с дном зоны проводимости вблизи гетерограницы с буферным слоем.

между подзонами в этой структуре. Полагая $m^* = 0.060m_0$ [12], получаем $E_F^0 = 52$ мэВ и $E_F^1 = 9$ мэВ. Как видно из этих оценок, величина $E_{01} = E_F^0 - E_F^1$ согласуется с расстоянием между пиками, что подтверждает предположение о существовании рекомбинации, обусловленной электронами нижнего подуровня. Оценки среднего удаления электронов от гетерограницы для псевдоморфной структуры дают значения $z_{av}^0 \approx 45$ Å, $z_{av}^1 \approx 180$ Å. Как видно, значения близки к полученным выше для решеточно-согласованных структур, однако благодаря тому что ширина канала в этой структуре значительно меньше, перекрытие волновых функций электронов нижней подзоны и дырок достаточно велико, что и приводит к интенсивной рекомбинации между этими электронами и неравновесными дырками.

Как отмечалось выше, легирование буферного слоя приводит к появлению в спектре помимо линий A_1 и A_F коротковолновой линии В. Зависимости ее интенсивности от температуры (рис. 2) и уровня накачки (рис. 1) указывают на собственную природу линии В. Появление этой полосы, как мы полагаем, можно объяснить следующим. В структуре DB благодаря легированию буферного слоя возникает дополнительное электрическое поле, которое вызывает отталкивание дырок от интерфейса канал/буферный слой. В результате степень локализации дырок у интерфейса уменьшается по сравнению со структурой UDB, и помимо локализованных появляются свободные неравновесные дырки (рис. 4). Рекомбинация электронов первой подзоны со свободными дырками вызывает возникновение новой полосы ФЛ. Увеличение температуры приводит к термической ионизации локализованных дырок и к уменьшению интегральной интенсивности линий A_1 и A_F относительно линии В. С увеличением накачки примесные полосы (A_1 и A_F) насыщаются и линия В становится доминирующей в спектре.

Общий сдвиг спектра ФЛ структуры DB в длинноволновую часть спектра по сравнению со спектром структуры UDB может быть связан с изменением изгиба зоны проводимости в канале, вызванным дополнительным электрическим полем буферного слоя. Подобное изменение положения пика ФЛ с изменением легирования наблюдалось для модулированно легированных сверхрешеток $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ в работе [13].

Как следует из рис.2, при температуре выше 77 К на коротковолновом крае спектра возникает новая полоса ФЛ (линия С). Поскольку увеличение температуры приводит к заселению вышележащих возбужденных состояний, эту полосу можно связать с рекомбинацией электронов второй подзоны размерного квантования ($i = 2$) со свободными дырками. Из расстояния между пиками можно оценить энергетическое расстояние между первым и вторым уровнем — $E_{12} = 25$ мэВ, что согласуется с результатами теоретических расчетов энергетических уровней в таких структурах [14].

Таким образом, в данной работе были исследованы спектры ФЛ модулированно легированных гетероструктур $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ с легированным и нелегированным буферным слоем. Проведена идентификация линий ФЛ и сопоставление их с результатами магнито-транспортных исследований. Обнаружено, что легирование буферного слоя приводит к возникновению в спектре ФЛ новой линии. Исходя из анализа поведения этой линии с изменением температуры и ин-

тенсивности возбуждения можно приписать ее возникновение рекомбинации электронов двумерного канала со свободными неравновесными дырками.

Работа выполнялась при поддержке Hughes Research Laboratories, Malibu, CA USA и Министерства науки РФ (программа «Физика твердотельных наноструктур», проект 1-001).

Список литературы

- [1] K.H. Dun, P.C. Chao, S.V. Liu, P. Ho, M.Y. Kao, J.M. Ballingall. IEEE Microwave and Guided Wave Lett., 1, N 5, 114 (1991).
- [2] L.D. Nguyen, A.S. Brown, M.A. Tompson, L.M. Jelloian. Microwave J., 36, 96 (1993).
- [3] В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Н.Н. Фалеев, А.Ф. Пацульников, П.С. Копьев. ФТП, 29, 1442 (1995).
- [4] A.S. Brown, V.K. Mishra, J.A. Henige, M.J. Delaney. J. Vac. Sci. Technol. B, 6, 678 (1987).
- [5] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki, K. Nakajima. Phys. Rev. B, 44, 1782 (1991).
- [6] Y.-H. Zhang, D.-S. Jiang, R. Cingolani, K. Ploog. Appl. Phys. Lett., 56, 2195 (1990).
- [7] F.F. Fang. Phys. Rev. Lett., 16, 797 (1966).
- [8] S. Mori. Phys. Rev. B, 19, 6433 (1979).
- [9] I.V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. B, 40, 7788 (1989).
- [10] S.K. Brierley, W.E. Hoke, P.S. Lyman, H.T. Hendriks. Appl. Phys. Lett., 59, 3306 (1991).
- [11] W.E. Hoke, P.S. Lyman, W.H. Labossier, S.K. Brierley, H.T. Hendriks, S.R. Skanfield, L.M. Aucoin, T.E. Kazior. J. Vac. Sci. Technol. B, 10, 1066 (1992).
- [12] R. Atanasov, F. Bassani, A.D' Andrea, N. Tomassini. Phys. Rev. B, 50, 14381 (1994).
- [13] A.F.S. Penna, J. Shan, A. Pinczuk, D. Sivco, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., 46, 184 (1984).
- [14] Y. Nakata, S. Sasa, Y. Sugiyama, T. Fujii, S. Hiyamizu. Japan. J. Appl. Phys., 26, L59 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoluminescence features of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructures with modulation doping on both sides

A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev

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

Low temperature photoluminescence of selectively-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructures, matched to InP substrate, was studied. We carried out identification of the photoluminescence bands and compared results of optical investigation with data obtained from Shubnikov-de-Haas oscillations. We have established that low doping of buffer layer ($\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) results in arising of an additional band in the photoluminescence spectra. This band is determined by the recombination of 2D electrons with nonequilibrium holes.