

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ СЛОЕВ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , ВЫРАЩЕННЫХ НА ПЛОСКОСТЯХ (100) и (111)А АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Алешкин В. Я., Аншон А. В., Бабушкина Т. С., Батукова Л. М.,  
Демидов Е. В., Звонков Б. Н., Малкина И. Г.

Экспериментально изучена фотолюминесценция (ФЛ) напряженных квантовых слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , выращенных на плоскостях (100) и (111)А арсенид-галлиевого подложки. На спектре ФЛ хорошо различаются переходы между уровнями размерного квантования электронов и тяжелых дырок. Эти переходы также наблюдаются при изучении фотопроводимости вдоль слоя. Для слоев, выращенных на плоскости (111)А, наблюдалось смещение максимума ФЛ с ростом мощности возбуждения, что обусловлено экранировкой фотоносителями электрического поля, присутствующего в слое благодаря пьезоэффекту.

Исследование квантово-размерных структур (КРС) с напряженными слоями вызвано возможностью создания на их основе новых приборов и обнаружения в них интересных физических явлений [1]. В данной работе исследована фотолюминесценция (ФЛ) КРС на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ , полученных на подложках GaAs (100) и (111)А методом МОС гибридной эпитаксии при атмосферном давлении.

В качестве источников элементов III группы использовались триметилгаллий (ТМГ) и триметилиндий (ТМИ), а V группы — арсин. Методика выращивания приведена в [2].  $T_{\text{роста}}=630^\circ\text{C}$ , при этой температуре слои получались совершенными и не было признаков паразитных реакций, которые часто наблюдаются при росте из ТМИ. На плоскости (111)В получались слои с матовой поверхностью, а на плоскости (111)А морфология поверхности определялась только качеством обработки подложки. Наилучшие результаты получены при травлении подложки в  $\text{HF}-\text{HNO}_3-\text{H}_2\text{O}$ . Были выращены КРС с квантовыми ямами, толщина которых была меньше критической толщины образования дислокаций несоответствия [3] и составляла от одного монослоя до  $140\text{ \AA}$ . Состав слоев изменялся в диапазоне  $0 < x < 1$ .

Энергетический спектр электронов и дырок в напряженных слоях был вычислен в рамках модели, использованной в [4]. В этой модели учитывается изменение зонной структуры под влиянием деформации, а для определения электронных уровней и уровней легких дырок используется гамильтониан Кейна с граничными условиями для огибающей волновой функции, предложенными Бастардом [5]. Уровни тяжелых дырок определяются решением обычного уравнения Шредингера. В модели присутствует только один подгруппочный параметр — это величина разрыва зон проводимости на гетеропереходе, который зависит только от состава слоя, а не от его толщины (если она меньше критической и дислокации на границе отсутствуют). Этот параметр подбирался таким образом, чтобы экспериментально наблюдаемая зависимость энергии максимума ФЛ от толщины ямы наилучшим образом совпадала с рассчитанной. Полученные величины разрыва зон для различных  $x$  практически совпадают с результатами работы [4].

ФЛ возбуждали лучом аргонового лазера с длиной волны  $0.514\text{ мкм}$ . Уровень возбуждения изменялся от  $0.1$  до  $2 \cdot 10^3\text{ Вт/см}^2$ .

Измерения ФЛ при 77 К показали наличие квантовых ям и высокое их совершенство. Интенсивность ФЛ образцов с квантовыми ямами более чем на порядок превышала интенсивность ФЛ образцов без ям.

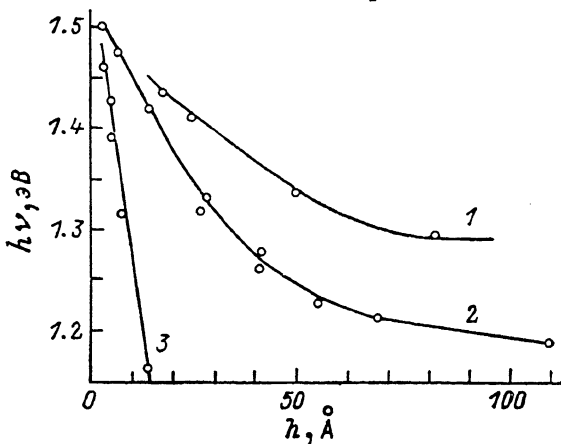


Рис. 1. Зависимость энергии максимума ФЛ от толщины слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , выращенного на плоскости (100), для различных  $x$ .

$x$ : 1 — 0.25, 2 — 0.35, 3 — 1. Сплошные кривые — теория, точки — эксперимент.

Энергии переходов с погрешностью менее 15—20 мэВ совпадали с рассчитанными для прямоугольной ямы вплоть до толщин, соответствующих монослою (рис. 1). Совпадение спектров ФЛ с рассчитанными для толщин ям порядка периода решетки может быть случайным. Для таких толщин используемая модель

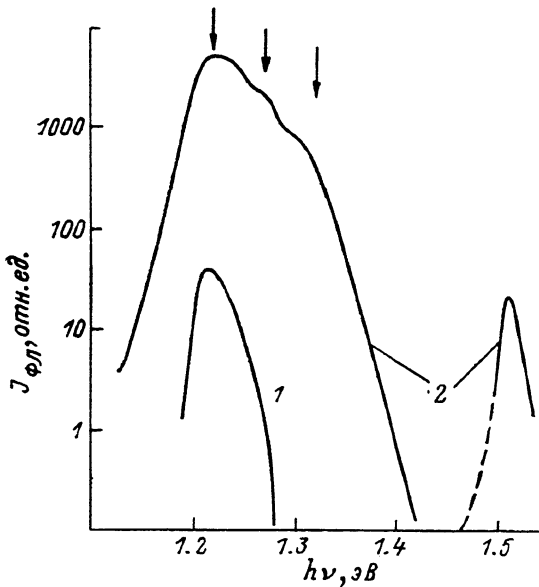


Рис. 2. Спектр ФЛ при 77 К квантового слоя толщиной 60 Å с  $x=0.35$ , выращенного на плоскости (100).

Уровень возбуждения, Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 3, 2 —  $2 \cdot 10^3$ . Стрелками отмечены энергии, соответствующие переходам с первого электронного уровня на первый, второй и третий дырочные уровни.

становится некорректной, поскольку в ней используется описание состояний электронов при помощи огибающей волновой функции. Модель справедлива для толщин ям, превышающих три постоянные решетки. Таким образом, из сравнения теории и эксперимента можно сделать вывод о том, что толщина переходных областей не превышает 5 Å.

О неровности границ ямы можно судить по полуширине максимума ФЛ. Измеренная при 77 К и уровне возбуждения  $\sim 10$  Вт/см<sup>2</sup> полуширина составляла 7—15 мэВ и не зависела от ширины ямы. Используя эти данные и рис. 1, можно сделать вывод о том, что неровности границ ямы не превышали одного монослоя. Увеличение полуширины от 7 до 15 мэВ происходило при изменении фонового легирования от  $p \cong 10^{16}$  см<sup>-3</sup> до  $n \cong 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Это означает, что полуширина определялась примесным составом образца.

При увеличении уровня возбуждения до  $2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> в спектре ФЛ квантовой ямы наблюдались особенности, которые, согласно расчету, соответствуют переходам с первого электронного уровня на второй и третий уровни тяжелых дырок (рис. 2). Наличие этих переходов подтверждается сравнением спектров ФЛ и фотопроводимости (ФП), измеренной вдоль слоев при 300 К (рис. 3). Как известно [8], в симметричных ямах разрешены переходы между уровнями элек-

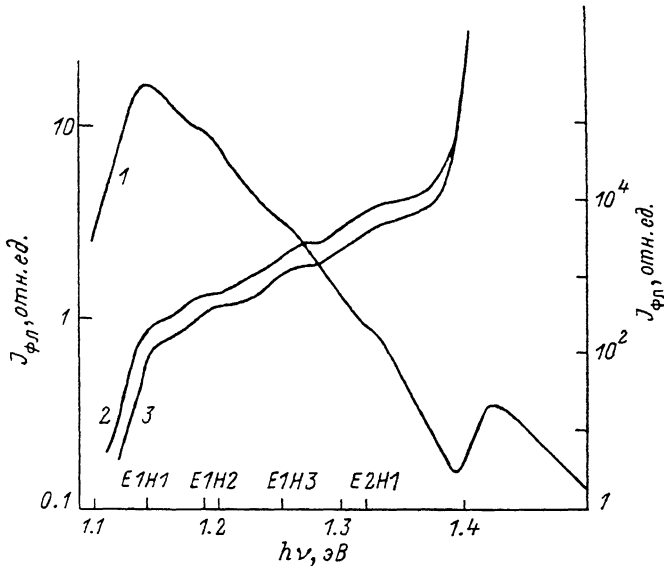


Рис. 3. Спектральные зависимости ФЛ (1) и фототока (2, 3) при 300 К для квантового слоя толщиной 60 Å с  $x=0.35$ , выращенного на плоскости (100).

Поляризация света: 2 — перпендикулярная плоскости падения, 3 — лежащая в плоскости падения луча света. Направление луча света при измерении фототока составляло угол около 45° с направлением нормали к слою. На оси абсцисс отмечены энергии переходов между электронными и дырочными уровнями.

тронов и дырок одинаковой четности. Наблюдаемые переходы с первого электронного уровня на второй дырочный свидетельствуют, по-видимому, о небольшом нарушении симметричности ямы.

Что же касается фотопроводимости, то здесь необходимо отметить следующее. При оптическом возбуждении электрона из подзоны тяжелых дырок в зону проводимости импульс электрона (дырки) в конечном состоянии должен быть перпендикулярен плоскости поляризации подсветки [7]. В квантовых ямах вблизи дна квантовых подзон состояния электронов и тяжелых дырок представляют собой суперпозицию состояний с импульсами, перпендикулярными плоскости слоя, а состояния легких дырок вытолкнуты давлением в непрерывный спектр. Поэтому генерация фотоносителей в квантовой яме происходит под воздействием излучения, вектор электрического поля которого лежит в плоскости квантового слоя. Освещение образца при исследовании ФП осуществлялось пучком света, направление падения которого составляло угол с нормалью образца примерно 45°.

Изучались две поляризации, когда вектор электрического поля лежал в плоскости падения и был перпендикулярен ей. Затем токи нормировались таким образом, чтобы они совпадали для обеих поляризаций в области частот, соответствующих переходам в GaAs. Из приведенных выше рассуждений следует, что фототок во втором случае должен быть больше в длинноволновой области ФП, что и наблюдалось (рис. 3).

Были проведены исследования зависимости энергии максимума ФЛ от мощности накачки для структур, выращенных на плоскости (111)А (галлиевая). Напряженные слои, выращенные на этой плоскости, из-за пьезоэффекта должны иметь внутреннее электрическое поле (пьезополе). Величину этого поля можно определить по формуле

$$E = \frac{8\pi\sqrt{3}|e_{14}|(C_{11} + 2C_{12})}{\epsilon_0(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})} U, \quad (1)$$

где  $C_{ij}$ ,  $e_{14}$ ,  $\epsilon_0$  — упругие постоянные, пьезоэлектрическая константа и диэлектрическая проницаемость твердого раствора,  $U = (a_{\text{InGaAs}} - a_{\text{GaAs}})/a_{\text{InGaAs}}$ ,  $a_{\text{InGaAs}}$ ,  $a_{\text{GaAs}}$  — постоянные решетки твердого раствора и подложки. На рис. 4 изображена зависимость величины пьезополя от состава слоя. Параметры InAs и GaAs взяты из [8], а параметры твердых растворов получены линейной

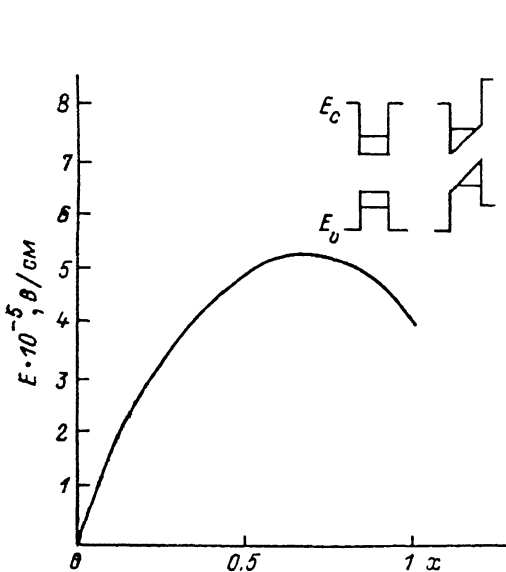


Рис. 4. Зависимость величины пьезополя в слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , выращенного на плоскости (111)А GaAs, от  $x$ .

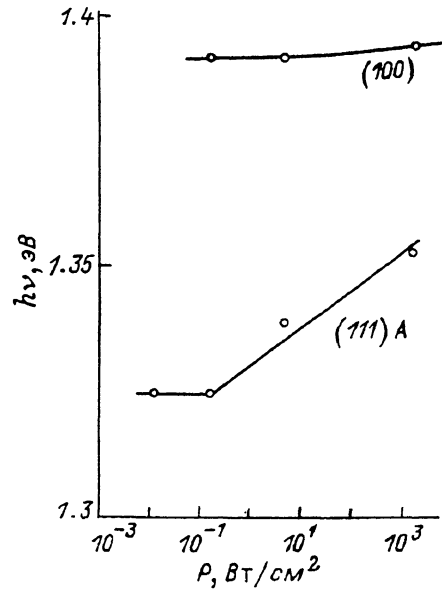


Рис. 5. Энергия максимума ФЛ квантового слоя с  $x=0.2$  толщиной 40 Å, выращенного на плоскости (111) А, в зависимости от уровня возбуждения.

интерполяцией. Максимум на зависимости пьезополя от  $x$  объясняется тем, что пьезоэлектрическая константа в InAs примерно в 3 раза меньше, чем в GaAs.

Очевидно, что пьезополе уменьшает расстояние между электронными и дырочными уровнями (см. вставку на рис. 4). При увеличении мощности накачки число электронов и дырок в квантовой яме растет, что приводит к нарастающему экранированию пьезополя, т. е. к «выпрямлению» квантовой ямы и, следовательно, к раздвиганию электронных и дырочных уровней. На рис. 5 приведена зависимость энергии максимума ФЛ от мощности возбуждения для слоя  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ , выращенного на плоскости (111)А. Хорошо видно увеличение энергии максимума ФЛ с ростом мощности возбуждения, что согласуется с приведенными выше рассуждениями. Отметим, что энергия максимума ФЛ квантовых ям, выращенных на плоскости (100), почти не изменяется с ростом уровня возбуждения. Из сравнения этих результатов ясно, что наблюдаемый сдвиг максимума ФЛ в образцах, выращенных на плоскости (111)А, нельзя объяснить эффектом Бурштейна—Мосса.

Таким образом, нами наблюдалось размерное квантование электронного и дырочного спектров в структурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ —GaAs, полученных методом МОС гибридной эпитаксии, на подложках (100) и (111)А. Показано, что кван-

товые слои имеют резкие границы, неровности которых не более одного моно-слоя.

В заключение авторы выражают благодарность Л. К. Орлову за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Osbourn G. C. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1986. V. 4. N 6. P. 1423—1426.
- [2] Алешкин В. Я., Бабушкина Т. С., Демидов Е. В., Звонков Б. Н., Малкина И. Г. // Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Паланга, 1989. Ч. 1. С. 124—127.
- [3] Andersson N. G., Chen Z. G., Kulacovskii V. D. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 10. P. 752—754.
- [4] Huang G., Ji D., Reddy U. K., Henderson T. S. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 8. P. 3366—3373.
- [5] Bastard G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 10. P. 5693—5697.
- [6] Шик А. Я. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 14. С. 869—871.
- [7] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—500.
- [8] Sadao Adachi // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 12. P. 8775—8792.

Горьковский исследовательский  
физико-технический институт  
ГГУ им. Н. И. Лобачевского

Получена 14.11.1989  
Принята к печати 17.01.1990

