

**ПЕРЕХОДЫ С УЧАСТИЕМ
РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ПОДЗОН
В СПЕКТРЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
 δ -ЛЕГИРОВАННОГО GaAs**

**Васильев А. М., Копьев П. С., Надточий М. Ю.,
Устинов В. М.**

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии получена двойная гетероструктура (Al, Ga)As/GaAs с δ -легированной Si GaAs активной областью и исследованы ее магнитотранспортные и люминесцентные свойства. В спектре фотолюминесценции обнаружены излучательные переходы с участием подзон размерного квантования в δ -легированном арсениде галлия.

Применение δ -легирования в полупроводниковых гетероструктурах, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволяет как улучшать параметры приборов, получаемых на их основе, так и создавать новые типы квантово-размерных структур [1, 2]. Электронная система, возникающая при δ -легировании арсенида галлия кремнием, служила объектом в основном магнитотранспортных исследований [3, 4]. Был продемонстрирован двумерный характер проводимости в такой системе, а также установлена связь энергетического спектра с концентрацией электронов и возможным размытием профиля легирования. Исследования фотолюминесценции δ -легированного Si GaAs [5] не привели к обнаружению рекомбинации с участием электронных подзон размерного квантования, поскольку вследствие наличия сильного электрического поля вблизи плоскости легирования происходит эффективное разделение электронов и фотовозбужденных неравновесных дырок, препятствующее их рекомбинации с двумерными электронами.

Нами исследовалась двойная гетероструктура GaAs/(Al, Ga)As, в которой плоскость атомов Si помещалась в середине слоя арсенида галлия толщиной 400 Å. В ограничивающих слоях Al_xGa_{1-x}As толщиной 0.4 мкм каждый мольная доля AlAs x возрастала по параболическому закону от $x=0.2$ на гетерогранице до $x=0.8$. Зонная диаграмма исследованной структуры схематически представлена на рис. 1. Расширенная полость с градиентом состава позволяла осуществлять эффективный сбор неосновных носителей в узкозонный GaAs, а потенциальные барьеры на расстоянии 200 Å от плоскости легирования ограничивали разделение носителей электрическим полем, что позволило наблюдать в спектре ФЛ переходы с участием подзон размерного квантования в δ -легированном GaAs.

Структура выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре подложки ~ 600 °С, остановка роста при δ -легировании осуществлялась в течение 200 с. Магнитотранспортные измерения проводились при 4.2 К в магнитных полях 0–8 Т в темноте и после освещения структуры белым светом. ФЛ измерения проводились при возбуждении светом с энергией квантов 1.96 (He–Ne-лазер) и 2.41 эВ (Ar-лазер).

Результаты холловских измерений свидетельствуют о влиянии освещения на концентрацию электронов при низких температурах. В режиме устойчивой

фотопроводимости концентрация n_H возрастает от $6.5 \cdot 10^{12}$ (в отсутствие освещения) до $7.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при подвижности $\mu = 2400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Изменение концентрации $\Delta n_H = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ существенно превышает результат, полученный в [4], что, по-видимому, является следствием наличия в структуре расширенной полости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.2 \div 0.8$). Так как при МПЭ специально не легированный AlGaAs обычно оказывается p -типа проводимости, освещение при низких температурах структуры светом с энергией кванта, большей E_g AlGaAs , приведет к нейтрализации ионизированных акцепторов в расширенной полости и

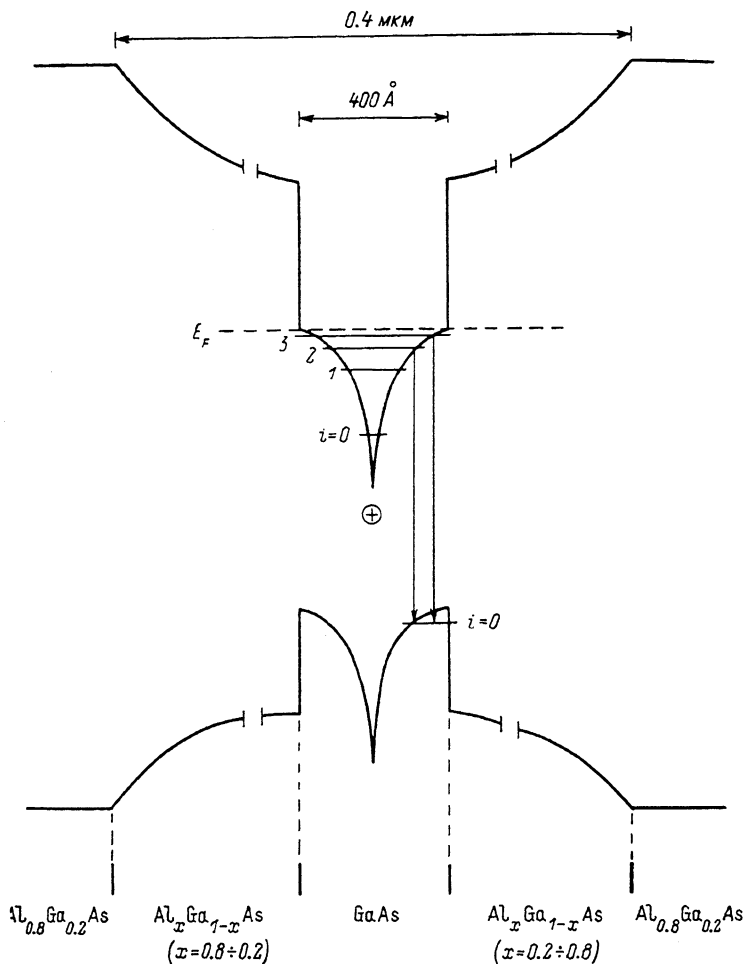


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы исследованной структуры.

увеличению концентрации электронов в GaAs на величину $\sim N_{A \text{ AlGaAs}}$ [6]. Для объяснения полученного экспериментального результата требуется предположить, что уровень фонового легирования $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.2 \div 0.8$) в среднем составляет $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует результатам, обычно получаемым на слоях, выращенных в данной технологической установке.

Измерения магнитосопротивления проводились после освещения структуры белым светом. Наличие осцилляций Шубникова—де-Гааза демонстрирует двумерный характер проводимости в исследуемой структуре. Анализ спектра осцилляций путем численного дифференцирования (рис. 2, а) и быстрого Фурье-преобразования зависимости $d\rho/dB$ от $1/B$ дает возможность выделить четыре гармоники, которые соответствуют концентрациям электронов $3.8 \cdot 10^{12}$, 2.7×10^{12} , $1.7 \cdot 10^{12}$, $0.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в $i=0, 1, 2, 3$ подзонах размерного квантования соответственно (рис. 2, б). Низкая подвижность электронов, характерная для подобных структур, и главным образом диапазон магнитных полей, ограни-

ченный 8 Т, дают возможность лишь оценочного определения концентраций электронов в подзонах размерного квантования. Тем не менее их сопоставление с расчетными зависимостями, приведенными в [3], позволяет говорить об отличии профиля легирования в исследованной структуре от δ -функции и его эффективном размытии на величину порядка 100 Å.

Спектр низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) исследованной структуры представлен на рис. 3. По своему виду он сильно отличается от спектра ФЛ δ -легированного GaAs, приведенного в [5], который в значительной мере совпадает со спектром, характерным для обычного эпитаксиального GaAs. Доминирует в спектре полоса А с энергией максимума 1.535 эВ. На ее длинноволновом крыле наблюдается полоса В с энергией максимума 1.520 эВ. Спад интенсивности излучения в длинноволновой области происходит гораздо более плавно, чем в коротковолновой. Соотношение интенсивностей полос А и В не изменяется при увеличении плотности возбуждения и энергии квантов возбуждающего света ($\hbar\omega = 1.96$ и 2.41 эВ соответственно). Это свидетельствует о том, что полоса В не связана с рекомбинацией фотовозбужденных носителей в буферном слое GaAs или рекомбинацией с участием примесей, а представляет собой излучение из активной области исследуемой структуры. Ход потенциала

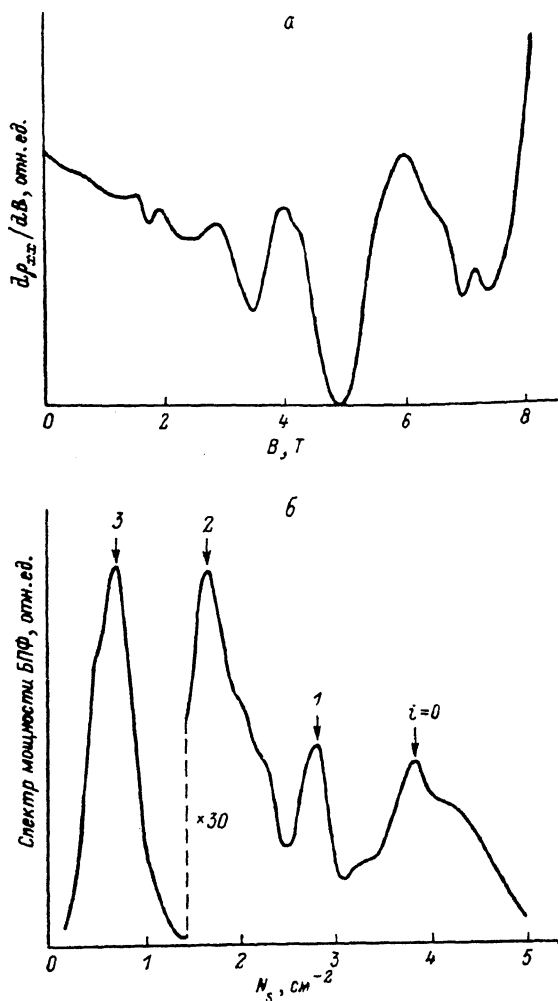


Рис. 2. Определение концентраций электронов в подзонах размерного квантования исследованной структуры путем последовательных операций численного дифференцирования (а) и быстрого фурье-преобразования (б) осцилляций Шубникова—де-Гааза.

в активной области (рис. 1) обуславливает пространственное разделение большей части электронов в квантовой яме, образующейся при δ -легировании Si GaAs, с неравновесными фотовозбужденными дырками. Как следует из результатов самосогласованного расчета [3], для данной структуры перекрытие волновых функций электронов и дырок, а следовательно, и прямые оптические переходы в спектре ФЛ при сравнительно слабом уровне возбуждения возможны лишь для двух верхних электронных уровней и основного дырочного уровня. Как известно [7], «запрещенные» правилами отбора прямые излучательные переходы могут наблюдаться в спектре ФЛ двумерного электронного газа при больших концентрациях носителей за счет многочастичных взаимодействий. Поскольку наиболее вероятными являются прямые переходы и энергетический зазор между вторым и третьим электронными уровнями приблизительно соответствует разнице в положении полос А и В в спектре ФЛ, они могут быть идентифицированы как переходы $3-0$ и $2-0$ соответственно (рис. 1). Энергетическое положение максимумов ФЛ обусловлено размерным квантованием дырок в кван-

товой яме, образованной потенциалом δ -легированного GaAs, и разрывом валентной зоны (рис. 1). Медленный спад интенсивности излучения в длинноволновой области спектра может быть следствием вклада непрямых переходов с участием нижних электронных подзон.

В магнитном поле, перпендикулярном плоскости легирования, происходит сдвиг максимумов полос в коротковолновую сторону (рис. 4). Линейный характер сдвигов и расщепление полосы *A* обусловлены ходом уровней Ландау для свободных носителей. Зависимость положения максимумов от магнитного поля описывается выражением $E = E_0 + \hbar \omega_c (n + 1/2)$, где n — номер уровня

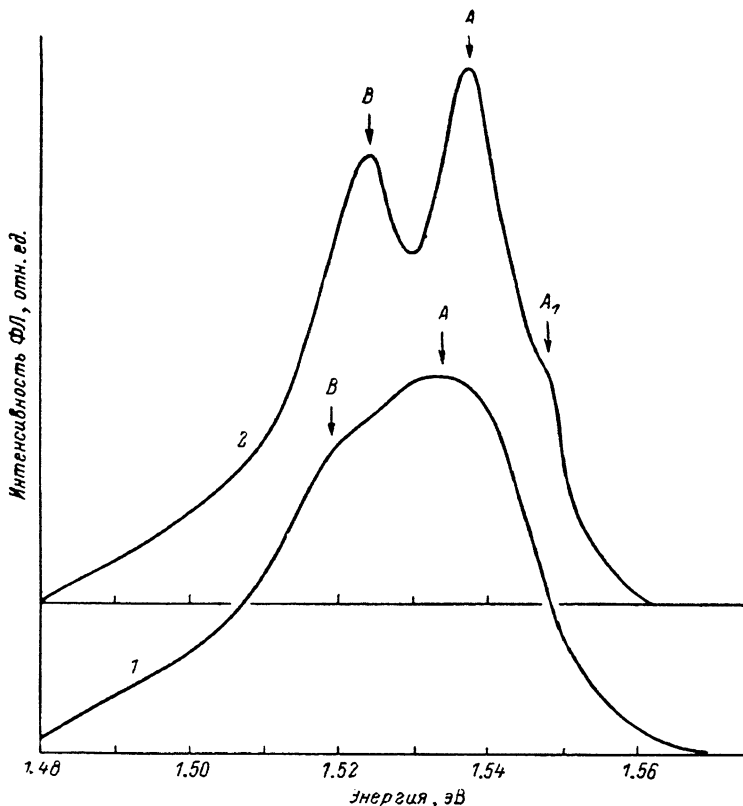


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции исследованной структуры при 4.2 К в отсутствие магнитного поля (1) и в магнитном поле $B=8$ Т (2), направленном перпендикулярно плоскости легирования.

Ландау, $\hbar \omega_c = \hbar e B / m^*$, $m^* = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*)$ — приведенная масса электрона и дырки. Из наклона этой зависимости можно определить величину эффективной массы свободного электрона на уровне Ферми (так как $m_e^* \ll m_h^*$). Оказывается, что ее величина для исследованной структуры составляет $m_e^* \sim 1.5 m_{e0}^*$, где $m_{e0}^* = 0.067 m_0$ — эффективная масса свободного электрона на дне зоны проводимости в GaAs. Особенность исследованной электронной системы состоит в очень сильном вырождении электронного газа. Положение уровня Ферми глубоко в зоне проводимости делает необходимым учет непараболичности зоны при определении эффективной массы. Оценка ее величины по упрощенной формуле, полученной из теории Кейна [8] для измеренной концентрации носителей, показывает примерное соответствие полученному результату.

В магнитном поле, направленном параллельно плоскости легирования, интегральная интенсивность ФЛ и соотношение интенсивностей полос *A* и *B* практически не изменились, что подтверждает предположение о том, что излучение в этих полосах обусловлено прямыми переходами.

Таким образом, получена и исследована двойная гетероструктура AlGaAs/GaAs с δ -легированной Si узкозонной областью. Наличие потенциальных

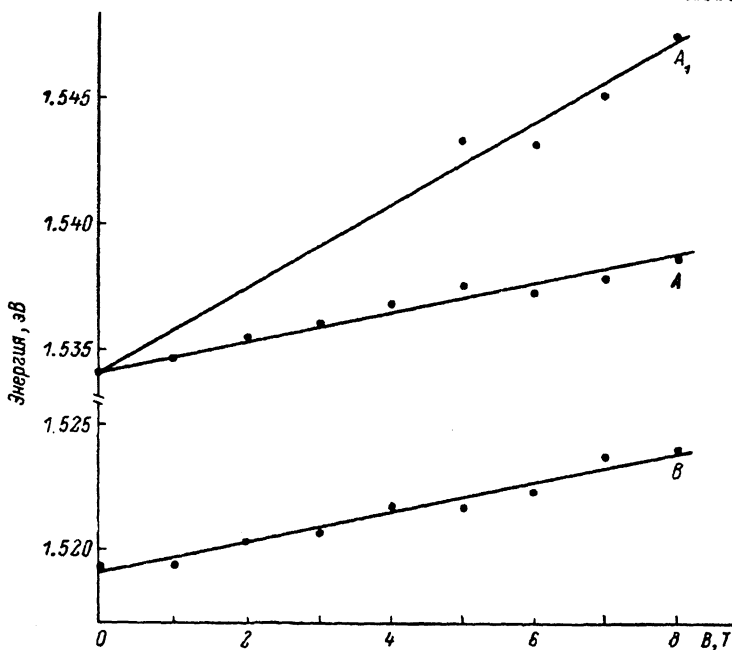


Рис. 4. Зависимость энергии максимумов пиков в спектре фотолюминесценции от магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости легирования.

барьеров, препятствующих уходу фотовозбужденных дырок от плоскости легирования и расширенной полости с градиентом состава, дало возможность впервые наблюдать переходы с участием подзон размерного квантования в δ -легированном GaAs.

Список литературы

- [1] Ploog K. // Phys. Scripta. 1987. V. 19. P. 136—146.
- [2] Schubert E. F., Cunningham J. E., Tsang W. T., Timp G. L. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 15. P. 1170—1172.
- [3] Zrenner A., Koch F., Ploog K. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 671—676.
- [4] Zrenner A., Koch F., Williams R. L., Stradling R. A., Ploog K., Weimann G. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. P. 1203—1209.
- [5] Perry C. H., Lee K. S., Zhou W., Worlock J. M., Zrenner A., Koch F., Ploog K. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 677—682.
- [6] Евтихеев В. П., Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 845—849.
- [7] Pinczuk A., Shah J., Miller R. C., Gossard A. C., Wiegmann W. // Sol. St. Commun. 1984. V. 50. N 8. P. 735—739.
- [8] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 431 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 27.06.1989
Принята к печати 10.07.1989