

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

*Р. Балтрамеюнас, Е. Геразимас,
Д. В. Корбутяк, Ю. В. Крюченко,
Э. Куокитис, В. Г. Литовченко*

Впервые исследовано оптическое усиление квазидвумерной электронно-дырочной плазмы (ЭДП), возникающей в структуре $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ при сильном фотовозбуждении. Обнаружен эффект расширения ЭДП. Показано, что величина скорости распространения квазидвумерной ЭДП вдвое меньше, чем трехмерной.

Детальные исследования спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) слоистой структуры $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ показали, что при достаточно высоких уровнях оптического возбуждения ($L \approx 10^{19}$ квант/см²·с) происходит конденсация пограничных экситонов в квазидвумерную электронно-дырочную жидкость [1, 2]. Характерно, что из-за «стягивания» неравновесных носителей к границе раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ их концентрация может существенно превосходить соответствующее значение для объема GaAs. Представляет интерес исследование квазидвумерной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) при экстремально высоких уровнях оптического возбуждения, когда существенную роль играют эффекты стимулированного излучения. Для рассматриваемой ситуации из-за большей концентрации неравновесных носителей в квазидвумерной ЭДП по сравнению с объемным значением (при аналогичных условиях возбуждения) можно ожидать возникновения особенностей в спектре коэффициента оптического усиления (изменение формы спектра, его ширины, зависимости интенсивности стимулированного излучения от накачки и др.), вызванных изменением условий проявления и самой величины стимулированного излучения.

В настоящей работе впервые исследованы спектры оптического усиления в структуре $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$. Анализ полученных экспериментальных результатов проведен с учетом растекания неравновесных носителей за пределы возбуждаемой области. Важными особенностями квазидвумерной ЭДП, отличающими ее от трехмерной, являются более широкая спектральная область, где наблюдается усиление света, меньшее значение дрейфовой скорости неравновесных носителей при одинаковых уровнях возбуждения.

Спектры оптического усиления в исходных образцах GaAs и структурах $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ исследованы при $T=4.2$ К по методике, разработанной в [3–5], используя в качестве пробного излучения спонтанную люминесценцию. Источник возбуждения образцов — лазер на АИГ: Nd^{3+} модулированной добротности. Схематическое изображение геометрии эксперимента приведено на вставке к рис. 1. Лазерный луч ($\lambda=0.53$ мкм, $\tau_n=10$ нс) с помощью цилиндрической и сферической линз фокусировался на исследуемый образец в виде тонкой полоски длиной $l=160$ мкм (в области прямолинейной зависимости $\lg I_{\text{ст}} = f(l)$). Спектры коэффициента оптического усиления рассчитывались из отношений интенсивностей стимулирован-

ной $I_{ст}$ и спонтанной $I_{сп}$ люминесценции, измеренных при одной и той же плотности накачки

$$\frac{I_{ст}}{I_{сп}} = \frac{\exp(gl) - 1}{gl}. \quad (1)$$

В качестве спектрального прибора использован монохроматор МДР-23. Запись спектров — фотоэлектрическая с использованием синхронного детектирования и применением микро-ЭВМ для сбора данных и их обработки.

На рис. 1 представлены спектры спонтанной и стимулированной ФЛ, измеренные при плотности потока возбуждения $L=5.5 \text{ МВт/см}^2$ на исходном образце GaAs (а) и структуре $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ (б). Стимулированное излучение имеет характерный для этого материала, как и других прямо-

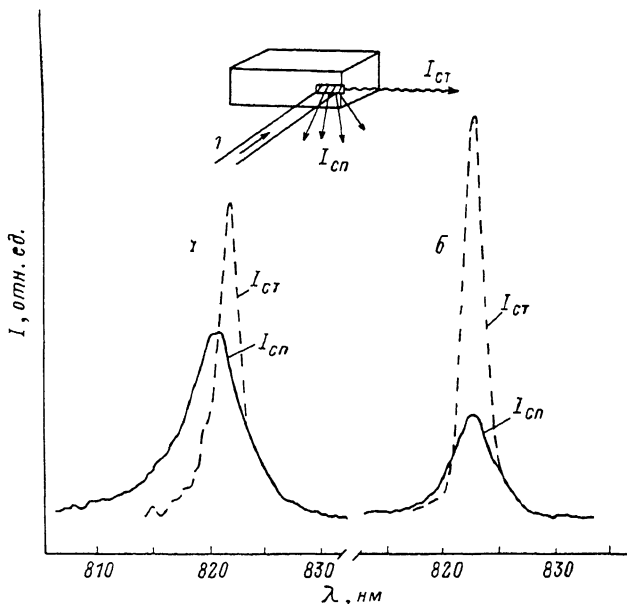


Рис. 1. Спектры спонтанной $I_{сп}$ и стимулированной $I_{ст}$ люминесценции GaAs (а) и границы раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ (б) при $T=4.2 \text{ К}$ и плотности возбуждения $L=5.5 \text{ МВт/см}^2$.

зонных полупроводников, вид [4]: линия стимулированной люминесценции более узкая и сдвинута в длинноволновую область по сравнению со спонтанной. Для структуры $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ максимумы линий стимулированной и спонтанной люминесценций практически совпадают, а интенсивность первой здесь заметно больше, чем в исходном GaAs.

Спектры оптического усиления GaAs и $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$, полученные на основе экспериментальных данных с помощью сопоставления спектров $I_{сп}$ и $I_{ст}$, приведены на рис. 2, а, б соответственно (сплошные линии). Обращает на себя внимание большая ширина спектра коэффициента усиления для структуры $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$. Для анализа формы спектра оптического усиления следует принять во внимание эффект растекания ЭДП за пределы возбуждаемой области из-за действия фермиевского давления [6], которое оказывается существенным в рассматриваемом случае, когда средняя по возбуждаемой области концентрация неравновесных носителей значительно превышает «равновесную», равную для границы раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ $n_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [7]. В предположении простейшего случая параболических зон в прямозонных полупроводниках спектр коэффициента оптического усиления $g(\hbar\omega)$ определяется произведением плотности состояний на комбинацию функций заселенности электронных и дырочных состояний

$$g(\hbar\omega) \sim \sqrt{\hbar\omega - E'_g(n)} (f_e + f_h - 1). \quad (2)$$

Учитывая эффект растекания неравновесных носителей с дрейфовой скоростью v_D , используем «смещенные» функции распределения электронов и дырок [8]

$$f_{e,h} = \{ \exp [(\hbar^2 / 2m_{e,h} (\mathbf{k} + \mathbf{k}_{D_{e,h}})^2 - F_{e,h}) / k_B T] + 1 \}^{-1}, \quad (3)$$

где $\mathbf{k}_{D_{e,h}} = m_{e,h} \mathbf{v}_D / \hbar$, $F_{e,h}$ — квазиуровни Ферми. Произведем усреднение по углам φ между \mathbf{k} и $\mathbf{k}_{D_{e,h}}$

$$f_{e,h}(E) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \{ \exp [((E + m_{e,h} E_{D_{e,h}} / \mu + 2 \sqrt{E E_{D_{e,h}} m_{e,h}} / \mu \cos \varphi) \mu' m_{e,h} - F_{e,h}) / k_B T] + 1 \}^{-1} d\varphi, \quad (4)$$

где

$$E = \hbar\omega - E'_g, \quad \mu = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}, \quad E_{D_{e,h}} = m_{e,h} v_D^2 / 2.$$

Результаты теоретического расчета формы $g(\hbar\omega)$ в зависимости от концентрации неравновесных носителей n при двух фиксированных пара-

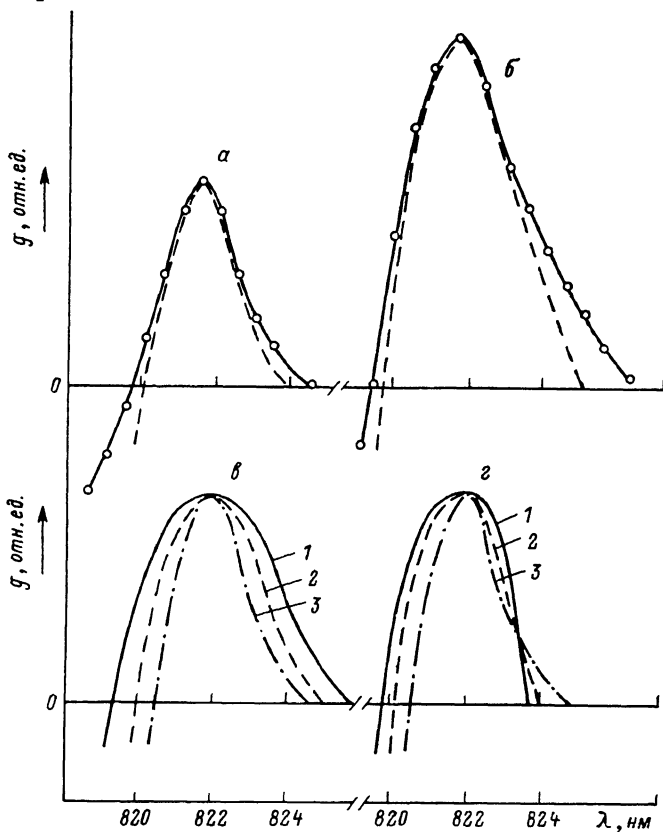


Рис. 2. Спектры оптического усиления для исходного GaAs (а) и границы раздела Si_3N_4 —GaAs (б).

Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет при различных значениях v_D (см·с⁻¹), n (см⁻³), T (К): а — $7 \cdot 10^6$, $9 \cdot 10^{16}$, 21; б — $3.5 \cdot 10^6$, $2 \cdot 10^{17}$, 52. Результаты расчета формы $g(\hbar\omega)$: б — $n = 1.5 \cdot 10^{17}$ (1), $1.2 \cdot 10^{17}$ (2), $9 \cdot 10^{16}$ см⁻³ (3) при $v_D = 7 \cdot 10^6$ см/с, $T = 21$ К; з — $v_D = 0$ (1), $4 \cdot 10^6$ (2), $8 \cdot 10^6$ см/с (3) при $n = 9 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $T = 21$ К.

метрах v_D и T приведены на рис. 2, а зависимость $g(\hbar\omega)$ от v_D при фиксированных n и T — на рис. 2, з. Видно, что увеличение n приводит к значительному уширению спектра $g(\hbar\omega)$ без существенного изменения его формы. В то же время возрастание v_D приводит к сужению спектра $g(\hbar\omega)$ и изменению его формы за счет большей затяжки длинноволнового крыла.

Оптимизация расчета по трем параметрам (T , n , v_D) дает изменение как формы самого спектра $g(\hbar\omega)$, так и его ширины. Сравнение теоретически

рассчитанных спектров $g(\hbar\omega)$ с полученными нами экспериментально для GaAs и Si_3N_4 -GaAs приведено на рис. 2, а, б (точки). Значения параметров приведены в подписи к рис. 2, а, б.

Как видно из анализа формы полосы $g(\hbar\omega)$, наблюдается существенное увеличение концентрации неравновесных носителей для квазидвумерной ЭДП по сравнению с трехмерной (от $n \approx 9 \cdot 10^{16}$ до $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), что является результатом их притяжения (сжатия) к границе раздела Si_3N_4 -GaAs. Большой перегрев ЭДП в случае Si_3N_4 -GaAs (на $\Delta T \approx 30 \text{ K}$) может быть следствием возрастания n в квазидвумерном случае, а также локализацией неравновесных фононов вблизи раздела Si_3N_4 -GaAs. Наконец, уменьшение средней величины ν_D для квазидвумерной ЭДП обусловлено затруднением растекания ЭДП в глубь образца.

В заключение благодарим М. П. Лисицу и М. С. Бродина за полезное обсуждение результатов настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Зуев В. А., Корбутяк Д. В., Литовченко В. Г. и др. ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 4 (10), с. 1289—1300.
- [2] Зуев В. А., Корбутяк Д. В., Крюченко Ю. В., Литовченко В. Г. ФТТ, 1978, т. 20, № 10, с. 2908—2914.
- [3] Benoit a la Guillaume C., Debever J. M., Salvan F. Phys. Rev., 1969, vol. 177, N 2, p. 567—580.
- [4] Shaklee K. L., Nabory R. E., Leheny R. F. J. Luminescence, 1973, vol. 7, p. 284—309.
- [5] Балтрамеюнас Р., Куокштис Э. Лит. физ. сб., 1982, т. 22, № 5, с. 93—99.
- [6] Modesti S., Quagliano L. G., Frova A. et al. J. Luminescence, 1981, vol. 24/25, p. 581—584.
- [7] Korbutyak D. V., Litovchenko V. G. Phys. St. Sol. (b), 1983, vol. 120, N 1, p. 87—97.
- [8] Forchel A., Schweizer H. Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 51, N 6, p. 501—504.

Вильнюсский государственный
университет им. В. Капсукаса
Вильнюс

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.