

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ БЛИЗНЕЦОВАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ GaAs/AlGaAs В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

П.С.Копьев, Д.Н.Мирлин, В.Ф.Салега,
А.А.Сиренко

В структурах с квантовыми ямами на основе GaAs/AlGaAs в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости слоев, обнаружено возгорание полосы вторичного свечения вблизи линии лазерного возбуждения. Это свечение обусловлено близнецовой (geminate) рекомбинацией электронно-дырочных пар.

В работе исследовались структуры GaAs/Al_{0,28}Ga_{0,72}As с изолированными квантовыми ямами с шириной $L_z = 50, 70$ и 100 \AA . Ширина барьеров 100 \AA , число периодов 60 ± 100 . Структуры получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией $\langle 100 \rangle$. Структуры специально не легировались, концентрация остаточных акцепторов (углерод) составляла $10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Возбуждение осуществлялось линиями криптонового лазера с $\hbar\omega_{exc} = 1,65; 1,83, \text{ и } 1,92 \text{ эВ}$.

При гелиевых температурах в магнитном поле $B > 4 \text{ Тл}$, приложенном перпендикулярно плоскости квантовых ям вдоль луча возбуждающего лазера, возникает полоса вторичного свечения (рис. 1). Видно, что ее интенсивность быстро возрастает с B . Спектральная зависимость интенсивности вторичного свечения в стоксовой области близка к экспоненциальной: $I(\epsilon) = I_0 \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$, где ϵ – стоксов сдвиг, ϵ_0 – величина, порядка 2 мэВ, I_0 линейно зависит от интенсивности накачки в диапазоне до $5 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (рис. 1). Возникающее в магнитном поле вторичное свечение линейно поляризовано при линейнополяризованном возбуждении. Степень линейной поляризации достигает 0,6 в поле 7 Тл. Наряду с этим происходит поворот плоскости поляризации. Интенсивность вторичного свечения уменьшается с увеличением температуры. При 80 К полоса исчезает.

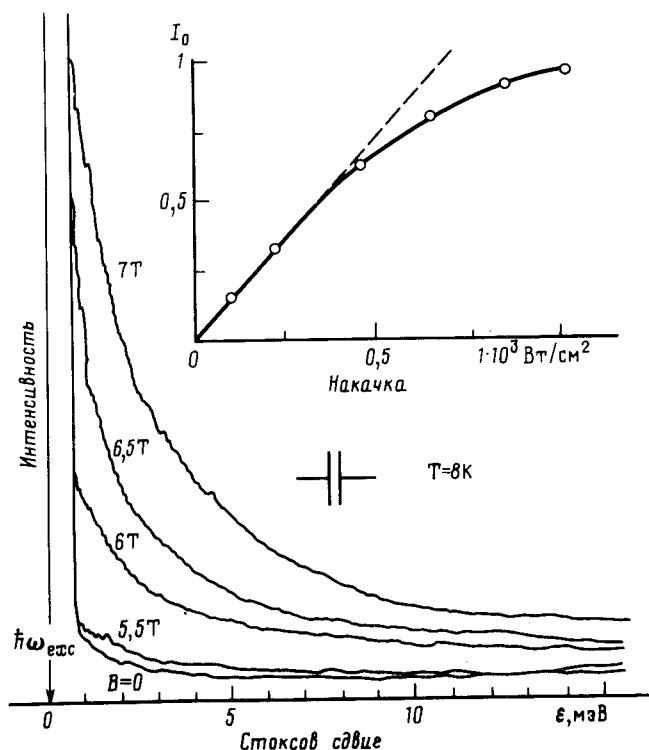


Рис. 1. Спектры полосы вторичного свечения для структуры GaAs/Al_{0,28}Ga_{0,72}As с шириной квантовых ям $L_z = 70 \text{ \AA}$ при различных значениях магнитного поля. Величины магнитного поля указаны на рисунке. Начальная энергия электронов $E_0 = 215 \text{ мэВ}$ ($E_0 > \hbar\omega_{LO}$), возбуждение $\hbar\omega_{exc} = 1,83 \text{ эВ}$. На врезке представлена зависимость интенсивности вторичного свечения от накачки

Мы полагаем, что наблюдаемое вторичное свечение обусловлено близнецовой рекомбинацией, а именно, рекомбинацией электрона и дырки которые были рождены в одном акте поглощения кванта света. Магнитное поле ограничивает пространственное движение двумерных носителей в плоскости квантовой ямы, увеличивая перекрытие волновых функций электрона и дырки. Таким образом, возрастает вероятность их излучательной рекомбинации. Такой механизм рекомбинации может играть существенную роль в магнитных полях, в которых произведение циклотронной частоты на время рассеяния становится больше единицы: $\omega_c \tau > 1$. В рамках предложенной модели объясняются основные особенности вторичного свечения, такие как линейная зависимость его интенсивности от накачки и растущая с магнитным полем линейная поляризация, обусловленная корреляцией спинов электрона и дырки, рожденных в одном акте поглощения ¹. В случае рекомбинации горячих электронов и дырок, потерявших когерентность, следует ожидать квадратичной зависимости интенсивности люминесценции от накачки ².

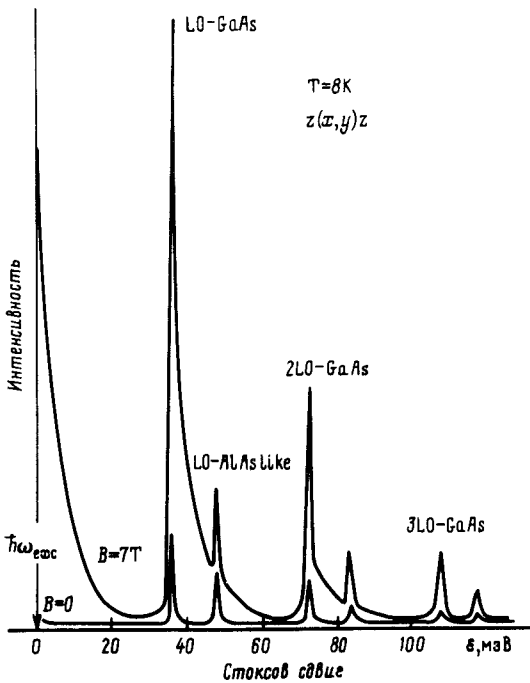


Рис. 2. Спектры Рамановского рассеяния на LO фононах, а также полосы вторичного свечения и ее LO-фононных повторений при двух значениях магнитного поля: $B = 7$ Т и $B = 0$. Возбуждение $\hbar\omega_{exc} = 1,83$ эВ. Структура та же, что и на рис.1

Если кинетическая энергия электрона в момент возбуждения E_0 больше энергии оптического фонона $\hbar\omega_{LO}$, то τ определяется временем полярного оптического рассеяния: $\tau \approx \tau_{po} = 160$ фс ³. В этом случае условие $\omega_c \tau > 1$ выполняется, когда $B > 4$ Тл. Именно в этом диапазоне магнитных полей возникает полоса близнецовой рекомбинации и ее интенсивность и поляризация начинают монотонно возрастать с увеличением B . В спектре наблюдаются второе и третье фононные повторения полосы близнецовой рекомбинации (через 36,6 мэВ) в области Рамановского рассеяния света на оптических фононах (рис. 2). Ширина полосы и ее LO-фононных повторений определяется рассеянием близнецовой электронно-дырочной пары на акустических фононах.

Поведение линий рассеяния на оптических фононах LO-GaAs и интерфейсных модах в магнитном поле, в том числе и при увеличении температуры, сходно с отмеченными особенностями полосы близнецовой рекомбинации. Наблюдается сильное (до 15 раз) возрастание интенсивности линии LO-GaAs фонона в поле 7 Тл. Аналогичная зависимость интенсивности рассеяния на оптических фононах от магнитного поля в структурах с квантовыми ямами наблюдалась в работах ^{4, 5}. По-видимому, это явление для случая возбуждения вдали от эк-

ситонных резонансов может быть объяснено в рамках предложенной нами модели, если предположить, что близнецовая электронно-дырочная пара является промежуточным состоянием при рассеянии на LO -фононах.

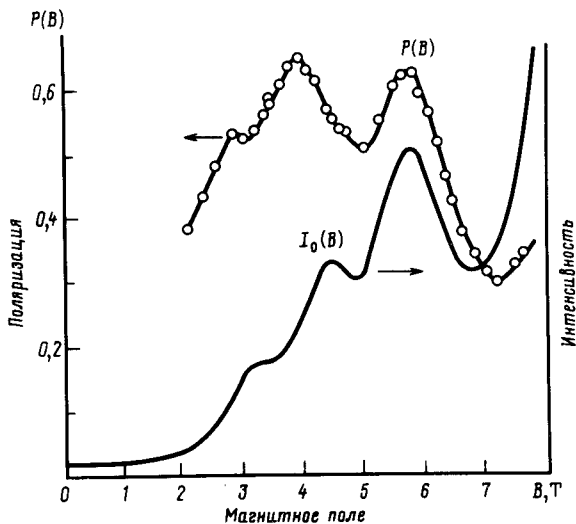


Рис. 3. Зависимость интенсивности и поляризации полосы вторичного свечения от магнитного поля для структуры с шириной квантовых ям $L_2 = 50$ А. Начальная энергия электронов $E_0 = 32$ мэВ ($E_0 < \hbar\omega_{LO}$), возбуждение $\hbar\omega_{exc} = 1,65$ эВ

При возбуждении электронов с кинетической энергией меньшей энергии оптического фонона $E_0 < \hbar\omega_{LO}$, время рассеяния определяется испусканием акустических фононов. В этом случае в полях $B > 3$ Тл выполняется условие $\omega_c \tau \gg 1$. В этом интервале магнитных полей наблюдались осцилляции интенсивности и поляризации полосы близнецовой рекомбинации (рис. 3). Появление этих осцилляций обусловлено, по-видимому, резонансом кванта возбуждающего света с расстоянием между уровнями Ландау размерно квантованных электронной и дырочных подзон.

В случае надбарьерного возбуждения ($\hbar\omega_{exc} > E_g$ барьера) все вышеперечисленные эффекты, обусловленные магнитным полем, полностью отсутствуют. Поэтому, можно полагать, что близнецовая рекомбинация в магнитном поле характерна для двумерных систем.

Авторы благодарны А.Г.Аронову, Б.П.Захарчене, Е.Л.Ивченко, В.И.Перелю и В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения в ходе работы.

Литература

1. Бир Г.Л. и др. Изв. АН СССР, сер. физ. 1976, **40**, 1866.
2. D. von der Linde et al. J. Lumin., 1981, **24-25**, 675.
3. Zakharchenya V.P. et al. Sol. St. Commun., 1989, **69**, 203.
4. Gammon D. et al. Phys. Rev. B., 1987, **35**, 2552.
5. Zucker J.E. et al. Surf. Sci., 1988, **196**, 563.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 апреля 1990 г.