

ОШГ. Максимумы МРО имеют место при совпадении расстояния между уровнями Ландау и уровнями размерного квантования.

Физическая причина аномальной температурной зависимости амплитуды МРО состоит в следующем. Скорость температурного затухания квантовых осцилляций определяется частотой осцилляций плотности состояний в магнитном поле как функции энергии. С ростом температуры среднее значение осциллирующей части плотности состояний на интервале температурного размытия уровня Ферми резко падает, а амплитуда ОШГ экспоненциально убывает. ОШГ связаны с переходами электронов из (в) особенности плотности состояний, т. е. ОШГ определяются наложением монотонной и осциллирующей составляющих плотности состояний. Частота осцилляций последней велика, и ОШГ быстро затухают с ростом температуры. В отличие от ОШГ МРО связаны с переходами электронов между особенностями плотности состояний, т. е. определяются наложением осциллирующих частей плотности состояний различных размерных подзон. Осцилляции плотности состояний от разных подзон гасят друг друга, и скорость температурного затухания амплитуды МРО резко падает.

В заключение заметим, что попытки определения эффективной массы из температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций в инверсионных слоях на кремнии приводят к противоречиям [4, 5]. Результаты настоящей работы позволяют связать аномальное поведение температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций с заполнением второй подзоны размерного квантования и соответственно с проявлением МРО в указанных экспериментах.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. — Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, N 2, p. 437—672; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
- [2] Романов А. А., Магарилл Л. И., Сардарян В. С. — ФТП, 1970, т. 4, в. 7, с. 1262—1266.
- [3] Магарилл Л. И., Романов А. А. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 4, с. 993—996.
- [4] Fang F. F., Fowler A. B., Hartstein A. — Phys. Rev. (B), 1977, v. 16, N 10, p. 4446—4454.
- [5] Fang F. F., Fowler A. B., Hartstein A. — Surf. Sci., 1978, v. 73, p. 269—271.

Запорожский машиностроительный институт  
им. В. Я. Чубаря

Получено 12.02.1988  
Принято к печати 26.07.1988

*ФТП, том 22, вып. 12, 1988*

## ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs—GaAlAs С ПИКОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Вайнерт Х., Латинис В., Юршенас С., Балтрамеюнас Р.

В настоящее время широко исследуется динамика квазидвумерных фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых сверхрешетках (СР). Известно, что при низких температурах и в случае малых уровней фотовозбуждения оптические свойства нелегированных GaAs—GaAlAs СР определяются рекомбинацией свободных экситонов (см., например, [1]). В некоторых исследованиях наряду с изучением процессов релаксации энергии фотовозбужденных носителей, их термализации и эффектов горячей люминесценции [2, 3] значительное внимание уделяется экранированию квазидвумерных экситонов электрон-дырочной плазмой (ЭДП) высокой плотности [4, 5] и эффектам самоэкранирования [6]. Причем в данных работах эксперименты проводились преимущественно методами абсорбционной спектроскопии с разрешением во времени.

В данной работе на основе анализа спектрально-временных характеристик люминесценции СР GaAs—GaAlAs при разных уровнях фотовозбуждения про-

ведено детальное исследование свойств экситонного газа в квазидвумерной структуре в условиях, когда плотность квазичастиц близка к порогу диэлектрического экранирования.

Экспериментально исследовался образец, выращенный по технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs. СР состоит из 100 периодов,

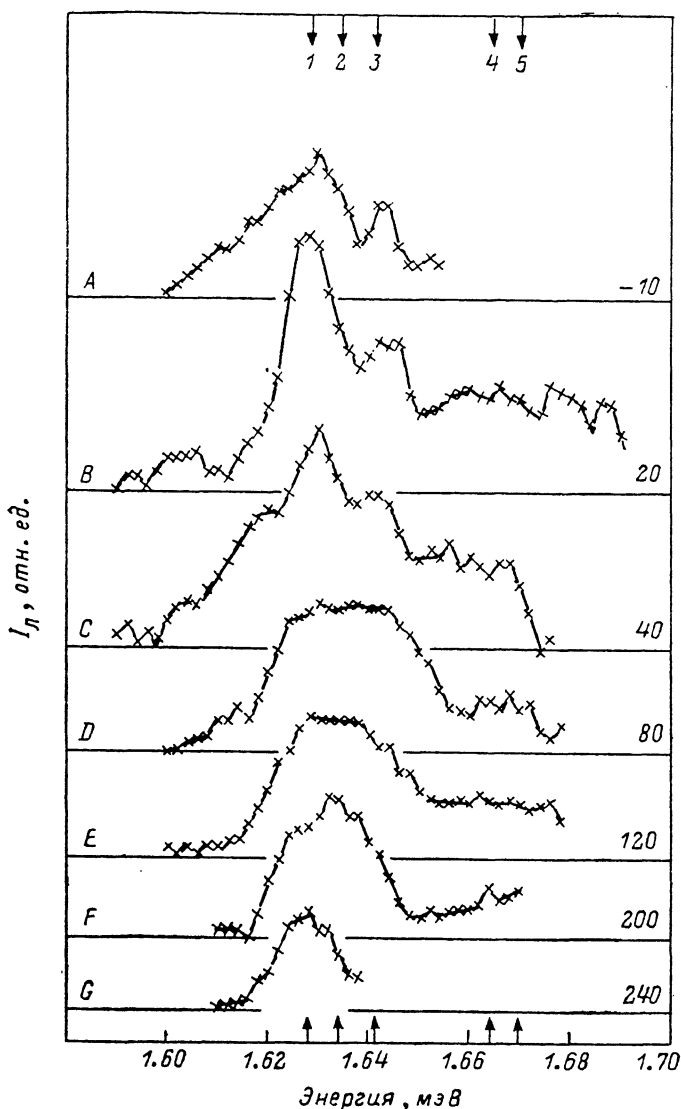


Рис. 1. Спектрально-временные зависимости люминесценции сверхрешетки GaAs—GaAlAs при плотности мощности возбуждения  $5 \text{ МВт/см}^2$ .

Справа — время (в пс) относительно момента возбуждения. Стрелками обозначено: 1 — энергетическое положение пика люминесценции  $n=1ehh$  (электрон—тяжелая дырка) экситона при слабом возбуждении, 2 — позиция пика абсорбции  $n=1ehh$  экситона, 3 — позиция первого возбужденного состояния  $n=2ehh$  экситона, 4 — позиция пика абсорбции  $n=1elh$  (электрон—легкая дырка) экситона, 5 — позиция первого возбужденного состояния  $n=2elh$  экситона.

где GaAs квантовые ямы ( $d_W=5.088 \text{ нм}$ ) разделены барьерами из  $\text{Ga}_{0.59}\text{Al}_{0.41}\text{As}$  толщиной  $d_B=5.093 \text{ нм}$ . Параметры образца  $d_W$ ,  $d_B$  и содержание Al были определены рентгеновскими методами. Спектры люминесценции этого образца при слабом лазерном возбуждении, а также исследования спектроскопией возбуждения показали, что для  $n=1ehh$  (электрон—тяжелая дырка) экситона наблюдается «стоксово» смещение величиной  $3\div4 \text{ мэВ}$  между пиками возбуждения и люминесценции, что свидетельствует о хорошем качестве образца и о локализации экситонов на флуктуациях толщины.

Эксперимент проводился при температуре образца 4.2 К на пикосекундном люминесцентном спектрометре [7]. Вторая гармоника излучения пикосекундного лазера на АИГ : Nd<sup>3+</sup> ( $h\nu=2.33$  эВ, длительность импульса 30 пс) была

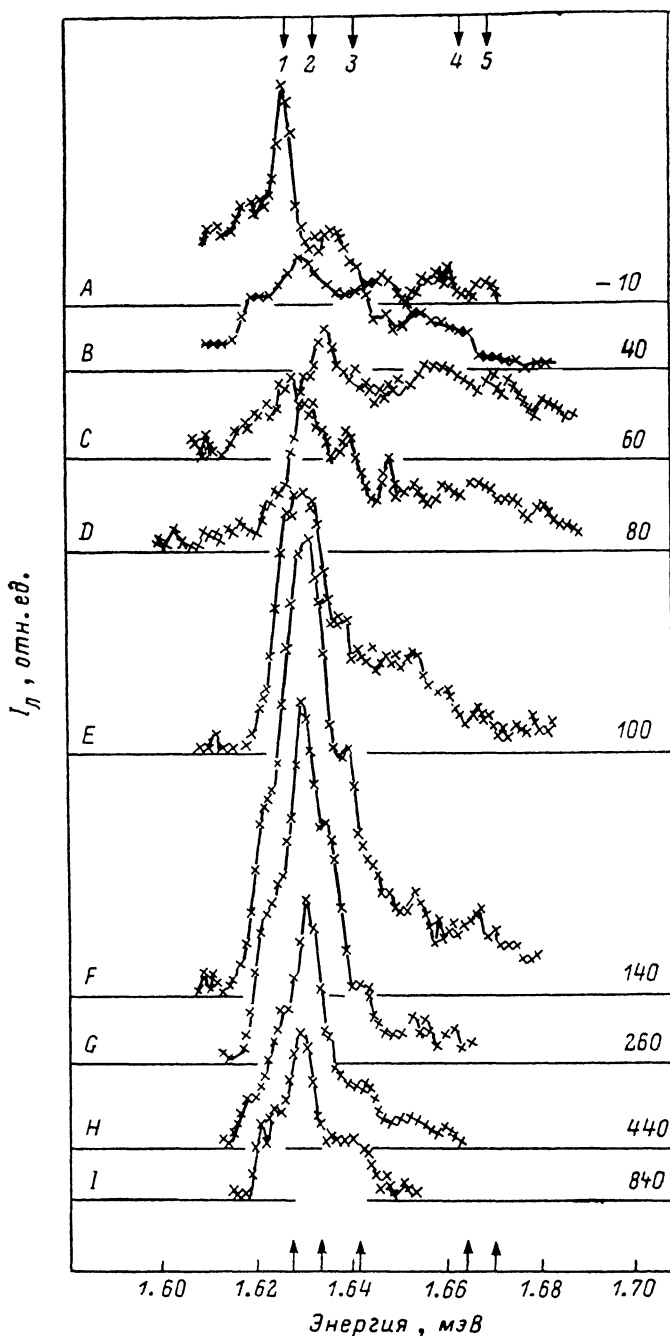


Рис. 2. Спектрально-временные зависимости люминесценции сверхрешетки GaAs—GaAlAs при плотности мощности возбуждения 0.5 МВт/см<sup>2</sup>.

Обозначения те же, что и на рис. 1.

использована для возбуждения, т. е. однофотонно возбуждались одновременно квантовые ямы и барьеры СР. Спектры люминесценции регистрировались при помощи решеточного монохроматора, фотоумножителя и электронной системы сбора и первичной обработки данных. Управление экспериментом и дальнейшая обработка результатов осуществлялись при помощи микрокомпьютера ДВК-2М.

Для устранения влияния нестабильности лазера применялась численная селекция импульсов возбуждения по амплитуде в интервале  $I_b = I_b \pm 10\%$ . Для каждой спектральной точки сигнал накапливался из 30 импульсов, следующих с частотой 2 Гц.

На рис. 1 представлена спектрохронограмма люминесценции СР при плотности мощности возбуждения  $I_b = 5$  МВт/см<sup>2</sup>. В течение первых 20 пс спектр определялся хорошо различимой рекомбинацией экситонов в состоянии  $n=1ehh$ , причем не наблюдалось «хвоста» люминесценции ЭДП. В интервале времени от 20 до 80 пс экситонные линии расширялись и в спектре излучения ( $D$ ) ( $t=80$  пс) преобладала широкая полоса люминесценции, сосредоточенная в энергетическом интервале рекомбинационных переходов  $n=1ehh$  экситонов. Характерно, что в интервале времени от 80 до 120 пс после возбуждения не наблюдалось отдельных острых пиков и фона излучения ЭДП. Это означает, что в данном случае плотность экситонов достигла максимального значения и индивидуальные экситоны почти полностью экранированы окружающим экситонным газом. С течением времени (рис. 1, спектр  $F$ ,  $t=200$  пс) интенсивность и полуширина этой широкой линии уменьшались, т. е. плотность экситонов падала. Наконец, при  $t=240$  пс (спектр  $G$ ) была хорошо различима линия  $n=1ehh$  экситона с той же самой энергией максимума, что и в случае слабого непрерывного возбуждения.

На рис. 2 представлены результаты исследования спектров люминесценции СР при плотности мощности возбуждения  $I_b = 0.5$  МВт/см<sup>2</sup>. В этом случае хорошо различимая в начальный момент возбуждения линия  $n=1ehh$  экситона впоследствии расширялась, а ее пиковая интенсивность падала (спектр  $C$ ,  $t=60$  пс). С течением времени эта линия сужалась и расщеплялась на две отдельные линии, видимо, связанные с основным и возбужденным состояниями экситона. В дальнейшем происходил рост пиковой и спектрально интегрированной интенсивности излучения на линии основного состояния экситона, достигавшей максимального значения  $t=140$  пс. После этого интенсивность люминесценции уменьшалась почти экспоненциально со временем, а позиция пика смещалась в начальное положение. Определенное по экспоненциальному спаду значение времени жизни  $n=1ehh$  экситона составляло  $\tau = 700 \pm 100$  пс.

Анализируя полученные результаты, можно предположить, что в начальной после возбуждения стадии излучения преобладает люминесценция локализованных на флуктуациях толщины слоев экситонов. Это означает, что процессы захвата экситонов в область с увеличенной толщиной квантовых ям происходят моментально в пикосекундной шкале времени. Смещение положения пика люминесценции в положение пика абсорбции с возрастанием плотности экситонов свидетельствует о насыщении локализованных состояний экситонов.

Интересным экспериментальным результатом является факт наблюдаемого уменьшения интенсивности экситонной люминесценции при увеличении уровня возбуждения до 10 МВт/см<sup>2</sup> и более. Наряду с увеличением интенсивности направленного стимулированного излучения вдоль поверхности образца, не попадающего в систему регистрации, это также указывает на существование быстрых и эффективных каналов безызлучательной рекомбинации (например оже-рекомбинации), что приводит к быстрому спаду плотности ЭДП. Значение плотности ЭДП в двумерном случае, определенное из наблюдаемой ренормализации ширины запрещенной зоны 30 мэВ [8], здесь составляет  $n_{2D} = 4.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (или  $9.7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), что близко к критическому значению  $n_c = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> для существенной оже-рекомбинации, предполагаемому в [9] из соображений размерности.

Зависимость скорости возрастания интенсивности люминесценции  $n=1ehh$  экситона в течение первых десятков пикосекунд от уровня фотовозбуждения может быть вызвана переносом носителей из возбужденных барьеров в квантовые ямы. Этот процесс, видимо, более вероятен, чем замедленный перенос носителей из  $X$ - или  $L$ -долин, ибо известно [10], что носители заряда, возбужденные в высшие уровни, не захватываются моментально (в пикосекундной шкале времени) в квантовые ямы. Нужно отметить, что задержка во времени между максимумом возбуждения и максимумом интенсивности люминесценции  $n=1ehh$  экситона уменьшается с ростом возбуждения. Это может служить указанием

на то, что диффузия носителей из барьеров в квантовые ямы усиливается с увеличением плотности носителей.

В заключение проведены исследования кинетики фотолуминесценции  $\text{CP GaAs-GaAlAs}$  в пикосекундной шкале времени при плотности фотовозбужденных квазичастиц вблизи порога перехода Мотта. Показано, что наряду с экранированием квазидвумерных экситонов электронно-дырочной плазмой при ее плотности  $n_{2D} \geq 4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  возможно и самоэкранирование в газе экситонов при несколько меньших скоростях генерации неравновесных квазичастиц.

Авторы выражают признательность Д. Хулин, Й.-Л. Оудару за обсуждение результатов и Х.-Г. Брюлю за рентгеноскопические исследования образца.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Göbel E. O., Kuhl J., Höger R. J. — *Luminesz.*, 1985, v. 30, p. 541—550.
- [2] Ryan J. F. — *Physica*, 1984, v. 127B, N 3, p. 343—348.
- [3] Das Sarma S., Mason B. A. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 33, N 2, p. 1418—1419.
- [4] Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Shah J., Greene B. I., Gossard A. C., Weisbuch C. — *Sol. St. Commun.*, 1983, v. 47, N 12, p. 981—983.
- [5] Knox W. H., Hirlimann C., Miller D. A. B., Shah J., Chemla D. S., Shank C. V. — *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v. 56, N 11, p. 1191—1193.
- [6] Hulin D., Mysyrowicz A., Antonetti A., Migus A., Masselink W. T., Morkoc H., Gibbs H. M., Peyhambarian N. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 33, N 6, p. 4389—4391.
- [7] Юршенас С., Латинис В., Стяпанкявичюс В. — *Лит. физ. сб.*, 1988, т. 27, № 1.
- [8] Schmitt-Rink S., Ell C., Koch S. W., Schmidt H. E., Haugh N. — *Sol. St. Commun.*, 1984, v. 52, N 2, p. 123—125.
- [9] Landsberg P. T., Adams M. J. — *IEE Proc.*, 1986, v. 133, p. 118.
- [10] Nakamura A., Fujiwawa K., Tokuda Y., Nakayama T., Hirai M. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 34, p. 9019.

Вильнюсский государственный университет  
им. В. Капсукаса

Получено 7.05.1988  
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ НА НАКОПЛЕНИЕ А-ЦЕНТРОВ В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф.

В работах [1-4] установлено, что воздействие электрического поля напряженностью  $E=10^4 \div 10^5$  В/см приводит к уменьшению эффективности введения таких радиационных дефектов (РД), как А-центры (комплекс вакансия—кислород) в кремнии. Данный эффект связывают с двумя основными механизмами: дрейфом и изменением зарядового состояния наиболее подвижных компонентов комплекса — вакансий в электрическом поле. В работе [3] сделана попытка выделить доминирующий механизм воздействия электрического поля на процессы радиационного дефектообразования. Предполагалось, что если основной причиной изменения концентрации РД является дефицит вакансий за счет их дрейфа в электрическом поле, то понижение температуры облучения замедлит дрейф (уменьшится подвижность вакансий) и эффективность введения РД будет стремиться к своему значению в нейтральном объеме полупроводника. Однако эксперимент [3] показал следующее. С понижением температуры облучения  $T_{\text{обл}}$  происходило еще большее уменьшение эффективности введения РД в ОПЗ (область пространственного заряда) по сравнению с квазинейтральным объемом базы исследуемых  $p^+ - n$ -структур, причем не во всем диапазоне  $T_{\text{обл}} = 300 \div 78$  К, а при  $T_{\text{обл}} = 180 \div 160$  К. Такой ход температурной зависимости и интервал  $180 \div 160$  К изменения эффективности введения РД не объяснялись дрейфом вакансий из ОПЗ. Поэтому авторы [3] пришли к выводу, что определяющим