

©1994

РАЗОГРЕВ ДВУМЕРНОГО ЭКСИТОННОГО ГАЗА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ

*Е.С.Москаленко, А.В.Акимов, А.Л.Жмодиков, А.А.Каплянский,
Т.Ченг,¹ О.Хьюз,¹ Л.Дж.Чаллис¹*

По изменениям в спектрах экситонной люминесценции при $T = 4.5$ К обнаружен разогрев двумерного экситонного газа (2DEHG) в квантовых ямах разной толщины в структуре GaAs/AlGaAs под действием фоновых тепловых импульсов, инжектированных в структуру со стороны подложки полужолирующего GaAs. Результаты интерпретируются с учетом как связанной с законами сохранения специфики взаимодействия 2D-экситонов с акустическими фононами разных частот, так и неравновесного (непланковского) спектра фононов, прошедших через подложку. Отмечена роль экситон-экситонных столкновений в фоновом разогреве, проявляющемся в наблюдаемой зависимости от плотности 2DEHG.

Взаимодействие двумерных (2D) экситонов с акустическими фононами играет первостепенную роль в динамике экситонных возбуждений в квантовых ямах (QW). Это взаимодействие проявляется в процессах энергетической релаксации горячих 2D-экситонов, обычно создаваемых при фотовозбуждении и последующем связывании электронно-дырочных пар [1], в процессах термализации 2D-экситонного газа, в транспортных свойствах и диффузии экситонов в плоскости ям [2], в температурной зависимости экситонных спектров [3]. В настоящей работе впервые взаимодействие 2D-экситонов с акустическими фононами исследуется по эффекту энергетического перераспределения (разогрева) экситонного газа под действием неравновесных акустических фононов, инжектируемых в образец при низкой (гелиевой) температуре. Разогрев экситонного газа в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, вызванный поглощением экситонами неравновесных акустических фононов, детектировался нами по спектрам экситонной фотолюминесценции. В этих опытах ясно отразились специфические особенности взаимодействия 2D-экситонов с фононами. Заметим, что ранее исследовалось взаимодействие с неравновесными фононами 2D-электронного газа в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [4] и в Si MOSFET [5], при этом в [4] эффекты электрон-фононного взаимодействия регистрировались по люминесценции 2D-структуры. Эти эксперименты демонстрируют большие возможности применения методов физики неравновесных фононов к исследованию динамических свойств электронных возбуждений в 2D-системах.

¹ Физический факультет Ноттингемского-Университета, Ноттингем NG7 2RD, Великобритания.

1. Образцы и спектры фотолюминесценции

Структуры GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами (QW) GaAs разной толщины выращены на (001) подложках из полуизолирующего GaAs толщиной 0.4 mm. Толщина ям L_z (начиная от поверхности) составляет $L_z = 2.5, 5.1, 10.2, 19.5, 29.7, 39.9$ nm. QW отделены друг от друга барьерами $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ одинаковой толщины 20.4 nm. Структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии без прерывания при температуре подложки $630^\circ C$.

Спектры фотолюминесценции исследовались при помещении образцов в проточный гелиевый криостат, обеспечивающий их охлаждение до регулируемых температур $T_0 \geq 4.5$ K. Экситонная люминесценция возбуждалась лучом непрерывного Ar лазера ($\lambda = 514.5$ nm), сфокусированного на площадь 10^{-2} mm² на грань образца с QW . С помощью нейтральных фильтров плотность возбуждения менялась в пределах $1-50$ W/cm². Спектры фотолюминесценции анализировались с помощью двойного решеточного монохроматора ДФС-24 (обратная линейная дисперсия 0.5 nm/mm) со спектральным разрешением ~ 0.1 meV ($\lambda = 800$ nm). Сигнал фотолюминесценции регистрировался фотоумножителем ФЭУ-79 в режиме счета фотонов.

На рис. 1 приведены фрагменты спектра фотолюминесценции структуры с QW при $T_0 = 4.5$ K (штриховая линия), измеренного при двух плотностях возбуждения. В наблюдаемом при $T_0 = 4.5$ K спектре имеются в числе других узкие линии излучения, которые на основе [6] могут быть однозначно приписаны излучению свободных экситонов с участием тяжелых дырки (ННFE) в QW различной толщины L_z . Положение и ширина (в скобках) наблюдаемых линий: $L_z = 2.5$ nm–1.715 eV (5.4 meV), 5.1 nm–1.612 eV (4.5 meV), 10.2 nm–1.550 eV (0.7 meV), 19.5 nm–1.525 eV (0.6 meV), 29.7 nm–1.519 eV (0.3 meV), 39.9 nm–1.517 eV (0.3 meV). Узость линий излучения свидетельствует о весьма высоком качестве интерфейсов в изучаемых структурах.

Были измерены также спектры экситонной фотолюминесценции QW при температурах T_0 образца выше 4.5 K (сплошная линия на рис. 1). Температурная зависимость спектров позволила уяснить механизмы влияния на двумерный экситонный газ (2DExG) и на его спектр фотолюминесценции равновесных тепловых фононов, частотное распределение которых является строго планковским с температурой образца T_0 . Знание этого механизма важно для интерпретации интересующих нас эффектов воздействия неравновесных фононов на экситонные спектры. Влияние температуры образца на экситонные спектры имеет различный характер в зависимости от ширины ямы, а также от плотности возбуждения W_0 . Это хорошо видно из качественного сравнения спектров экситонной люминесценции при $T_0 = 4.5$ и 15 K (ср. штриховые и сплошные кривые на рис. 1).

В спектрах наиболее узкой QW ($L_z = 2.5$ nm) с ростом T_0 наблюдается падение интенсивности линии ННFE, при этом количественно темп температурного тушения зависит от уровня оптической накачки W_0 , возбуждающей люминесценцию (рис. 2; ср. также рис. 1, а и б). Как известно [7], нагрев 2DExG с повышением температуры образца приводит к росту эффективного радиационного времени жизни

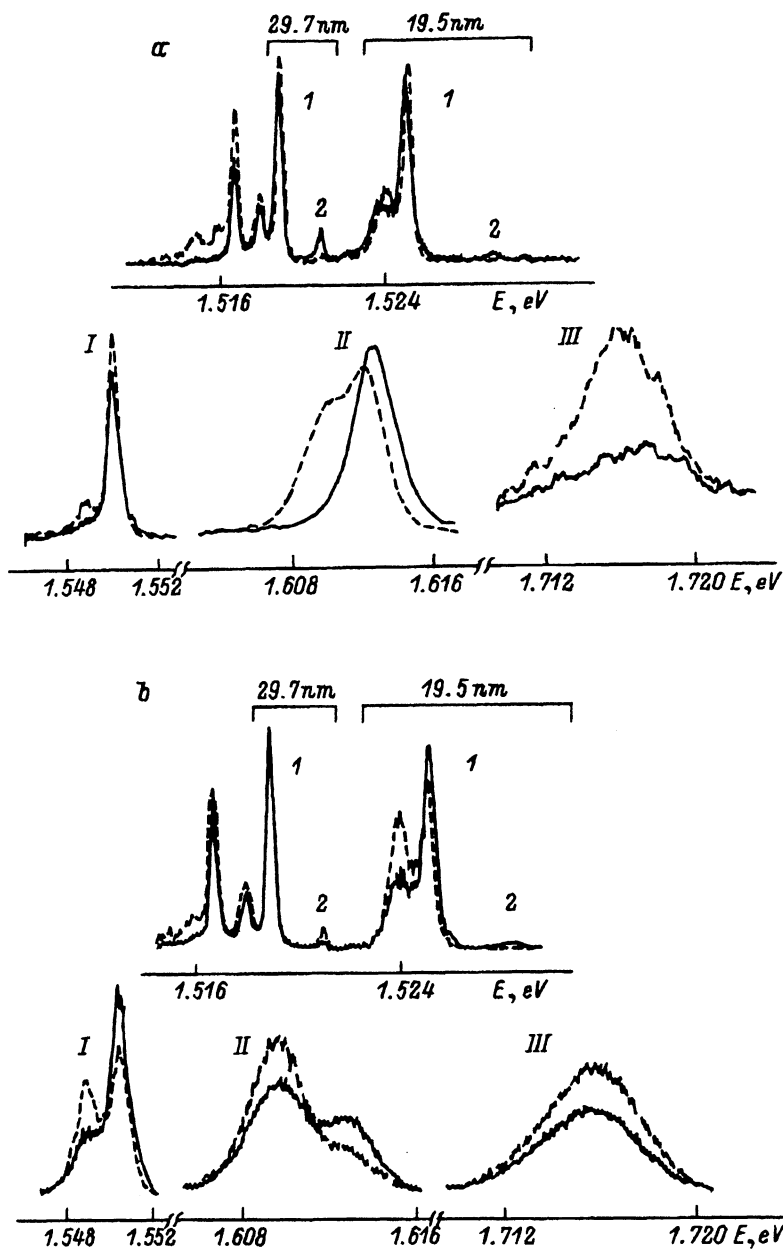


Рис. 1. Спектры стационарной фотолуминесценции при двух температурах T_0 образца: 4.5 (штриховая линия) и 15 К (сплошная линия) и двух плотностях оптической накачки W_0 : 2 (а) и 20 W/cm^2 (б). 1 — NHFE, 2 — LHFE. I — 10.2, II — 5.1, III — 2.5 nm.

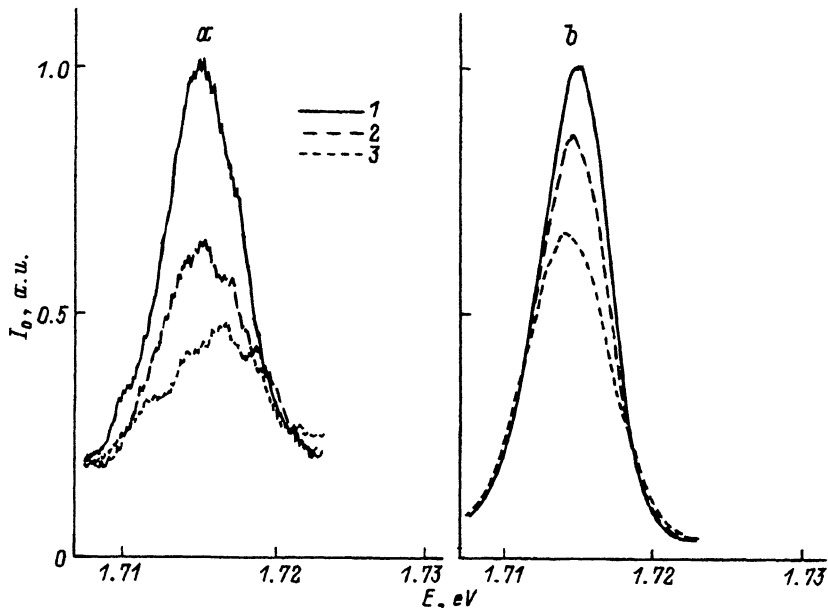


Рис. 2. Спектры стационарной фотолуминесценции QW с $L_z = 2.5$ нм при трех температурах образца: 4.5 (1), 10 (2), 15 К (3) и различных плотностях оптической накачки W_0 : 2 (а) и 20 W/cm^2 (б).

τR экситонов вследствие уменьшения относительного числа экситонов вблизи дна зоны с импульсами в плоскости ямы $k_{\parallel} \approx 0$, из которой разрешена излучательная рекомбинация $HHFE$. При этом интенсивность люминесценции

$$I = \frac{\tau_R^{-1}}{\tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}} g, \quad (1)$$

где τ_N^{-1} — вероятность безызлучательной рекомбинации $HHFE$, g — темп их генерации. В узких ямах благодаря сильному проникновению волновых функций $HHFE$ в барьер вероятность безызлучательной рекомбинации может быть достаточно велика. Поэтому рост τR с увеличением T_0 приводит к тушению интенсивности люминесценции.

Как видно из рис. 1, в широких ямах ($L_z > 10$ нм) основной эффект температурного нагрева $2DExG$ состоит в появлении и усилении более коротковолновой линии излучения «возбужденных» экситонов с участием «легкой» дырки ($LHFE$). Эта линия $LHFE$ появляется при нагревании образца на энергетическом расстоянии выше линии $HHFE$ соответственно на $\Delta_{HL} = 4.1$ meV ($L_z = 19.5$ нм) и $\Delta_{HL} = 1.9$ meV ($L_z = 29.7$ нм). На рис. 3 изображена температурная зависимость относительной интенсивности линий излучения I_{LHFE}/I_{HHFE} для этих ям. Суммарная интенсивность $I_{LH} + I_{HH}$ практически не меняется, т.е. имеет место перераспределение интенсивности между линиями. Отсутствие у широких ям температурного тушения FE линий, аналогичного случаю узких ям, связывается с меньшим проникновением волновых функций FE в барьер у широких ям.

В спектрах люминесценции QW с $L_z = 19.5, 10.2$ и 5.1 нм (рис. 1) в длинноволновой стороне от $HHFE$ наблюдаются также узкие линии,

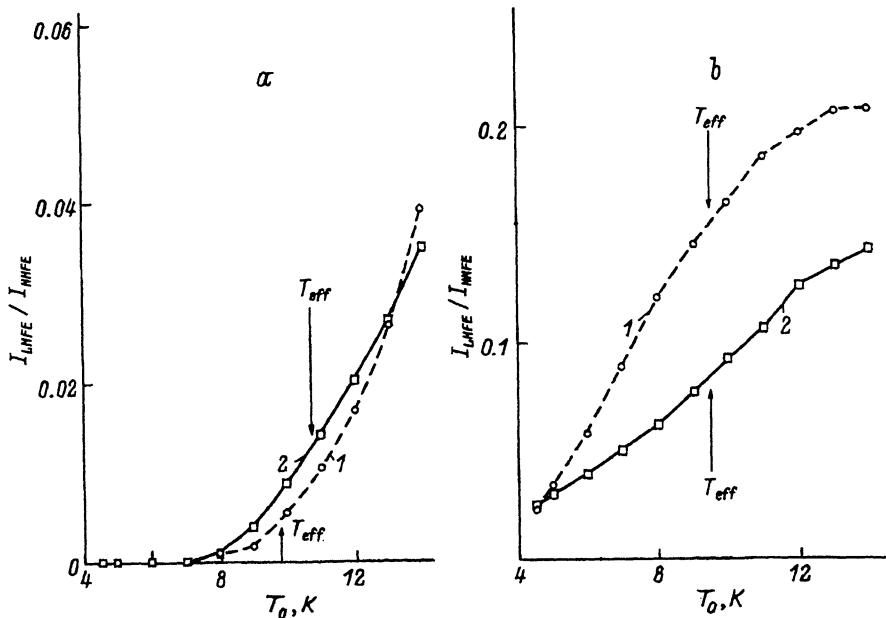


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности линий излучения I_{LHFE}/I_{NHFE} от равновесной температуры образца при различных плотностях оптической накачки W_0 : 2 (1) и 20 W/cm^2 (2) для квантовых ям с $L_z = 19.5$ (a) и 29.7 nm (b).

Вертикальными стрелками показаны эффективные температуры.

интенсивность которых возрастает сверхлинейно с ростом плотности оптической накачки. Наблюдается также тушение этих линий с увеличением температуры. Эти линии в QW GaAs/AlGaAs, как правило [8], относят к излучению экситонных молекул — биэкситонов (BiEx). Интересно отметить, что излучение BiEx в QW с $L_z = 5.1$ nm, насколько нами известно, наблюдается наивпервые.

2. Опыты с неравновесными фононами

Схема опытов по исследованию влияния неравновесных фононов на спектр фотолюминесценции экситонов в QW изображена на рис. 4. В образце на предварительно полированную поверхность подложки из полуизолирующего GaAs со стороны образца, противоположной грани с QW , напылялась константановая пленка 1.5×1 mm толщиной 20 nm, которая служила генератором \hbar неравновесных фононов. Пленка нагревалась импульсами тока длительностью 0.5 μs , мощностью 15W и частотой повторения меньше 2 kHz, что приводило к инжекции в образец тепловых фононных импульсов с характеристической температурой $T_h \approx 12$ K.² Фононы распространялись через подложку к противо-

² На опыте особое внимание уделялось эффективному охлаждению образца парами гелия, что достигалось контактом образца с массивным хладопроводом и пониженной частотой повторения тепловых импульсов. Для исключения эффектов влияния на экситонную люминесценцию электрического поля, прилагаемого к \hbar , пленка была несколько толще обычно используемых константановых нагревателей, что позволяло получить достаточную мощность на \hbar при напряжениях U , когда заметное воздействие электрического поля на экситонную люминесценцию отсутствовало.

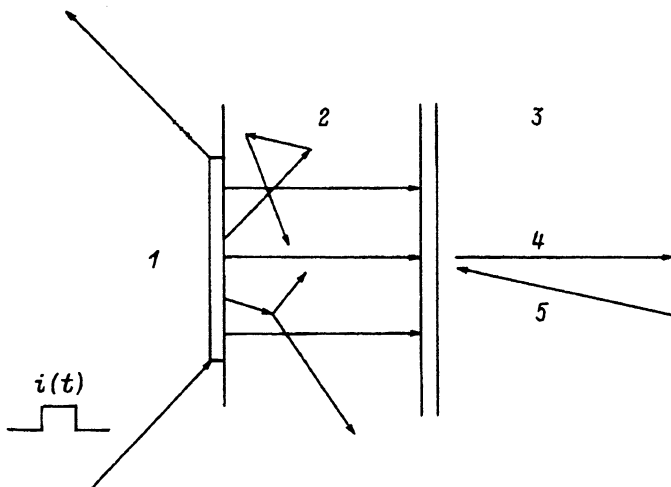


Рис. 4. Схема опытов.

1 — нагреватель h , 2 — подложка GaAs, 3 — квантовые ямы, 4 — интенсивность люминесценции $I(t)$, 5 — Ag лазер.

положной грани образца, достигая области расположения QW различной толщины, в которых лучом непрерывного Ag лазера на кратчайшем расстоянии от h был создан 2DExG. Экситонный газ $HHFE$, находящийся при $T_0 = 4.5$ К вблизи дна экситонной подзоны, в результате взаимодействия с пришедшими фонами разогревается, что приводит к регистрируемому на опыте изменению в спектре фотолюминесценции. Измерения формы индуцированных тепловыми импульсами импульсов люминесценции проводились с помощью время-амплитудного конвертора и многоканального амплитудного анализатора импульсов. Измерялись дифференциальные сигналы люминесценции $\Delta I(t) = I(t) - I_0$, где I_0 — интегральная (по спектру) интенсивность линии люминесценции при стационарном возбуждении в отсутствие теплового импульса, а $I(t)$ — интенсивность в присутствии теплового импульса. Важно, что изучение эффекта тепловых импульсов на спектральных линиях излучения ям различной толщины позволяло проследить поведение экситонного газа в QW различной толщины под действием одного и того же неравновесного фононного распределения. Влияние тепловых импульсов на фотолюминесценцию изучалось при двух уровнях возбуждения люминесценции Ag лазера: малом $W_0 = 2$ W/cm² и большом $W_0 = 20$ W/cm².

На рис. 5 показаны индуцированные фонами импульсы люминесценции $I(t)/I_0$ в линии $HHFE$, принадлежащей узкой QW с $L_z = 2.5$ nm при двух уровнях возбуждения экситонной люминесценции. Видно, что при низком уровне возбуждения $W_0 = 2$ W/cm² тепловые импульсы практически не оказывают влияния на интенсивность $HHFE$ люминесценции 2.5 nm QW (рис. 5, а). Однако при $W_0 = 20$ W/cm² под действием того же теплового импульса наблюдается значительное уменьшение сигнала $I(t)/I_0$, свидетельствующее о тушении фонами $HHFE$ люминесценции (рис. 5, б). Количественно наблюдаемое тушение при $W_0 = 20$ W/cm² в минимуме $I(t)/I_0$ соответствует той величине равно-

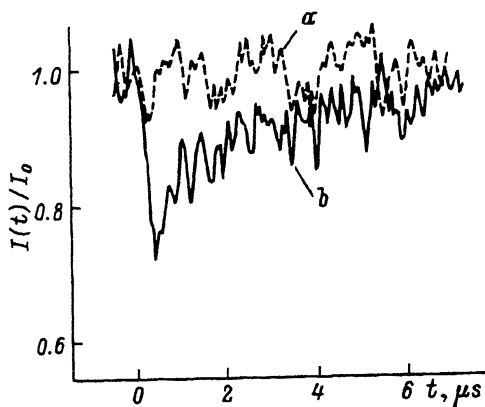


Рис. 5. Индуцированные неравновесными фононами импульсы люминесценции $I(t)/I_0$ для квантовой ямы с $L_z = 2.5$ нм при различных плотностях оптической накачки W_0 : 2 (a) и 20 W/cm^2 (b).

весного температурного тушения под действием планковского фононного распределения, которое следует ожидать для эффективной температуры экситонного газа $T_{eff} = 12.5$ К (это следует из сравнения амплитуды импульса $I(t)/I_0$ с ходом равновесного температурного тушения; рис. 2, b). Соответствующая оценка для низкого уровня возбуждения $W_0 = 2 \text{ W/cm}^2$ (рис. 5, a) показывает, что в этом случае T_{eff} повышается не более чем на 1 К.

В случае широких квантовых ям с $L_z = 19.5$ и 29.7 нм основной экспериментальный эффект воздействия тепловых импульсов на экситонную люминесценцию состоит в возгорании в спектре дополнительной коротковолновой линии излучения экситонов $LHFE$ с участием

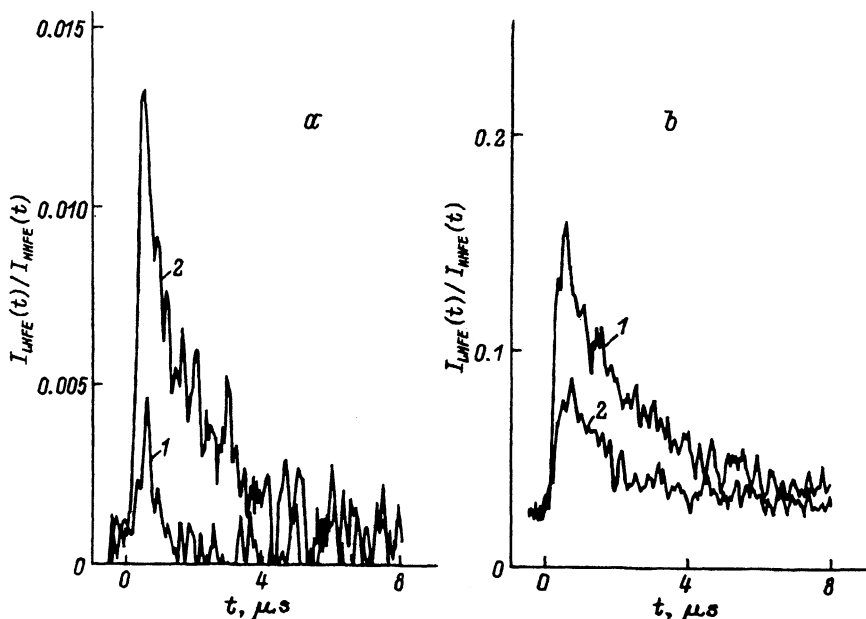


Рис. 6. Зависимость относительной интенсивности I_{LHFE}/I_{NHFE} от времени при двух плотностях оптической накачки W_0 : 2. (1) и 20 W/cm^2 (2) для квантовых ям с толщинами $L_z = 19.5$ (a) и 29.7 нм (b).

легкой дырки. Наблюдаемый под действием тепловых импульсов временной ход относительной интенсивности линий $LHFE$ и $HHFE$ показан на рис. 6 для двух уровней возбуждения $L_z = 19.5$ (a) и 29.7 nm (b). Видно, что величина максимального отношения $I(t)/I_0$ для каждой из двух ям зависит от уровня возбуждения. Эти отношения $I(t)/I_0$ можно сравнить с температурной зависимостью этого отношения (рис. 3, a, b), измеренной в условиях равновесного нагрева образца, откуда найти соответствующую эффективную температуру T_{eff} экситонного газа в условиях воздействия теплового импульса. Определенная таким образом T_{eff} (вертикальные стрелки на рис. 3, a, b) для QW с $L_z = 19.5$ nm $T_{eff} = 9.5 \pm 0.5$ K (для $W_0 = 2$ W/cm²) и $T_{eff} = 10.5 \pm 0.5$ K (для $W_0 = 20$ W/cm²); для QW с $L_z = 29.7$ nm $T_{eff} = 9.5 \pm 0.5$ K для обоих значений W_0 (2 и 20 W/cm²).

Нами также исследовалось воздействие неравновесных фононных импульсов на люминесценцию $BiEx$. Наблюдалось «тушение» люминесценции биэкситонной линии и одновременное «возгорание» линии FE под действием тепловых импульсов, обусловленное диссоциацией биэкситонной молекулы ($BiEx$) с образованием свободных экситонов FE . Так, для QW с $L_z = 10.2$ nm, сравнивая амплитуды «положительного» импульса $\Delta I(t) = I(t) - I_0$ для FE и «отрицательного» $\Delta I(t)$ для $BiEx$, мы нашли, что $T_{eff} = 9.6 \pm 0.5$ K.

3. Обсуждение результатов

Обсудим сначала результаты опытов при малом уровне возбуждения структуры с QW ($W_0 = 2$ W/cm²), при котором концентрация экситонов в $2DExG$ достаточно мала ($\sim 10^9$ см⁻²). Можно считать, что при этой концентрации экситонов распределение их в зоне под действием акустических фононов тепловых импульсов устанавливается только за счет экситон-фононных столкновений, при которых происходит поглощение (и испускание) фононов с соответствующим изменением кинетической энергии экситонов в зоне. Поскольку среднее время экситон-фононного столкновения (~ 10 ps для QW с $L_z = 11.6$ nm [9]) намного меньше времени жизни экситонов (~ 0.5 ns [7]), то экситонный газ оказывается в состоянии равновесия с фононным газом и полная энергия, поглощаемая экситонами у фононов, равна полной энергии, испускаемой экситонами в форме фононов. Однако в противоположность термодинамическому равновесию, в котором фононный спектр описывается формулой Планка

$$\bar{n}_{\omega, T} = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2)$$

в нашем случае, как мы увидим, этот спектр не является равновесным (2) и спектры излучения и поглощения фононов $2DExG$ отличаются. Вывод о неравновесном характере фононного распределения прямо следует из того экспериментального факта, что под действием тепловых импульсов, с одной стороны, одновременно наблюдается разогрев до $T_{eff} = 9 \div 11$ K $2DExG$ в широких QW ($L_z = 19.5$ и 29.7 nm), приводящий к заселению вышележащей зоны $LHFE$, а с другой стороны, не

наблюдается никакого связанного с разогревом $2DExG$ эффекта тушения линии люминесценции $HFFE$ в узкой ($L_z = 2.5$ nm) QW , которое можно ожидать уже при температуре 8 К (рис. 2, а). Таким образом, воздействие тепловых импульсов на экситонную люминесценцию QW никак не сводится к простому эффекту повышения температуры кристалла в области QW , одинаковому для всех QW .

В действительности частотный спектр фононов, которые доходят в район QW из нагревателя h , зависит от геометрии опыта (размер h и расстояние от h до QW), фокусировки фононов, отражений и межмодового LA-ТА упругого и неупругого рассеяния на интерфейсах, упругого и неупругого рассеяния в подложке полуизолирующего GaAs (SI -GaAs), через которую фононы проходят на пути от h к QW (рис. 4). Мы предполагаем, что благодаря сильной частотной зависимости как сечения упругого рассеяния фононов на глубоких центрах и дефектах в SI -GaAs ($\propto \omega^4$), так и вероятности ангармонического распада ($\propto \omega^5$) 0.4 nm подложка SI -GaAs служит частотным фильтром, не пропускающим в район QW высокочастотный участок инжектированного из h планковского распределения. Для простоты будем считать, что имеется обрезание планковского спектра на определенной частоте ω_0 , так что фононы с частотами $\omega > \omega_0$ не достигают области QW . По нашим оценкам, согласующимся с [10], величина $h\omega_0 = 2 \div 3$ meV и, следовательно, фононы, достигающие QW , имеют максимальную частоту, сравнимую с пиком теплового распределения ($\sim 3kT_h$) при $T_h = 12$ К, первоначально инжектированного из нагревателя.

Возможность эффективного разогрева экситонного газа неравновесными фононами с «обрезанным» сверху частотным распределением должна существенно зависеть от ширины L_z QW . Для обоснования этого утверждения рассмотрим кратко правила отбора для поглощения (испускания) акустических фононов $2D$ -экситоном с изменением энергии и импульса экситона в подзоне, которые связаны с законами сохранения энергии и импульса. Правила формально аналогичны правилам отбора для взаимодействия акустических фононов с $2D$ -электронным газом в квантовых ямах, рассмотренным в [5,11] в приближении трехмерного характера акустических фононов, которое оправдывается близостью упругих свойств материалов квантовой ямы и барьера. Законы сохранения для проекций импульса разрешают взаимодействие с $2D$ -экситонами фононам с проекцией волнового вектора q в плоскости (x, y) ямы $q_{\parallel} \leq (q_{\parallel})^{\max}$, где $(q_{\parallel})^{\max} \approx 2k_{\parallel}$ (k_{\parallel} — модуль волнового вектора экситона в плоскости x, y). Благодаря размерному квантованию проекции k_z вдоль нормали к плоскости ямы ограничений на q_z -проекцию волнового вектора активного фонона нет, однако величина экситон-фононного взаимодействия драматически падает для фононов с $q_z > \pi/L_z$ [5,1]. Таким образом, с экситонным газом могут взаимодействовать фононы с частотой $\omega < \omega_{\max}$, где $\omega_{\max} = sq_{\max}$, s — скорость звука, а $q_{\max} = \sqrt{(q_{\parallel}^{\max})^2 + q_z^2}$. При этом, хотя в принципе допускается взаимодействие экситона с целым спектром фононных частот $\omega < \omega_{\max}$, наиболее эффективным при экситон-фононном взаимодействии через деформационный потенциал является взаимодействие с фононами $\omega \approx \omega_{\max}$ [5,11].

Основываясь на вышесказанном, можно оценить величины максимальных частот фононов, взаимодействующих с экситонами в ямах различной толщины. Для узких QW с $L_z = 2.5$ nm $\hbar\omega_{\max} \approx 4$ meV, в то время как для широких ям $L_z > 10$ nm $\hbar\omega_{\max} < 1$ meV. Это различие в величине ω_{\max} в узких и широких ямах и является, по нашему мнению, причиной наблюдаемого на опыте резкого различия в поведении $2D$ -экситонного газа в присутствии неравновесных фононов, частотное распределение которых обрезано на частоте ω_0 .

В широких ямах $\omega_{\max} < \omega_0$, а это значит, что обрезание высокочастотной части планковского спектра не должно заметно сказаться на взаимодействии фононов с $HHFE$, поскольку высокочастотные фононы все равно в экситонных переходах и разогреве $2DExG$ не участвуют. Поэтому для QW с $L_z = 19.5$ и 29.7 nm наблюдается достаточно эффективный разогрев $2DExG$ «обрезанным» планковским распределением фононов с $T_{eff} \approx 10$ K (близкой к T_h), который проявляется на опыте в заселении $LHFE$ -состояний и соответствующем перераспределении интенсивности $HHFE$ - и $LHFE$ -линий в спектре излучения.

В узких ямах $L_z = 2.5$ nm имеет место обратное соотношение $\omega_{\max} > \omega_0$. Это означает, что из планковского распределения исключены высокочастотные фононы, которые могут наиболее эффективно участвовать в разогреве $2DExG$. Отсутствие этих высокочастотных фононов в неравновесном спектрально-обрезанном фононном распределении фактически приводит к невозможности нагрева экситонного газа этим распределением. Действительно, относительно горячие экситоны, образующиеся при последовательном многоступенчатом поглощении низкочастотных фононов с $\omega < \omega_0$, имеющих в неравновесном спектре, релаксируют с большой вероятностью с испусканием высокочастотных фононов $\omega = \omega_{\max}$, причем обратный процесс не может уравновесить эту релаксацию из-за отсутствия в неравновесном фононном распределении соответствующих высокочастотных фононов. В этом состоит объяснение наблюдаемого на опыте отсутствия какого-либо влияния на линию $HHFE$ с $L_z = 2.5$ nm тепловых импульсов при малой накачке $W_0 = 2$ W/cm² (при одновременном нагреве этими импульсами $2DExG$ в широких ямах).

Вместе с тем, как показывает опыт, нагрев экситонного газа в узкой яме тем же обрезанным на ω_0 фононным распределением становится возможным при сильной накачке $2DExG$, что проявляется в тушении люминесценции $HHFE$ в ямах с $L_z = 2.5$ nm при $W_0 = 20$ W/cm². Такая накачка существенно увеличивает концентрацию $HHFE$ (по оценкам, до 10^{10} см⁻²), а также концентрацию электронного газа $2DEG$. Поэтому эффект накачки в разогреве $2DExG$ в узкой яме неравновесными фононами естественно связать с ролью экситон-экситонных, а также экситон-электронных столкновений, становящихся достаточно частыми при большой концентрации электронных возбуждений в QW (роль оптической накачки и концентрации экситонов в релаксации и термализации $2DExG$ отмечалась в [1,12]). Так, в [1] показано, что при $N_{ex} \geq 4 \cdot 10^9$ см⁻² при $T = 10$ K среднее время экситон-экситонных столкновений $\tau_{ex-ex} \sim 3 \cdot 10^{-11}$ s, что сравнимо с временем экситон-фононного рассеяния $\tau_{e-p} \sim 10^{-11}$ s [2,9]. В условиях частых экситон-экситонных столкновений, очевидно, энергия, пере-

данная *ННFE* при поглощении низкочастотных фононов, имеющих в равновесном спектре, будет распределяться в 2DExG с размазыванием экситонного распределения по энергетической зоне с эффективной температурой $2DExG T_{eff} > T_0$, определяемой полной поглощенной энергией фононов. Таким образом, возникает разогрев 2DExG неравновесными фононами, что и приводит к наблюдаемому тушению люминесценции *ННFE* в узкой яме при большой ($W_0 = 20 \text{ W/cm}^2$) накачке. Те же соображения касаются и роли экситон-электронных столкновений, которые из-за большего сечения по сравнению с экситон-экситонными столкновениями [12] могут быть эффективными и при достаточно малой концентрации 2DEG.

В случае широких ям относительная роль в разогреве 2DExG экситон-экситонных столкновений в сравнении с экситон-фононными должна увеличиваться, поскольку в условиях $\omega_{\max} < \omega_0$ экситоны взаимодействуют с более низкочастотными фононами, чем в узких ямах, и «сечение» экситон-фононного рассеяния уменьшается. Как показывает опыт, в широких ямах с $L_z = 29.7$ и 19.5 nm нагрев с близкими T_{eff} имеет место при обоих уровнях накачки $W_0 = 2$ и 20 W/cm^2 . Не исключено, что экситон-экситонные столкновения здесь играют заметную роль в разогреве 2DExG уже при небольших концентрациях *ННFE* при $W_0 = 2 \text{ W/cm}^2$.

Авторы глубоко признательны С.Т. Фоксону за изготовление образцов, Н.Н. Зиновьеву, Е.Л. Ивченко и Р.Т. Филлипсу за полезное обсуждение работы, Российскому фонду фундаментальных исследований (проект 93-02-2560) и Королевскому Обществу Великобритании за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] Damen T.C., Shah J., Oberli D.Y., Chemla D.S., Cunningham J.E., Kuo J.M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 12. P. 7434-7438.
- [2] Oberhauser D., Pantke K.H., Hwang J.M., Weimann G., Klingshirn C. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 11. P. 6827-6830.
- [3] Gurioli M., Vinattieri A., Colocci M., Deparis C., Massies J., Neu G., Bosacchi A., Franchi S. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 7. P. 3115-3124.
- [4] Акимов А.В., Каплянский А.А., Козуб В.И., Копьев П.С., Мельцер Б.Я. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1843-1847.
- [5] Rothenfusser M., Koster L., Dietsche W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 8. P. 5518-5524; Challis L.J., Kent A.J. // Die Kunst of phonons, The Proceedings of the XXIX Winter School of Theoretical Physics. Plenum, New York, 1994 (in press).
- [6] Cingolani R., Ploog K. // Advances in Physics. 1991. V. 40. N 5. P. 535-623.
- [7] Martinez-Pastor J., Vinattieri A., Carraresi L., Colocci M., Roussignol Ph., Weimann G. // Phys. Rev. B. 1993. V 47. N 16. P. 10456-10460.
- [8] Miller R.C., Cleinman D.A., Gossard A.C., Munteanu O. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 10. P. 6545-6547; Phillips R.T., Lovering D.J., Denton G.J., Smith G.W. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 8. P. 4308-4311; Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 12. P. 1880-1883.
- [9] Oberhauser D., Pantke K.H., Langbein W., Lyssenko V.G., Kalt H., Hwang J.M., Weimann G., Klingshirn C. // Phys. Stat. Sol. (b). 1992. V. 173. P. 53-68.
- [10] Tamura S., Shields J.A., Rambsey M.T., Wolfe J.P. // Phonon Scattering in Condensed Matter VII / Ed. M. Meissner and R.O.Pohl. Springer-Verlag, Berlin, 1993. P. 79-83.
- [11] Карпус В. // ФТП. 1986. Т. 20. N 1. С. 12-19.
- [12] Honold A., Schultheis L., Kuhl J., Tu C.W. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 9. P. 6442-6445.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
29 апреля 1994 г.