

ВОЗДЕЙСТВИЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДИНАМИКУ ЭКСИТОНОВ В QW-СТРУКТУРАХ

Б. М. Ашкинадзе, Е. Коэн, Арза Рон, Л. Пфайффер*

Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel

*AT & T, Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey 07974, USA

(Получена 9 июля 1993 г. Принята к печати 9 июля 1993 г.)

Обнаружено нелинейное взаимодействие двух слабых световых пучков, возбуждающих квантовую структуру GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As (QW-структура). Эффект обусловлен воздействием свободных электронов на динамику экситонов в пространственно-флуктуирующем потенциале структуры. При увеличении плотности неравновесных свободных электронов происходит перестройка спектра люминесценции и уменьшение интенсивности резонансного рассеяния света.

1. Введение

Оптические и электрические свойства квантово-размерных структур (QW-структур) в большой степени определяются динамикой движения носителей заряда и экситонов во флуктуирующем потенциале. Наличие такого потенциала, обусловленного флуктуациями толщины тонкого слоя, формирующего квантовую яму, а также состава полупроводника вблизи границы раздела ямы и барьера, приводит к рассеянию частиц и их локализации.

Фотолюминесценция QW-структур широко используется для исследования самих структур и границы раздела [1-6]. Энергетическое положение экситона определяется толщиной слоя GaAs, и изменение этой толщины на один монослой приводит к сдвигу экситонного уровня на несколько мэВ. Флуктуации толщины слоя большой протяженности (существенно превышающей боровский радиус экситона a_B) — островки, и мелкомасштабные флуктуации в пределах одного островка формируют сложный пространственный потенциальный рельеф, что приводит к неоднородному уширению линий поглощения и люминесценции и сдвигу максимума экситонной люминесценции в длинноволновую сторону от пика оптического поглощения (стоксов сдвиг). Экситоны могут также локализоваться во флуктуирующем потенциале и мигрировать по локализованным состояниям с испусканием и поглощением фононов, а также взаимодействуя с электронами. С ростом температуры кристалла или энергии электронов экситоны активируются в делокализованные состояния. Исследованию динамики экситонов во флуктуирующем потенциале посвящено много экспериментальных и теоретических работ (см., например, [4-9]).

В настоящей работе обнаружено существенное воздействие свободных электронов на процессы транспорта экситонов во флуктуирующем потенциале квантовых структур GaAs/AlGaAs, что приводило к перестройке спектра люминесценции и изменению интенсивности резонансного рассеяния света.

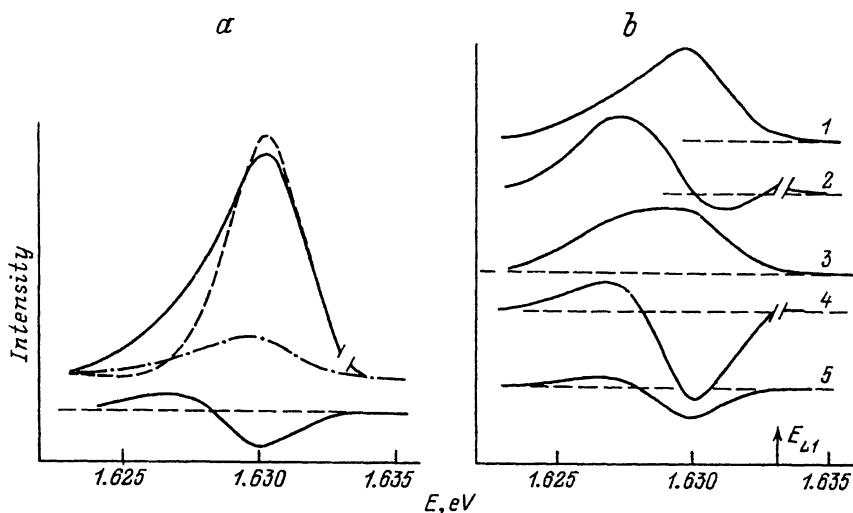


Рис. 1. Спектры люминесценции QW -структуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ ($50/200 \text{ \AA}$) при комбинированном возбуждении. $T = 2 \text{ K}$. a — спектры при возбуждении квантами $E_{L1} = 1.633 \text{ эВ}$ (штриховая линия), квантами $E_{L2} = 1.96 \text{ эВ}$ (штрихпунктирная) и при одновременном возбуждении e_{L1} и E_{L2} (сплошная); внизу приведен разностный спектр, полученный вычитанием из сплошной кривой арифметической суммы других двух спектров. b — спектры, записанные при модуляции излучения лазера с $E_{L2} = 1.96 \text{ эВ}$: 1 — возбуждение образца только квантами E_{L2} , 2, 3 — одновременное возбуждение модулированным излучением с E_{L2} и постоянное возбуждение квантами $E_{L1} = 1.633 \text{ эВ}$ (2) и $E_{L1} = 1.68 \text{ эВ}$ (3), 4, 5 — спектры модуляции резонансно возбуждаемой люминесценции, полученные арифметическим вычитанием соответственно из 2, 3 спектра 1.

2. Эксперимент

Образцы представляли собой периодически следующие слои высокочистого GaAs толщиной 50 \AA и барьерные слои $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ толщиной 200 \AA , выращенные на полуизолирующей подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Для возбуждения люминесценции использовались три типа лазеров: He-Ne -лазер, а также перестраиваемые по длине волны лазеры на пиридине и кристалле сапфира с ионами Ti . В некоторых экспериментах применялось одновременное возбуждение образцов светом двух лазеров с разными энергиями квантов. Образцы могли помещаться в пучность электрического поля микроволнового излучения (в волновод 8 -миллиметрового диапазона), где происходил разогрев неравновесных электронов микроволновым излучением. Микроволновое излучение и свет лазера могли модулироваться на частоте 900 Гц . Люминесцентное излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем, в ряде экспериментов использовалось синхронное детектирование. Образцы находились в гелии при $T = 2 \text{ K}$.

3. Стимулированная светом диффузия экситонов и перестройка спектров люминесценции

На рис. 1, a показаны три спектра фотолюминесценции, полученные при резонансном возбуждении в экситонной области (энергия $E_{L1} = 1.633 \text{ эВ}$), при возбуждении квантами большой энергии ($E_{L2} = 1.96 \text{ эВ}$), а также при фокусировке лучей обоих лазеров в одну точку на поверхности образца. Интенсивности двух лазеров подбирались так, чтобы сигнал люминесценции, возбуждаемый квантами

E_{L1} , превышал в 7—10 раз сигнал люминесценции, возбуждаемый квантами E_{L2} ; при этом интенсивность последнего не превышала 1 Вт/см².

Видно, во-первых, сильное различие спектров, полученных при непосредственном возбуждении экситонов и при образовании экситонов из свободных электронно-дырочных пар. Кванты с $E_{L1} = 1.633$ эВ генерируют экситоны в тех областях слоя, где $E_{L1} = E_{EX}$, и они имеют волновой вектор в плоскости квантовой ямы (QW), равный $\cong 0$. Затем экситоны релаксируют в локальные минимумы потенциала или в другие островки с большей толщиной слоя GaAs, и форма линий люминесценции определяется соотношением времени жизни экситонов и скорости их диффузии в пространстве энергий во флуктуирующем потенциале [7-9]. Скорость энергетической релаксации экситонов в этом случае определяется в основном процессами их туннелирования, сопровождаемого взаимодействием с фононами [9].

При возбуждении квантами $E_{L2} = 1.96$ эВ увеличение доли длинноволнового излучения в спектре, по-видимому, обусловлено релаксацией свободных экситонов, а также более эффективной диффузией локализованных экситонов в присутствии неравновесных электронов.

Во-вторых, при одновременном воздействии двух лучей света результирующий спектр люминесценции существенно отличается от спектра, полученного простым суммированием спектров люминесценции (разность этих двух спектров показана нижней кривой на рис. 1, а): слабый свет He—Ne-лазера приводит к тушению основной люминесценции в максимуме линии и разграничу ее в длинноволновой области.

Исследование этого эффекта было проведено в эксперименте с модуляцией света He—Ne-лазера с E_{L2} на частоте 900 Гц и одновременном постоянном освещении образца излучением перестраиваемого по длине волны лазера с E_{L1} . Интенсивность перестраиваемого лазера поддерживалась такой, чтобы постоянный сигнал вызванной им люминесценции в 10 раз превышал интенсивность люминесценции, индуцированной He—Ne-лазером. Спектры модулированной люминесценции записывались с помощью синхронного детектора. На рис. 1, б кривая 1 соответствует возбуждению образца только He—Ne-лазером, а кривые 2, 3 получены при одновременном освещении двумя лазерами (для разных значений энергии кванта E_{L1}). Отметим, что, когда излучение с энергией кванта E_{L1} генерирует пары в области выше экситонной части спектра поглощения, спектр модулированной люминесценции деформируется слабо (кривая 3, рис. 1, б). Однако при возбуждении образца квантами в экситонной области поглощения спектр модулированной люминесценции радикально меняется (кривая 2).

Кривые 4, 5 (рис. 1, б) получены вычитанием из спектров 2, 3 вклада люминесценции, возбуждаемой He—Ne-лазером (кривая 1); они показывают, как изменяется сигнал основной люминесценции, возбуждаемой квантами E_{L1} . Таким образом, спектр резонансно-возбуждаемой основной люминесценции модулируется слабым излучением He—Ne-лазера, при этом излучение в максимуме линии люминесценции падает, приводя к отрицательному суммарному модулированному сигналу, а в длинноволновом крыле растет (кривые 4 и 5). Подобные эксперименты, проведенные с использованием двух перестраиваемых лазеров, показали, что нелинейное воздействие второго луча на люминесценцию наблюдается только при энергиях кванта E_{L2} , превышающих порог генерации свободных электронно-дырочных пар в квантовой яме E_g [10].

Полученные результаты можно интерпретировать как увеличение диффузии слабо локализованных экситонов (из максимума линии люминесценции) в более глубоко локализованные состояния (в длинноволновой части спектра) под действием неравновесных свободных электронов (и дырок), которые генерируются светом с $E_{L2} > E_g$. В процессе движения часть электронов рекомбинирует безыз-

лучательного, поскольку интегральная интенсивность люминесценции падает, как видно из кривых 4, 5.

Динамика транспорта локализованных экситонов во флуктуирующем потенциале изучалась в ряде работ [7-9]. Экспериментальные оценки времени энергетической релаксации экситонов показывают, что его величина составляет $\sim 10^{-10}$ с и согласуется с теоретической величиной для процесса фонон-стимулированного туннелирования [9]. Ускорение энергетической релаксации экситонов за счет электрон-экситонных соударений означает, что характерное время релаксации для этого процесса имеет тот же порядок величины; при этом концентрация неравновесных свободных электронов, стимулирующих диффузию экситонов, в наших экспериментах была весьма невелика (по оценкам, 10^{16-17} см $^{-2}$). Возможно, это является следствием значительного увеличения вероятности электрон-экситонных соударений в двумерном (2d) случае относительно трехмерного (3d) случая [11].

4. Активация локализованных экситонов горячими электронами и антистоксова люминесценция

Выше было показано, что увеличение концентрации свободных электронов приводит к уменьшению плотности слабо локализованных экситонов в пользу сильно локализованных. Обратный процесс наблюдается при увеличении температуры неравновесных электронов.

Разогрев электронов происходил в микроволновом электрическом поле. Для этого образец помещался в волновод 8-миллиметрового диапазона, и микроволновое излучение мощностью < 50 мВт модулировалось на частоте 900 Гц. Образец освещался светом перестраиваемого лазера, и регистрировалась модуляция люминесценции, индуцированная разогревом электронов. Спектры модулированной люминесценции (MPL) показаны на рис. 2.

При возбуждении нерезонансным излучением ($E_{L2} = 1.96$ эВ) интенсивность люминесценции в длинноволновой части спектра падала, а в коротковолновой росла (кривая *b*). Отметим, что форма спектра модуляции практически не зависела от интенсивности возбуждения и мощности СВЧ излучения. Когда люминесценция возбуждалась светом из области экситонного поглощения, наблюдалась другая картина модуляции.

Во-первых, возникла значительная антистоксова компонента люминесценции на энергии $E > E_{L1}$. Во-вторых, отрицательная модуляционная компонента уменьшалась, и начиная с некоторых энергий кванта E_{L1} разогрев электронов приводил только к увеличению интенсивности люминесценции во всей спектральной области. Наконец, при энергии $E = E_{L1}$ наблюдалось сильное уменьшение сигнала (см. раздел 7).

Воздействие горячих электронов на экситоны в квантовой яме было рассмотрено в работе [12], где была развита модель явления, учитывающая два типа экситонных состояний: слабо и сильно локализованные экситоны.

При столкновениях горячих электронов с локализованными экситонами происходит активация экситонов в лежащие выше состояния и усиливается диффузия экситонов во флуктуирующем потенциале. Вместе с тем растет температура газа свободных экситонов. Вероятность захвата в глубокие потенциальные ямы падает, но появляется возможность заселения состояний с $E > E_{L1}$. Таким образом, горячие электроны способствуют заселению свободных и слабо локализованных состояний за счет уменьшения заселенности сильно локализованных состояний.

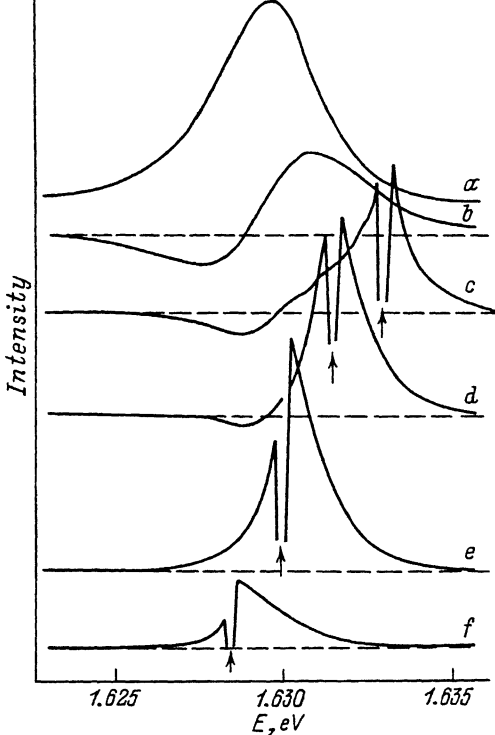


Рис. 2. Спектр люминесценции (a) *QW*-структуры GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As (50/200 Å) и спектры модуляции люминесценции микроволновым излучением (b–f) при различных энергиях кванта возбуждения, эВ: b – 1.96, c – 1.633, d – 1.6315, e – 1.630, f – 1.628. T = 2 K.

5. Обнаружение края прямых электронно-дырочных переходов в квантовых структурах

В оптическом поглощении *QW*-структур доминируют переходы, обусловленные генерацией экситонов. На рис. 3 приведен спектр возбуждения фотолюминесценции (*PLE*) нашего образца. Отчетливо выделяются переходы с возбуждением ($1e-hh$)- и ($1e-lh$)-экситонов, а также переходы на первый возбужденный уровень ($1e-hh$)-экситона.

Микроволновое излучение не взаимодействует непосредственно с экситонами — нейтральными частицами. Поэтому следует ожидать резкого увеличения эффекта модуляции люминесценции при появлении в образце свободных электронов. На рис. 3 (кривая d) показан спектр *MPLE* — глубина модуляции интенсивности полосы люминесценции с энергией максимума $E_m = 1.630$ эВ, производимая горячими электронами, как функция энергии кванта лазерного света. Видно, что спектр *MPLE* в принципе похож на спектр *PLE*. Однако модуляция люминесценции возрастает при $E > 1.644$ эВ. Эту особенность естественно связать с порогом генерации свободных электронов и дырок E_g . Отметим, что модуляция люминесценции при $E_{L2} < E_g$ обусловлена свободными электронами, возникающими при переходах примесь—зона, либо за счет развала (рекомбинации) свободных экситонов вблизи дефектов.

Поскольку сигнал *MPLE* пропорционален интенсивности люминесценции, поведение спектра *MPLE* недостаточно четко выявляет порог генерации свободных электронно-дырочных пар. Для определения порога прямых электронно-дырочных

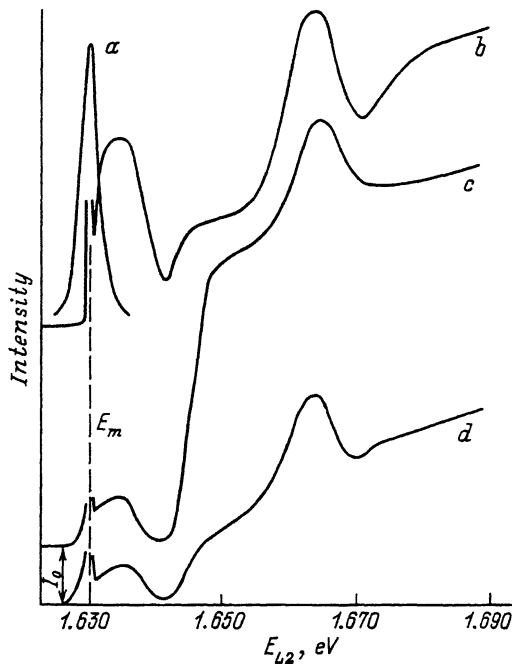


Рис. 3. Спектр люминесценции (а) *QW*-структуры GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As (50/200 Å), а также спектры возбуждения люминесценции (*PLE*) (б) и модулированной люминесценции (*MPL*) (с, д), измеренные в максимуме линии люминесценции $E_m = 1.630$ эВ при варьировании энергии кванта E_{L2} : с — *MPL* при одновременном действии излучения с $E_{L1} = 1.633$ эВ и сканировании по E_{L2} (I_0 — величина сигнала модуляции люминесценции при возбуждении образца только квантами с E_{L1}), д — *MPL* при сканировании излучения по E_{L2} . $T = 2$ К.

переходов мы использовали излучение двух лазеров. Один луч резонансно возбуждал экситоны, и величина сигнала микроволновой модуляции люминесценции при $E_m = 1.63$ эВ в этих условиях была I_0 (рис. 3). Второй луч света меньшей интенсивности сканировал по длинам волн (кривая *d*). На рис. 3 показан спектр *MPL* при двух одновременно действующих лазерах (кривая *c*).

Пока энергия кванта второго лазера $E_{L2} < 1.63$ эВ, наблюдается сигнал модуляции только от первого лазера, резонансно возбуждающего экситоны. В области ($1e-hh$)-экситонного поглощения два сигнала модуляции складываются аддитивно, однако начиная с $E = 1.644$ эВ происходит резкое возрастание сигнала модуляции, что мы связываем с порогом генерации свободных электронно-дырочных пар [10].

Нелинейное воздействие слабого луча с E_{L2} на спектр модулированной микроволновым излучением люминесценции (*MPL*) показано на рис. 4. Здесь приведены спектры *MPL*, вызванные лазерами, действующими по отдельности (кривые *a* и *b*) и вместе (кривая *c*).¹ Столь сильное изменение спектра модуляции люминесценции, возбуждаемой квантами E_{L1} из экситонной области при дополнительной генерации электронно-дырочных пар светом с $E_{L2} > E_g$, происходит по двум причинам. Во-первых, в отсутствие микроволнового поля неравновесные свободные электроны стимулируют диффузию резонансно созданных экситонов

¹ При возбуждении образца двумя лазерами с $E_L > 1.7$ эВ сигналы складывались аддитивно.

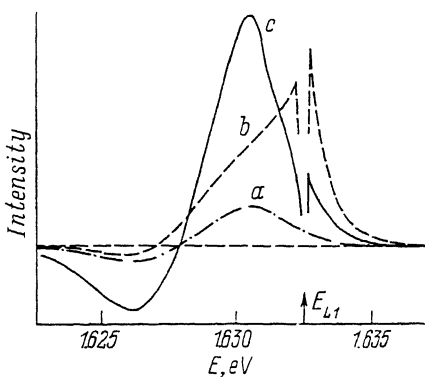


Рис. 4. Нелинейное сложение спектров модулированной микроволновым полем люминесценции в QW -структуре $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ (50/200 Å): возбуждение люминесценции квантами $E_{L2} = 1.96$ (a), квантами $E_{L1} = 1.633$ эВ (b) и одновременное действие двух лазеров (c) $T = 2$ К.

в область меньших энергий и спектр люминесценции перестраивается (см. раздел 3); во-вторых, горячие электроны, сталкиваясь с экситонами, активируют их из сильно локализованных в слабо локализованные состояния.

6. О природе линии фонованого повторения в квантовых ямах

Наряду с основной линией люминесценции в квантовых ямах $GaAs/AlGaAs$ наблюдается также линия люминесценции (PSB), сдвинутая в длинноволновую сторону на энергию оптического фонона $\hbar\Omega = 0.0365$ эВ [13, 14]. Ее интенсивность в ~ 100 раз меньше, а время высвечивания существенно превышает время жизни частиц, ответственных за излучение в основной линии. Авторы [14] предположили, что излучение в PSB обусловлено рекомбинацией пространственно разделенных локализованных во флуктуациях потенциала электронов и дырок, сопровождаемое испусканием оптического фонона.

Эксперименты, подобные описанным выше, свидетельствуют в пользу этого предположения [15]. На рис. 5 приведены спектры излучения в линии фонованого повторения при резонансном возбуждении (a) и нерезонансном (b). В первом случае в спектре присутствует линия резонансного рамановского рассеяния с участием оптического фонона. Обращает на себя внимание наличие высокоэнергетического крыла с энергией, превышающей $E_L - \hbar\Omega$.

Возможно, это излучение обусловлено участием фононов с большими волновыми векторами в процессе рекомбинации локализованных частиц.

Кривые d и e (рис. 5) представляют собой спектры модуляции излучения PSB микроволновым полем. Отметим, что глубина модуляции излучения PSB превышала в несколько раз глубину модуляции основной линии люминесценции, а форма спектра модуляции в точности повторяла спектр люминесценции PSB , что радикально отличается от случая модуляции основной экситонной линии люминесценции (рис. 2). Таким образом, линия PSB имеет происхождение, отличное от основной линии люминесценции. Разогрев электронов вызывает

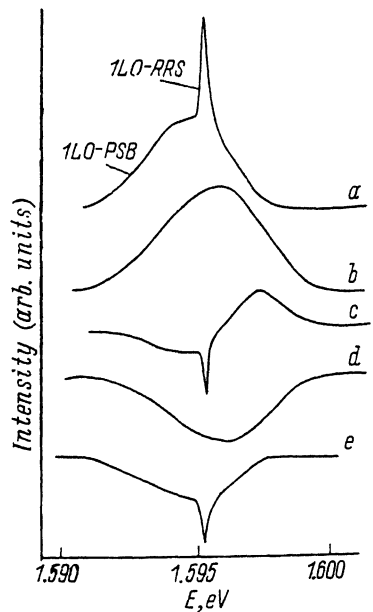


Рис. 5. Спектр излучения в линии фонованого повторения для QW -структуры $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ (50/200 Å): a — резонансное непрерывное возбуждение квантами $E_{L1} = 1.96$ эВ, b — модулированное на частоте 900 Гц возбуждение квантами $E_{L2} = 1.96$ эВ, c — одновременное действие модулированного луча (E_{L2}) и непрерывного (E_{L1}), d, e — спектры модуляции PSB люминесценции микроволновым излучением, полученные при непрерывном освещении образца с E_{L2} и E_{L1} соответственно. $T = 2$ К.

только гашение этой люминесценции, что мы связываем с уменьшением вероятности локализации горячих электронов (дырок) в мелких потенциальных ямах.

Уменьшение интенсивности люминесценции *PSB* было обнаружено и в эксперименте с двумя лазерами (подобно экспериментам, описанным в разделе 3). На рис. 5 кривая *c* представляет спектр люминесценции, записанный с помощью синхронного детектора при одновременном действии модулированного луча света с $E_{L2} > E_g$ и постоянном возбуждении квантами E_{L1} . Если из этого спектра вычесть спектр люминесценции, возбуждаемой только действием модулированного света с E_{L2} (кривая *b*), то полученный спектр даст нам спектр модуляции люминесценции *PSB*, индуцированный слабым лучом света E_{L2} . Снова сигнал отрицателен, и форма спектра в точности подобна спектру *PSB* люминесценции (кривая *a*). Таким образом, оба этих эксперимента показывают, что излучение в *PSB* обусловлено слабо локализованными частицами, легко активируемыми при взаимодействии как с горячими, так и с «холодными» электронами.

7. Модуляция интенсивности резонансного рассеяния света в *QW*

Мы обнаружили, что электрон-экситонное взаимодействие приводит к изменению интенсивности резонансного рассеяния света в квантовых ямах.

Резонансное (рэлеевское и рамановское) рассеяние света является важным методом исследования *QW*-структур [16]. В качестве резонансных состояний здесь выступают делокализованные или локализованные экситоны. Интенсивность резонансного рассеяния определяется временем фазовой когерентности (временем релаксации) экситонных состояний, Γ^{-1} . Для делокализованных экситонов величина Γ^{-1} ограничена временем экситон-фононных или экситон-примесных соударений. При локализации экситонов время релаксации увеличивается, и это приводит к росту интенсивности резонансного рассеяния как рамановского рассеяния на фонах (*RRS*), так и электронного рамановского рассеяния (*ERS*) при переходах между уровнями примеси [17]. Флуктуации диэлектрической проницаемости, обусловленные неоднородным уширением экситонных переходов, вызывают интенсивное рэлеевское рассеяние в *QW*-структурах [18]. Поскольку все эти резонансные процессы определяются временем когерентности экситонных состояний, то уменьшение времени релаксации экситонов отражается в падении интенсивности резонансного рассеяния. При микроволновом разогреве электронов концентрация локализованных экситонов падает, и это приводит к уменьшению интенсивности резонансно-рассеянного света. В частности, отрицательные выбросы в спектрах модулированной резонансной люминесценции (рис. 2, кривые *c-f*) обусловлены гашением рэлеевского рассеяния, а наличие линии *RRS* в спектре модуляции люминесценции фонного повторения (рис. 5, кривая *e*) свидетельствует о микроволновой модуляции резонансного рамановского рассеяния на фонах. Мы также наблюдали модуляцию *ERS* при переходах между уровнями примесей в *QW* [19].

Заметим, что генерация свободных электронов светом с $E_L > E_g$ тоже вызывала уменьшение интенсивности рамановского (см. кривую *c* на рис. 5), а также рэлеевского рассеяния. Таким образом, взаимодействие со свободными электронами приводит к перераспределению экситонов в преимущественно флуктуирующем потенциале, что отражается в интенсивности всех видов резонансного рассеяния света [19].

8. Заключение

Обнаружено, что спектр люминесценции и интенсивность рассеяния света в *QW*-структурах, резонансно-возбуждаемых в экситонной области спектра поглощения, значительно изменяются при дополнительной генерации свободных элект-

тронно-дырочных пар. В отличие от известного случая кулоновского экранирования экситонных состояний изменения в спектре происходят при значительно меньших концентрациях электронов, и явление обусловлено воздействием свободных электронов (дырок) на динамику релаксации экситонов во флукутирующем потенциальном рельефе структуры.

Свободные электроны могут следующим образом влиять на процесс экситонной релаксации: а) индуцировать изменение потенциального рельефа структуры путем экранирования или заполнения состояний; б) увеличивать скорость транспорта экситонов в потенциальном рельефе из-за электрон-экситонных соударений. В последнем случае перестройка спектров люминесценции обусловлена тем обстоятельством, что резонансно созданные экситоны находятся в метастабильном состоянии во флукутирующем потенциальном поле, и электрон-экситонные взаимодействия уменьшают «время жизни» этого состояния, делокализуя экситоны и ускоряя их диффузию. Предварительные исследования зависимости эффекта от плотности свободных электронов [10] свидетельствуют в пользу механизма электрон-экситонных соударений, однако необходимы дальнейшие исследования структур с разной степенью метастабильности экситонных состояний.

Обнаруженное явление проявляется как эффективное нелинейное взаимодействие двух относительно слабых лучей света, возбуждающих квантовую структуру. Оно может быть использовано для изучения транспорта экситонов, времени релаксации, а также края электронно-дырочных переходов в QW -структурах. Заметим, что влияние свободных электронов на степень локализации экситонов следует принимать во внимание при интерпретации многих экспериментов, проводимых с QW -структурами.

Настоящее исследование выполнено в Center for Advanced Opto-Electronics, Technion. Авторы благодарят Е. Линдера за помощь в проведении эксперимента, Б. М. Ашкинадзе благодарен за поддержку Министерству Науки и Технологии Израиля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ,

- [1] M. Herman, D. Bimberg, J. Christen. *J. Appl. Phys.*, **70**, 1 (1991).
- [2] M. Kohl, D. Heitmann, S. Tarucha, K. Leo, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **39**, 7736. (1989).
- [3] B. Deveaud, T. C. Damen, J. Shah, C. W. Tu. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 288 (1987).
- [4] H. Wang, D. G. Steel. *Appl. Phys. A*, **53**, 514 (1991).
- [5] K. Fujiwara, H. Katahama, K. Kanamoto, R. Cingaloni, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **43**, 13978 (1991).
- [6] П. С. Копьев, И. Н. Уральцев, Ал. А. Эфрос, Д. Р. Яковлев, А. В. Винокурова. *ФТП*, **22**, 424 (1988).
- [7] J. Hegarty, M. D. Sturge. *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**, 1143 (1985).
- [8] E. Cohen, M. D. Sturge. *Phys. Rev. B*, **25**, 3828 (1982).
- [9] T. Takagahara. *J. Lumin.*, **44**, 347 (1989).
- [10] B. Ashkinadze, E. Cohen, A. Ron, E. Linder, L. Pfeiffer (to be published).
- [11] A. Honold, L. Schultheis, J. Kuhl, C. W. Tu. *Phys. Rev. B*, **40**, 6442 (1989).
- [12] B. M. Ashkinadze, E. Cohen, A. Ron, L. Pfeiffer. *Phys. Rev. B*, **47**, 10613 (1993).
- [13] K. J. Nash, D. J. Mombay. *J. Lumin.*, **44**, 315 (1989).
- [14] I. Brener, M. Olszakier, E. Cohen, E. Ehrenfreund, A. Ron, L. Pfeiffer. *Phys. Rev. B*, **46**, 7927 (1992).
- [15] B. M. Ashkinadze, E. Lifshitz, L. N. Pfeiffer. *J. of Limin.* (to be published).
- [16] J. E. Zucker, A. Pinczuk, D. S. Chemla, A. Gossard, W. Weigmann. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1293 (1983).
- [17] I. Brener, E. Cohen, A. Ron, L. Pfeiffer. *Surf. Phys.*, **228**, 180 (1990).
- [18] J. Hegarty, M. D. Sturge, C. Weisbuch, A. C. Gossard, W. Weigmann. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 330 (1982).
- [19] B. M. Ashkinadze, E. Cohen, A. Ron, L. Pfeiffer (to be published).

Редактор Л. В. Шаронова