

# Спектроскопия горячей фотолюминесценции: исследование двумерных структур

© Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина, В.Ф. Сапега

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования вторичного свечения (рамановское рассеяние и горячая фотолюминесценция) в полупроводниковых структурах пониженной размерности.

В последние годы (1992–1998 гг.) нами выполнен цикл работ по исследованию вторичного свечения в структурах с квантовыми ямами (СКЯ) и сверхрешетках (СР) GaAs/GaAlAs (рамановская спектроскопия, горячая фотолюминесценция). Далее дан краткий обзор результатов этих работ, включающий недавно полученные результаты по наблюдению  $2D$ -квази- $3D$ -перехода в сверхрешетках.

## 1. Рассеяние света с переворотом спина

В работах по исследованию комбинационного рассеяния света (КРС) с переворотом спина связанных носителей тока в СКЯ [1] изучались как легированные Be, так и нелегированные СКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

Показано, что при резонансном возбуждении комплексов "экситон, связанный на нейтральном акцепторе ( $A^0X$ )" и "экситон, локализованный вблизи нейтрального акцептора ( $A^0LE$ )", реализуются различные механизмы КРС.

Установлено, что в фарадеевской геометрии рассеяния назад процесс с участием ( $A^0X$ )-комплексов может рассматриваться как двойной процесс переворота спина, который включает, кроме взаимного переворота спинов дырок, переворот спина электрона при взаимодействии с акустическим фононом.

При резонансном возбуждении комплексов  $A^0LE$  обнаружен специфический для квантовых ям (КЯ) механизм переворота спина дырки, обусловленный анизотропным обменным взаимодействием. Такой процесс становится возможным благодаря понижению симметрии комплекса  $A^0LE$  по сравнению с комплексом  $A^0X$ .

Непосредственно определены  $g$ -факторы дырки на акцепторе, электрона и локализованных экситонов, исследованы анизотропия и зависимость  $g$ -фактора от ширины КЯ. Измерены величины кристаллического расщепления состояний акцептора  $\Delta E(\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2)$  в КЯ разных ширин.

## 2. Обусловленное нарушением закона сохранения импульса рассеяния света на акустических фононах

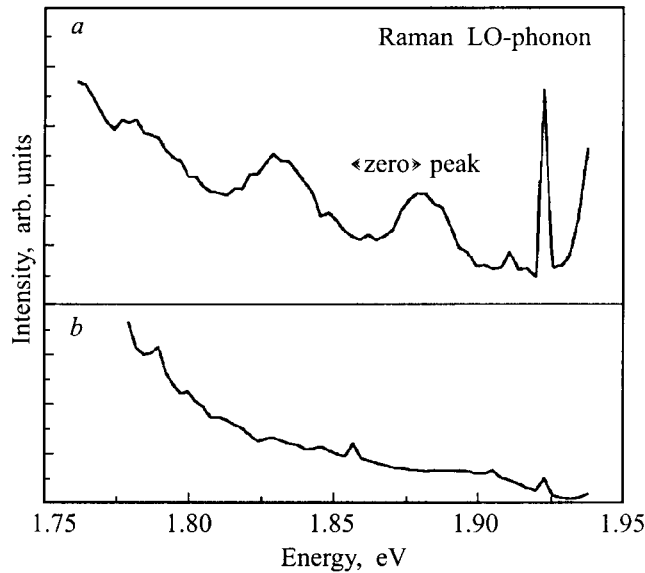
Впервые была исследована природа квазинепрерывного [2,3] рамановского спектра в области частот акустических фононов. Показано, что этот спектр обусловлен

нарушением закона сохранения сверхрешеточного квазиимпульса в реальных СКЯ. Причиной нарушения закона сохранения квазиимпульса являются флуктуации ширины квантовых ям и барьеров, неизбежно возникающие в процессе роста СКЯ. Эти флуктуации приводят к тому, что в последовательности идентичных КЯ могут оказаться КЯ с большей или меньшей шириной (соответственно с меньшей или большей энергией размерного квантования). Процесс рассеяния света от регулярной последовательности идентичных КЯ происходит с сохранением сверхрешеточного квазиимпульса, в то время как "дефектные" КЯ рассеивают свет с нарушением закона сохранения импульса. Поэтому в рамановском спектре наблюдаются как известные дублеты сложенных фононов, так и непрерывный спектр, обусловленный неоднородным уширением уровней размерного квантования. В работе также показано, что спектр испущенных в резонансном рамановском процессе акустических фононов определяется видом электронной/дырочной волновой функции.

Тот факт, что непрерывный рамановский спектр рассеянного на акустических фононах света имеет ярко выраженный резонансный характер, был использован для исследования структуры электронных состояний квантовых ям в квантующих магнитных и электрических полях.

## 3. Энергетическая релаксация горячих электронов в СКЯ и СР

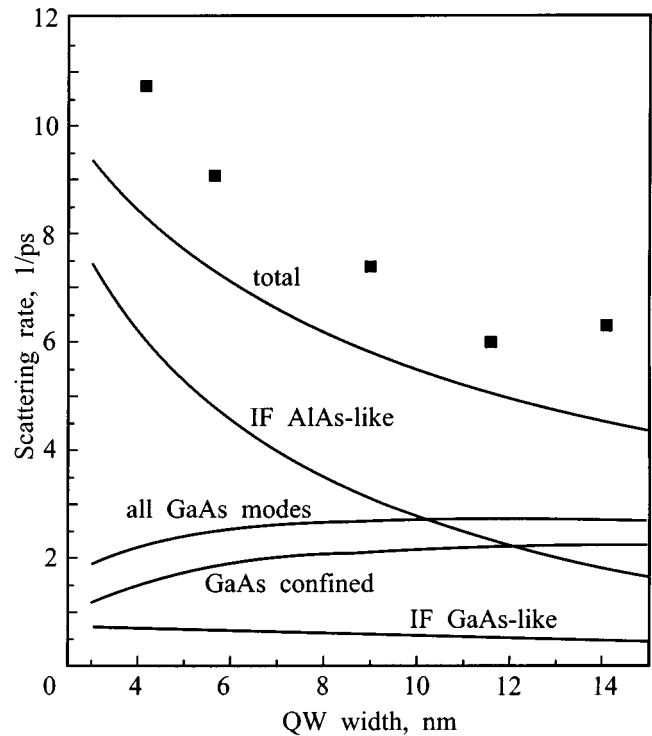
Большое внимание в последние годы было привлечено к проблеме энергетической релаксации горячих электронов в  $2D$ -структурах за счет электрон-фононного взаимодействия. В таких структурах большое значение имеет не только размерное квантование электронного спектра, но и модификация фононного спектра, появление квантованных ("confined") и интерфейсных фононов. Экспериментальное исследование этих вопросов оптическими методами с временным разрешением столкнулось с рядом трудностей, связанных с очень большой интенсивностью возбуждения в лазерных импульсах (экранирование, горячие фононы и др.), что приводило к недостоверным результатам. Разработанный авторами метод фотолюминесценции горячих электронов (ГФЛ) при возбуждении непрерывными лазерами и измерениями магнитной деполаризации этой люминесценции, использованный ранее для исследования объемных кристаллов [4],



**Рис. 1.** Спектры горячей фотолуминесценции СКЯ GaAs/AlAs, 5/10 nm,  $E_{exc} = 1.96$  eV,  $T = 6$  K.  $a - N_A = 3 \times 10^{17}$  cm $^{-3}$ ,  $b - N_A = 4.6 \times 10^{18}$  cm $^{-3}$ .

позволил и в случае СКЯ и СР обойти упомянутые трудности и получить надежные результаты, касающиеся вероятности рассеяния горячих электронов, ее зависимости от ширины квантовых ям, а также о роли различных типов фононов в процессе рассеяния [5]. Измерения проводились для серии СКЯ GaAs/AlAs с ширинами ям  $L_w$  в диапазоне 4–16 nm и с фиксированной шириной барьеров 10 nm. На рис. 1,  $a$  приведен спектр ГФЛ для одной из СКЯ. Спектр возникает при рекомбинации горячих фотовозбужденных электронов с дырками, локализованными на акцепторных уровнях бериллия (концентрация дырок не превышала  $3 \times 10^{17}$  cm $^{-3}$ ). Отчетливая осцилляционная структура спектра связана с рекомбинацией электронов как из начального фотовозбужденного состояния, так и в ходе энергетической релаксации по первой электронной подзоне путем испускания оптических фононов. Расстояние между пиками равно энергии фононов, вносящих доминирующий вклад в рассеяние. Для СКЯ с  $L_w > 12$  nm это расстояние равнялось 37 meV, что равно энергии LO-фононов. Для структур с узкими квантовыми ямами расстояние между пиками равнялось 50 meV, что близко к энергии интерфейсных фононов типа AlAs. Измерения магнитной деполяризации ГФЛ при начальной кинетической энергии горячих электронов ("zero"-пик) позволили определить вероятность внутризонного рассеяния. Экспериментальные результаты сравнивались с вычисленными вероятностями рассеяния для фононов различных типов, полученными в рамках диэлектрической континуальной модели (ДКМ). Экспериментальные и расчетные результаты в зависимости от  $L_w$  приведены на рис. 2 и удовлетворительно согласуются друг с другом как по величине вероятности рассеяния, так и в доминирующем вкладе в рассеяние интерфейсных фононов типа AlAs в узких квантовых ямах.

Исследовано рассеяние и энергетическая релаксация горячих электронов в СКЯ CaAs/AlAs 5 nm / 10 nm, легированных акцепторной примесью бериллия в центральной части ям в диапазоне  $8 \times 10^{17} - 5 \times 10^{18}$  cm $^{-3}$  [6]. В этом случае основной вклад в вероятность рассеяния и энергетическую релаксацию вносит взаимодействие горячих электронов с нейтральными акцепторами, сопровождающееся возбуждением и ионизацией последних. Ослабление роли фононного рассеяния проявляется в исчезновении фононных осцилляций в спектре ГФЛ, рис. 1,  $b$ . Были измерены вероятности рассеяния из начального фотовозбужденного состояния и времена, характеризующие энергетическую релаксацию в зависимости от концентрации акцепторов  $N_A$  и найдены поперечные сечения этих процессов. Вероятности рассеяния для электронов с начальной кинетической энергией 0.26 eV изменяются от 10 до 25 ps $^{-1}$ , поперечное сечение этого процесса  $\sigma_0 = 4 \times 10^{-14}$  cm $^2$ , что почти вдвое меньше  $\sigma_0$  для объемных образцов. Уменьшение  $\sigma_0$  связано с уменьшением в КЯ малоуглового рассеяния. Времена, характеризующие релаксацию, находятся в диапазоне 300–500 fs, а соответствующее сечение рассеяния равняется  $2.4 \times 10^{-15}$  cm $^2$ . Была развита теория рассеяния горячих электронов на нейтральных акцепторах в квантовых ямах, учитывающая как неупругие так и упругие процессы рассеяния и не ограниченная рамками обычного приближения малоуглового рассея-



**Рис. 2.** Зависимость вероятности внутризонного рассеяния горячих (200 meV) электронов от ширины квантовой ямы в СКЯ GaAs/AlAs. Сплошные кривые — расчетные значения в рамках модели ДКМ для оптических фононных мод различных типов.

ния. Расчеты основанные на этой теории, согласуются с экспериментальными результатами. Из сопоставления эксперимента и расчета определен радиус акцептора в плоскости квантовой ямы, составляющий 4 nm.

#### 4. Влияние размерности на поляризационные характеристики ГФЛ

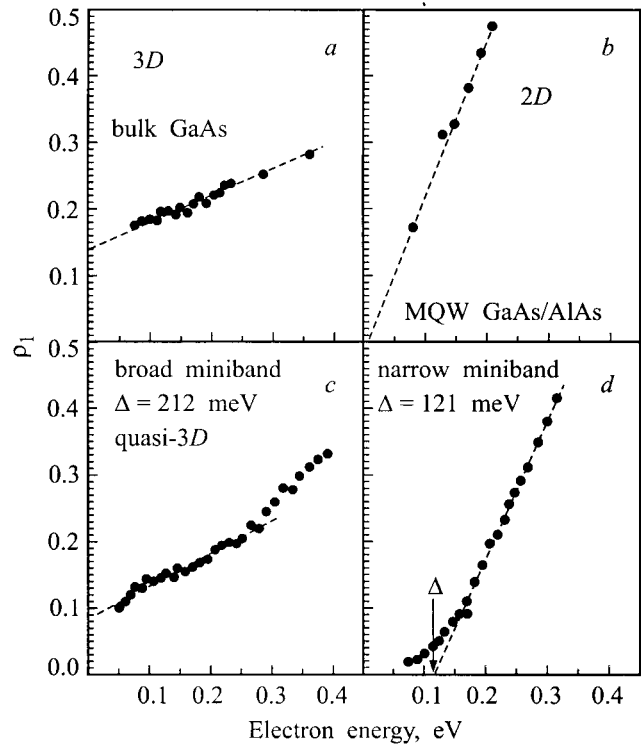
В полупроводниках со сложной структурой валентной зоны (типа GaAs) поглощение линейно поляризованного света приводит к выстраиванию электронов и дырок по импульсам, в то время как циркулярно поляризованный свет рождает частицы, ориентированные по спину. Рекомбинация выстроенных по импульсу или ориентированных по спину электронов приводит соответственно к линейной или циркулярной поляризации люминесценции [4].

В объемном полупроводнике линейная поляризация (при линейно поляризованной накачке)  $\rho_l$  слабо возрастает при увеличении энергии рекомбинирующих электронов  $E$ . С другой стороны, в двумерном полупроводнике СКЯ CaAs/AlAs  $\rho_l = 0$  при  $E = 0$  и возрастает до  $\rho_l \sim 0.5$ , когда  $E > E_1$ , где  $E_1$  — энергия первого размерно-квантованного состояния.

В промежуточном случае сверхрешеток экстраполяция  $\rho_l(E)$  приводит к нулевому значению при энергии электронов  $E$ , близкой к ширине первой электронной минизоны  $\Delta$ , а не при  $E = 0$ , как в СКЯ. Такое поведение  $\rho_l(E)$  было объяснено в рамках приближения сильной связи, в котором предполагается слабое взаимодействие соседних КЯ. В работе [7] было показано, что это приближение справедливо в СР с узкими электронными минизонами, т.е. в GaAs/AlAs-СР с ширинами барьеров  $L_b \geq 6 \text{ \AA}$  и при фиксированной ширине квантовых ям  $L_w = 40 \text{ \AA}$ . Можно было ожидать, что в СР с широкими минизонами энергетическая зависимость  $\rho_l(E)$  будет похожа на зависимость  $\rho_l(E)$  в объемном GaAs. На рис. 3 представлена энергетическая зависимость линейной поляризации ГФЛ  $\rho_l$  в сверхрешетках с разным содержанием Al ( $x = 0.3$  и  $1$ ), т.е. с разной высотой барьеров  $U_b$  (0.29 и 1.06 eV). Для наглядности на этом рисунке представлены данные, полученные в СКЯ (рис. 3, b) и в объемном GaAs (рис. 3, a). В случае объемного GaAs экспериментальные данные аппроксимированы пунктирной прямой.

Измеренная зависимость  $\rho_l(E)$  в случае СР с наиболее высокими барьерами ( $x = 1$ ) (см. рис. 3, d) находится в хорошем согласии с рассмотрением, сделанным в приближении сильной связи.

Из этого рассмотрения следует, что энергетическая зависимость  $\rho_l$  в СР с наиболее узкими минизонами подобна той, которая наблюдалась в случае СКЯ. Это отчетливо видно из сравнения наклона зависимости  $\rho_l(E)$  в этих двух случаях (см. рис. 3, d). Однако в СР своего нулевого значения  $\rho_l(E)$  достигает при  $E \sim \Delta$  (где  $\Delta$  —



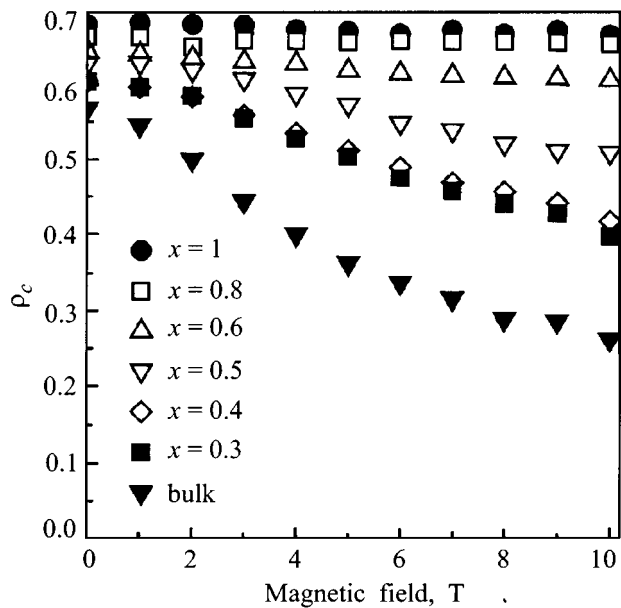
**Рис. 3.** Зависимость линейной поляризации ГФЛ  $\rho_l$  от энергии электронов для СКЯ, СР и объемного GaAs. При изменении  $x$  от 1 до 0.3 ширина минизоны  $\Delta$  меняется от 0.121 до 0.212 eV. Отчетливо видна эволюция зависимости  $\rho_l(E)$  при изменении  $x$ , т.е. высоты барьера.

ширина первой электронной минизоны), а не при  $E \rightarrow 0$ , как в КЯ. Такая же зависимость  $\rho_l(E)$  наблюдалась в случае СР с  $x = 0.8$ .

Заметные изменения в зависимости  $\rho_l(E)$  происходят уже в СР с  $x \leq 0.6$ , где уменьшение высоты барьера существенно модифицирует энергетическую зависимость  $\rho_l(E)$ . Однако наибольшие изменения наблюдаются в случае СР с  $x = 0.3$  (рис. 3, c), где зависимость  $\rho_l(E)$  очень похожа на зависимость в случае объемного GaAs (ср. с рис. 3, a). Вместе с тем, некоторые детали, связанные с квази-двумерным движением электронов, при  $E > \Delta$  сохраняются. Это проявляется в том, что наклон  $\rho_l(E)$  при  $E > \Delta$  отличается от наклона при  $0 < E < \Delta$ , поскольку электроны с кинетической энергией  $E > \Delta$  движутся преимущественно в плоскости СР.

Другое характерное отличие ГФЛ в объемном GaAs и СКЯ связано с циркулярной поляризацией ( $\rho_c$ ) люминесценции (при циркулярно поляризованном возбуждении). В объемном случае имеет место так называемый эффект корреляции спина и импульса фотовозбужденных электронов. Этот эффект увеличивает циркулярную поляризацию люминесценции.

Прямое экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено в работе [8], где наблюдалось уменьшение  $\rho_c$  в магнитном поле ( $B$ ) в геометрии Фарадея. Ход зависимости  $\rho_c$  от магнитного поля показал,



**Рис. 4.** Зависимость циркулярной поляризации ГФЛ  $\rho_c$  от магнитного поля для СР и объемного GaAs. В СР с широкими минзонами (см.  $x = 0.4$  и  $x = 0.3$ ) эффект спин-импульсной корреляции восстанавливается.

что действие магнитного поля сводится к циклотронному вращению импульса фотовозбужденных электронов и, тем самым, к разрушению спин-импульсной корреляции. В КЯ эффект спин-импульсной корреляции отсутствует: соответствующий ей член написать нельзя, так как отсутствует компонента импульса электрона в направлении углового момента фотона  $\mathbf{n}$  (предполагается, что  $\mathbf{n}$  перпендикулярен плоскости СКЯ.) На рис. 4 показана зависимость  $\rho_c$  от магнитного поля, измеренная в геометрии Фарадея, для электронов с кинетической энергией  $E \sim 80\text{--}100\text{ meV}$ . В объемном GaAs  $\rho_c$  быстро убывает (темные перевернутые треугольники) с увеличением магнитного поля  $B$  из-за разрушения спин-импульсной корреляции. В СР с узкими минзонами спин-импульсная корреляция отсутствует и  $\rho_c$  не изменяется с увеличением  $B$  (темные кружки ( $x = 1$ ); светлые квадраты ( $x = 0.8$ )). В случае широкозонных сверхрешеток, циркулярная поляризация уменьшается с увеличением магнитного поля. Этот эффект становится заметным в СР с  $x \leq 0.6$  и означает, что формирование широкой минзоны восстанавливает эффект спин-импульсной корреляции. В СР с  $x \sim 0.3$  (темные квадраты на рис. 4) эффект разрушения спин-импульсной корреляции уже сравним с таким же эффектом в случае объемного GaAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 96-02-16895, 96-15-96393, 96-15-96392) и Фольксваген (N 1/70958).

## Список литературы

- [1] V.F. Sapega, T. Ruf, E.L. Ivchenko, M. Cardona, D.N. Mirlin, K. Ploog. Phys. Rev. **B50**, 2510 (1994).
- [2] D.N. Mirlin, I.A. Merlukov, V.I. Perel', I.I. Reshina, A.A. Sirenko, R. Planel. Solid State Commun. **82**, 305 (1992).
- [3] V.F. Sapega, V.I. Belitsky, T. Ruf, H.D. Fuchs, M. Cardona, K. Ploog. Phys. Rev. **B46**, 16005 (1992).
- [4] М.А. Алексеев, И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега. ФТП **23**, 761 (1989).
- [5] Д.Н. Мирлин, Б.П. Захарченя, И.И. Решина, А.В. Родина, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров. ФТП **30**, 699 (1996).
- [6] Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. ФТП **32**, 866 (1998).
- [7] V.F. Sapega, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, D.N. Mirlin, I.A. Akimov, T. Ruf, M. Cardona, K. Eberl. Phys. Rev. **B56**, 6871 (1997).
- [8] И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, Д.Г. Поляков, В.Ф. Сапега. Письма в ЖЭТФ **36**, 155, (1982).