

„Экситонная“ фотопроводимость кристаллов GaAs

© Н.С. Аверкиев[†], Д.А. Зайцев[†], Г.М. Савченко^{*†}, Р.П. Сейсян[†]

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

^{*} Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 февраля 2014 г. Принята к печати 11 марта 2014 г.)

Экспериментально исследованы и проанализированы спектральные зависимости фотопроводимости при 1.77 и 77 К образцов чистого эпитаксиального GaAs высокого кристаллического совершенства на подложке из полуизолирующего GaAs. Построена теория спектров фотопроводимости, в которой учитывается аналитическая форма экситонного края поглощения полупроводниковых кристаллов и транспорт фотогенерированных носителей заряда с учетом конечной толщины кристалла и наличия центров поверхностной рекомбинации. Показано, что при энергии возбуждения, меньшей ширины запрещенной зоны, спектр фотопроводимости определяется элементарными возбуждениями экситонного типа, а при больших энергиях возбуждения — поверхностными состояниями, а также процессами, связанными с испусканием оптических фононов. Обнаружено, что в изучаемых образцах образование экситонов непосредственно при поглощении света может иметь вероятность, сопоставимую с вероятностью формирования экситонов из термализованного электронно-дырочного газа.

1. Введение

За прошедшие 140 лет со времени первого упоминания о фотопроводимости (ФП) У. Смитом в 1873 г. это явление стало темой тысяч статей и нескольких широко известных монографий [1–3]. Известно, что наряду с поглощением, связанным с появлением носителей в зоне проводимости и валентной зоне, имеет место экситонный механизм поглощения. Есть основания полагать, что именно отсутствие в некоторых кристаллах ФП (а также фотолюминесценции) легло в основу предложенной в 1931 г. Я.И. Френкелем идеи возникновения экситонов при поглощении квантов света кристаллом [4] (см. также [5,6]). Поскольку экситоны являются электрически нейтральными квазичастицами, долгое время считалось, что экситонное поглощение не сопровождается изменением ФП. Однако в процессе совершенствования методов выращивания кристаллов и измерительной техники выяснилось, что „экситонная“ фотопроводимость (ЭФП) существует (равно как и фотолюминесценция) [7–9]. В зависимости от состояния границ раздела кристалла со средой она может быть как „положительной“, когда максимумам экситонного поглощения соответствуют максимумы ФП, так и „отрицательной“, при которой, напротив, в максимумах поглощения наблюдаются минимумы ФП [10–14]. Во многих случаях экспериментального наблюдения ЭФП регистрируются осцилляции ФП, имеющие период, приблизительно соответствующий энергии продольного оптического фонона.

Известны попытки теоретического описания „экситонной“ ФП, следующие идеям [2] (см. например, [11]), но,

как правило, не использующие адекватных аналитических описаний оптического поглощения в экситонной области спектра.

На сегодняшний день не решен однозначно вопрос о динамике формирования экситонов при поглощении света кристаллом. Этот вопрос активно обсуждался в 1990–2000 годах [15–17], иногда становится предметом изучения и в наши дни [18,19]. В работе [15] рассматриваются два механизма образования экситонов при поглощении квантов света полупроводниковым материалом: формирование из термализованного электронно-дырочного газа (бимолекулярное образование) и прямое возникновение экситонов из основного состояния кристалла при воздействии на него электромагнитного излучения (близнецовый механизм). Известно, что поглощенный квант света рождает коррелированные электрон и дырку, однако эта корреляция быстро теряется вследствие рассеяния на других носителях или на фононах. Близнецовое образование экситона имеет место в случае, когда электронно-дырочная пара ($e-h$) связывается в экситон до потери корреляции. Это происходит, если пара $e-h$ сбрасывает энергию путем испускания фонона до потери когерентности. В [15] показано, что в образцах GaAs этот механизм несуществен (отношение темпов близнецового и бимолекулярного образования экситонов ~ 0.05). На сегодняшний день принято считать, что в полупроводниках типа $A^{III}B^V$, где экситонные эффекты проявляются сравнительно слабо, экситоны образуются из термализованного электронно-дырочного газа, а вероятность формирования экситона непосредственно при поглощении кванта излучения пренебрежимо мала. Однако данные экспериментов приводят нас к несколько иным выводам.

В данной работе исследовано влияние экситонов на формирование спектра ФП, а также показано, что при достаточной чистоте образцов образование экситонов в

[†] E-mail: averkiev@les.ioffe.ru

^{††} E-mail: zaytsevda@yandex.ru

^{†††} E-mail: ngckju@gmail.com

^{††††} E-mail: rseis@ffm.ioffe.rssi.ru

кристаллах GaAs по прямому близнецовому механизму может иметь весьма высокую вероятность.

2. Фотопроводимость плоских пластин полупроводника при нормальном падении света

Стационарные концентрации избыточных носителей при освещении образца полупроводникового кристалла можно определить из уравнения непрерывности в предположении однородной генерации носителей заряда. При этом спектр поглощения света во многом определяет спектральную зависимость фотопроводимости. Известно, что эта зависимость представляет собой кривую с максимумом: увеличение коэффициента поглощения α приводит сначала к росту фотопроводимости до некоторого максимального значения, при достижении которого фотопроводимость начинает падать с ростом α . Этот спад объясняется сосредоточением фотовозбужденных носителей в приповерхностном слое при достаточно большом значении коэффициента поглощения. При этом огромную роль начинает играть поверхностная рекомбинация, приводящая к уменьшению концентрации неравновесных носителей Δn . Для описания этих процессов необходимо в уравнении непрерывности учесть неравномерность поглощения света по толщине образца, нарушающую однородность генерации носителей, а также наличие диффузии неравновесных носителей.

Коэффициент генерации носителей есть

$$G = I_0 \beta \alpha(\omega) e^{-\alpha(\omega)y}, \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность падающего на поверхность излучения, β — квантовый выход, $\alpha(\omega)$ — частотная зависимость коэффициента поглощения, y — координата, отсчитываемая в глубину образца.

Уравнение непрерывности в стационарных условиях имеет следующий вид:

$$G + D \frac{d^2 \Delta n}{dy^2} = \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (2)$$

Второе слагаемое левой части уравнения (2) описывает диффузию носителей с коэффициентом D . Рекомбинация учтена введением времени жизни электронов τ_n . Граничные условия, определяемые поверхностной рекомбинацией, таковы:

$$\pm D \frac{d\Delta n}{dy} \Big|_{y=y_0} = s \Delta n|_{y=y_0}, \quad (3)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации. Верхний знак соответствует освещаемой поверхности, $y_0 = 0$, нижний — поверхности $y_0 = d$.

Решая уравнение (2) с граничным условием (3) и интегрируя полученную зависимость $\Delta n(y)$ по толщине образца от 0 до d , можно получить полное количество

генерируемых на единице поверхности образца электронов [20]:

$$\Delta n = \frac{C}{\hbar\omega[1 - \lambda^2]} \left\{ 1 - e^{-\alpha(\omega)d} + \frac{\lambda [\lambda(e^{-\alpha(\omega)d} - 1) - S(e^{-\alpha(\omega)d} + 1)]}{1 + S \operatorname{cth}(d/2L)} \right\}. \quad (4)$$

Здесь C — множитель, учитывающий отражение света от поверхности образца, квантовый выход фотоэффекта и интенсивность падающего света, $\lambda = \alpha(\omega)L$, $S = s\tau_n/L$ — безразмерная скорость поверхностной рекомбинации, определяемая введением диффузионной длины электронов L .

Это выражение определяет частотную (спектральную) зависимость фотопроводимости, если известен спектр поглощения — зависимость $\alpha(\omega)$.

3. Аналитическое выражение для коэффициента экситонного поглощения в области фундаментального края поглощения

Влияние экситонных состояний на межзонное поглощение света проанализировано в [21,22]. При этом учитывается экспоненциальный хвост поглощения в глубь запрещенной зоны, описываемый правилом Урбаха [23].

Принимая во внимание перечисленные факторы, коэффициент поглощения α с учетом экситонного резонанса можно аппроксимировать выражением (предполагается, что форма линии экситонного поглощения описывается функцией Лоренца)

$$\alpha(\omega) = \sum_i X_i \frac{\gamma_i}{(\omega - \omega_{0i})^2 + \gamma_i^2} + A \sqrt{\hbar\omega - E_g} \pi \beta \times \frac{e^{\pi\beta}}{\operatorname{sh}(\pi\beta)} \frac{1}{1 + \exp[(E_g - R_{\text{ex}}/m - \hbar\omega)/k\sigma T]}, \quad (5)$$

в котором X_i — амплитуды линий экситонного спектра, ω_{0i} — частоты экситонных резонансов, γ_i — параметры нерадикационного затухания экситонных линий, A — постоянная, определяющая амплитуду уровня континуума состояний, $\beta = R_{\text{ex}}/(\hbar\omega - E_g)$, R_{ex} — энергия основного экситонного состояния, E_g — ширина запрещенной зоны, $m = 3-4$, σ — эмпирически подбираемый параметр, T — температура, k — постоянная Больцмана.

4. Образцы кристаллов GaAs и техника эксперимента

Исследуемый образец (F247-B) был получен из слоя GaAs толщиной 20 мкм, выращенного методом газовой эпитаксии на полуизолирующей подложке из арсенида галлия толщиной 0.4 мм, и имел латеральные размеры $\sim (2 \times 5)$ мм. На образец были нанесены контакты

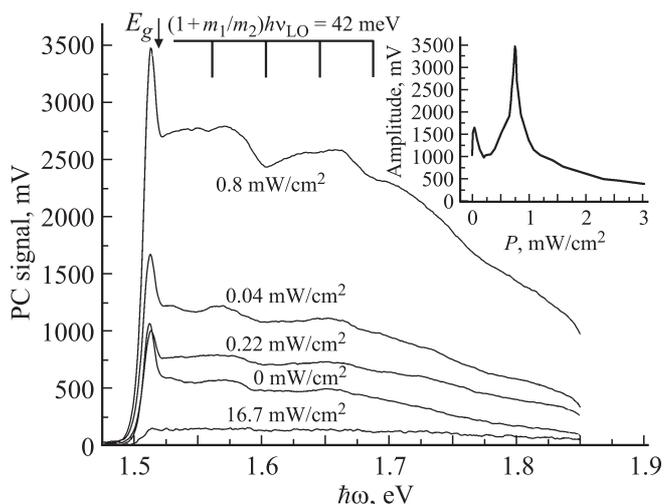


Рис. 1. Фотопроводимость (PC) кристаллов GaAs при 1.7 К. На вставке — зависимость амплитуды ФП от плотности мощности накачки P в область континуума состояний.

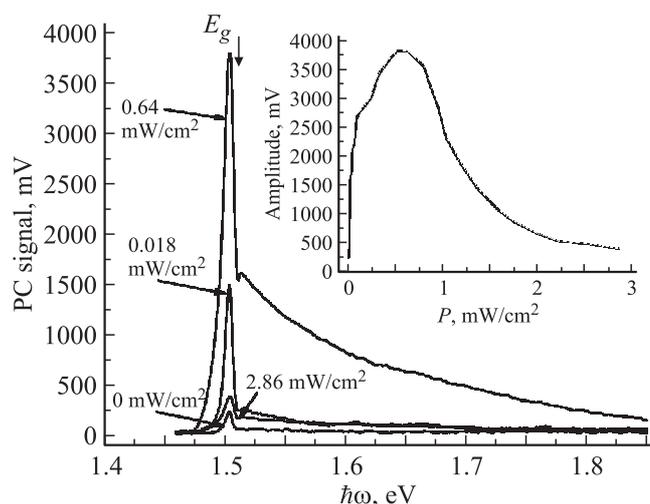


Рис. 2. Фотопроводимость (PC) кристаллов GaAs при 77 К. На вставке — зависимость амплитуды ФП от плотности мощности накачки P в область континуума состояний.

(контактная группа включала слои Ge и Au, омическое поведение обеспечивалось кратковременным вжиганием контакта в вакууме), после чего на него через нагрузочное сопротивление, несколько большее, чем собственное сопротивление образца, подавалось постоянное напряжение. Образец помещался в сосуд Дьюара либо с жидким азотом ($T = 77$ К), либо с жидким гелием под откачкой ($T = 1.7$ К) и облучался (нормально к поверхности) пропущенным через монохроматор МДР-23 светом от лампы накаливания, снабженной механическим модулятором. Пятно освещения охватывало практически всю свободную от контактов поверхность образца и частично оба контакта. Одновременно под углом $\sim 15^\circ$ к нормали к поверхности, образец облучался полупроводниковым AlGaAs-лазером, работающим в непрерывном режиме

и имеющим рабочую длину волны излучения 796 нм, что соответствует переходам в континуум состояний экситонного спектра GaAs. Поскольку все наблюдаемые эффекты имели место при достаточно низких уровнях накачки, существенно меньших пороговой мощности генерации используемого лазера, мощность падающего на образец лазерного излучения уменьшалась нейтральными фильтрами (НС-10, НС-11). В процессе эксперимента снимался сигнал с нагрузочного сопротивления на частоте модуляции излучения лампы накаливания.

Основные результаты эксперимента для температур $T = 77$ и 1.7 К приводятся на рис. 1 и 2. Оба спектра фотопроводимости начинаются длинноволновым максимумом, продолжающимся участком спада в коротковолновую сторону. Имеется переходная область, включающая в себя неглубокий минимум, или же плато, начало которого приходится приблизительно на расчетное положение $E_g(T)$. Ширина максимума перекрывает расчетные положения серии дискретных экситонных состояний.

Интересна немонотонная форма падающей части спектра ФП при температурах жидкого гелия. Она имеет особенности, положения которых относительно E_g сопоставимы с величиной энергии продольного оптического фонона $\hbar\nu_{LO}$, умноженной на $(1+m_1/m_2)$, т.е. $(1+m_1/m_2)\hbar\nu_{LO} = 1.146\hbar\nu_{LO} = 41.94$ мэВ, (m_1 и m_2 — эффективные массы электрона и дырки). Этот множитель возникает из рассмотрения „одноэлектронной“ зонной схемы $E(K)$ при $K = 0$ и справедлив вплоть до заметных эффектов непараболичности при больших энергиях $E(K)$ [14,24]. При этом в нашем случае особенности в спектре ФП, приходящиеся на 2 и 4 энергии фонона выше $E_g(T)$, выражены более ярко. Спектры ФП при 77 К таких особенностей лишены, и в них наблюдается только монотонное падение интенсивности ФП.

Относительно новым и неожиданным эффектом является сильная и немонотонная зависимость амплитуды сигнала ФП от интенсивности лазерной подсветки.

5. Анализ результатов

Рассмотрим прежде всего адекватность описания края экситонного поглощения наших образцов GaAs при помощи предлагаемой аппроксимации формулой (5). На рис. 3 проводится сравнение экспериментального спектра коэффициента поглощения GaAs (образец F247-B, сплошная линия) с расчетным (пунктирная линия).

Надлежащим выбором параметров в (5) (см. подпись к рис. 3) удается добиться хорошего соответствия между теоретическим описанием края поглощения и экспериментом. Именно эти параметры мы и применим в дальнейшем для описания фотопроводимости в нашей работе.

Сопоставление экспериментального спектра ФП с теоретическим расчетом согласно (4) приводится на рис. 4. Основной вывод по этому рисунку можно свести к следующему. Максимумы ФП приходятся на энергию

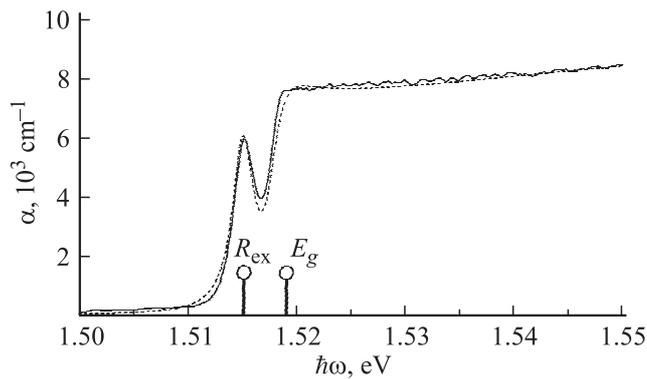


Рис. 3. Экспериментальная (сплошная линия) и теоретическая (штриховая) кривые края оптического поглощения кристаллов GaAs при 1.7 К. Параметры расчета: $X_1 = 15 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\gamma_1 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\hbar\omega_{01} = 1.515 \text{ эВ}$, $A = 1.9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}$, $E_g = 1.519 \text{ эВ}$, $R_{\text{ex}} = 3.9 \text{ мэВ}$, $m = 3$, $\sigma = 4.2$.

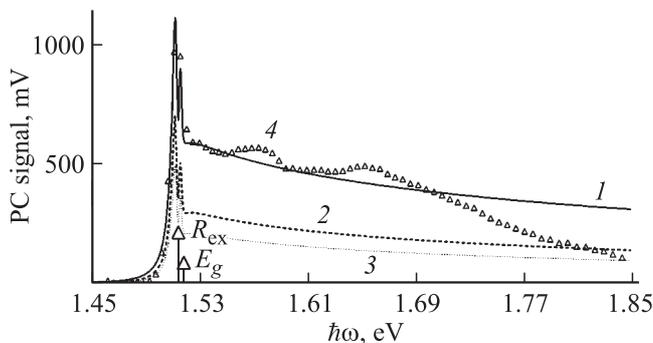


Рис. 4. Сопоставление теоретических (1–3) и экспериментального (4) спектров фотопроводимости (PC) GaAs при 1.7 К. Скорость поверхностной рекомбинации S : 1 — 25, 2 — 100, 3 — 300.

кванта возбуждения, соответствующую экситонному резонансу. Значительный вклад в ФП связан с межзонными переходами и с проводимостью по электронной и дырочной зонам. Также видно, что средним уровнем коротковолновой ФП управляет скорость поверхностной рекомбинации (см. рис. 3).

Отдельного рассмотрения достойны особенности спектральной зависимости ФП в области энергий выше края фундаментального поглощения при самых низких температурах и лазерной накачке (рис. 1). Приводимые спектры ФП дают основания полагать, что заметная часть низкотемпературной ФП GaAs формируется с участием экситонов, образованных по близнецовому механизму при возбуждении зондирующим светом лампочки накаливания. Известно, что горячие экситоны могут термализовываться с возбуждением фононов в решетке кристалла [13], причем этот процесс может быть связан с возбуждением как одного, так и двух (нескольких) продольных оптических фононов с энергией $h\nu_{\text{LO}}$. Энергия продольного оптического фонона в GaAs практически не зависит от величины импульса, а также от температуры.

Рассмотрение законов сохранения энергии и волнового вектора при испускании фононов горячими экситонами [14] убедительно показывает, что испускание 2 фононов имеет почти на порядок более высокую вероятность, а соответствующие процессы — значительно большую интенсивность. Так, в [14] более высокая эффективность процессов с участием четного числа фононов показана теоретически, притом, судя по этим расчетам, далее с увеличением числа пар фононов она начинает падать.

Если при испускании фонона когерентная электронно-дырочная пара связывается в экситон, то в спектре ФП мы будем видеть локальный минимум при соответствующей энергии. Действительно, на рис. 1 мы наблюдаем слабый минимум при энергии, превышающей край зоны примерно на энергию оптического фонона, а при удвоении этого значения — сильный. Слабая особенность наблюдается также в области превышения E_g (1.7 К) на 3 энергии продольного оптического фонона и сильная при энергии $E_g(T) + 4h\nu_{\text{LO}}$. При дальнейшем увеличении $h\omega$ амплитуда сигнала ФП падает вследствие поверхностной рекомбинации.

Отдельно отметим, что испускание оптических фононов не обязательно связано с термализацией экситона. Оно может иметь место и при термализации горячих носителей [24]. Если принять, что коэффициент диффузии D пропорционален энергии электрона E , то диффузионная длина $L = \sqrt{D\tau} \propto \sqrt{E}$ будет скачкообразно возрастать при испускании фонона, что и приводит, согласно (4), к немонотонной зависимости фотопроводимости от частоты возбуждающего света. В этом случае вероятности процессов с участием четного или нечетного числа фононов уже не будут различаться, как в случае с экситоном.

Очевидно, в случае термализации экситона периоды осцилляций ФП берут начало от энергии, соответствующей частоте экситонного резонанса, а в случае термализации горячих электронов — от энергии, соответствующей E_g . Кроме того, в первом случае период осцилляций строго равен $h\nu_{\text{LO}}$, тогда как во втором, как указывалось выше, период составляет $(1 + m_1/m_2)h\nu_{\text{LO}}$. Поскольку в эксперименте четко прослеживаются эффекты, имеющие место как при близнецовом, так и при бимолекулярном механизме формирования экситонов, можно считать, что работают оба эти механизма. Действительно, с одной стороны, наблюдаемые особенности спектра ФП повторяются через 42 мэВ (а не через 36.6 мэВ), причем отсчет начинается от E_g (а не от R_{ex}), что указывает на испускание фононов электронно-дырочным газом, а не экситоном, а с другой, — через четное число периодов эти особенности выражены намного более ярко, что говорит в пользу близнецового механизма формирования экситона. Тот факт, что роль близнецового механизма увеличена по сравнению с [15], вероятно, объясняется высоким совершенством и чистотой исследованного образца: в высококачественных образцах характерные времена рассеяния больше, поэтому вероятность прямого образования экситона может возрастать.

Все это убеждает нас в том, что за необычный характер спада ФП к высоким энергиям отвечают как близнецовый механизм образования экситонов, так и процессы термализации носителей, обладающих высокой кинетической энергией, причем в обоих случаях имеет место испускание продольных оптических фононов.

На рис. 2 приводятся спектры ФП того же образца при 77 К. Здесь наблюдается только относительно плавное падение интенсивности сигнала ФП, без заметных особенностей типа зарегистрированных нами при 1.7 К.

На вставках к рис. 1 и 2 приведены также зависимости сигнала ФП GaAs от плотности мощности подсветки при 1.7 и 77 К соответственно. При 1.7 К на зависимости наблюдаются два пика, первый, относительно невысокий, при 0.04 мВт/см^2 с амплитудой 1.7 В и второй, при 0.76 мВт/см^2 , с амплитудой 3.5 В. Отметим, что значение сигнала ФП зависит от ряда параметров измерительной системы, не фиксирувавшихся строго, и воспринимать его здесь и далее следует как относительную величину. Далее, при увеличении плотности мощности подсветки до значений $\sim 3 \text{ мВт/см}^2$ амплитуда сигнала плавно падает до величин $\sim 250 \text{ мВ}$. При 77 К (см. вставку на рис. 2) амплитуда сигнала также возрастает (до величины порядка $\sim 3.76 \text{ В}$ при 0.55 мВт/см^2), но затем плавно падает, также достигая 250 мВ при 3 мВт/см^2 . При слабых подсветках в области $0.2\text{--}0.3 \text{ мВт/см}^2$ наблюдается ступенька, которую можно рассматривать как не разрешившийся первый максимум.

Наблюдаемые нами детали зависимостей сигнала ФП от накачки интересно исследовать как возможное отражение спектра поверхностных состояний GaAs. Для этого можно предположить связь наблюдаемого нами поведения низкотемпературной фотопроводимости с нейтрализацией заряда поверхностных состояний фотогенерированными дырками, концентрация которых равна концентрации фотогенерированных электронов.

6. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев кристаллов GaAs при 1.7, 77 К и освещении образца от лампы накаливания через монохроматор с одновременной подсветкой, обеспечивающей возбуждение электронов в континуум состояний, несколько выше дна зоны проводимости, полупроводниковым лазером. С целью адекватной интерпретации результатов построена теория спектров фотопроводимости, в которой учитывается аналитическая форма экситонного края поглощения GaAs и решается проблема транспорта фотогенерированных носителей заряда с учетом конечной толщины кристалла, а также наличия центров поверхностной рекомбинации. Достигнуто удовлетворительное описание наблюдавшихся спектров фотопроводимости. Показано, что при энергиях кванта возбуждения, меньших ширины запрещенной зоны, спектр ФП определяется спектральной

зависимостью экситонного поглощения; спектр межзонной ФП подвержен сильному влиянию поверхностной рекомбинации. Экспериментально наблюдаемый немонотонный характер спектра коротковолновой ФП позволяет сделать вывод о возможности образования экситона фотовозбужденными электронно-дырочными парами до потери корреляции, происходящей при рассеянии на примесях или дефектах. Этот вывод отличается от принятой сегодня точки зрения, согласно которой в полупроводниках $A^{III}B^V$ такой механизм формирования экситонов маловероятен. Такой результат можно рассматривать как подтверждение высокого кристаллического совершенства исследуемых образцов.

Отметим, что в некоторых работах подобные результаты были получены в ходе других экспериментов. Например, в [18] при исследовании терагерцового поглощения показано, что по близнецовому механизму образуется $\sim 40\%$ экситонов.

Обнаруженная немонотонная зависимость амплитуды сигнала фотопроводимости от уровня засветки позволяет предположить ее связь с реальным спектром поверхностных состояний GaAs.

Авторы считают своим долгом поблагодарить Н.К. Полетаева за предоставление эпитаксиальных слоев, Н.Д. Шмидт за помощь с контактами, а В.Л. Берковица, А.Н. Резницкого, А.А. Клочихина, Б.В. Новикова, Е.В. Кожемякину и В.П. Кочерешко за полезное обсуждение результатов.

Работа поддержана грантом президента РФ НШ-1085.2014.2, а также частично грантами РФФИ (проекты № 14-02-00624 и 14-02-01160). Работа (Н.С.А.) выполнена при поддержке правительства РФ (договор № 14.Z50.31.0021, ведущий ученый М.Х. Байер).

Список литературы

- [1] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости* (М., Мир, 1996).
- [2] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Изд-во иностр. лит., 1962).
- [3] Т. Мосс. *Оптические свойства полупроводников* (М., Мир, 1970).
- [4] J.I. Frenkel. *Phys. Rev.*, **37**, 17 (1931); *Phys. Rev.*, **37**, 1276 (1931).
- [5] Ю.Г. Кусраев, Р.П. Сейсян. В кн.: *Петербургская-Ленинградская школа электроники* (СПб., Изд-во СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, 2013) с. 234.
- [6] А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. *ЖЭТФ*, **71**, 2230 (1976).
- [7] T.C. Damen, J. Shah, D.Y. Oberli, D.S. Chemla, J.E. Cunningham, J.M. Kuo. *Phys. Rev. B*, **42** (12), 7434 (1990).
- [8] T. Amand, J. Barrau, X. Marie, N. Lauret, B. Daresys, M. Brousseau, F. Laruelle. *Phys. Rev. B*, **47** (12), 7155 (1993).
- [9] F. Clerot, B. Deveaud, A. Chomette, A. Regreny, B. Sermage. *Phys. Rev. B*, **41** (9), 5756 (1990).
- [10] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников* (СПб., Изд-во СПбГУ, 2003).

- [11] А.С. Батырев, Р.А. Бисенгалиев, Н.В. Жукова, Б.В. Новиков, Э.И. Читыров. ФТТ, **45** (11), 1961 (2003).
- [12] Е.Ф. Гросс, Б.В. Новиков. ФТТ, **1** (3), 357 (1959).
- [13] *Физика и химия соединений A^2B^6* , пер. под ред. С.А. Медведева, (М., Мир, 1970).
- [14] S. Permogorov. Phys. Status Solidi B, **68**, 9 (1975).
- [15] C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann. Phys. Rev. B, **55**, 1333 (1997).
- [16] P.E. Selbmann, M. Gulia, F. Rossi, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **54**, 4660 (1996).
- [17] J. Szczytko, L. Karpei, J. Berney, F. Morier-Gehound, M.T. Portella-Oberli, B. Deveaud. Phys. Rev. Lett. **93**, 137401 (2004).
- [18] R.A. Kaindl, D. Hägele, M.A. Carnahan, D.S. Chemla. Phys. Rev. B, **79**, 045320 (2009).
- [19] K. Kowalik-Seidl, X.P. Vögele, F. Seilmeier, D. Schuh, W. Wegscheider, A.W. Holleitner, J.P. Kotthaus. Phys. Rev. B, **83** (8), 081307 (R) (2011).
- [20] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М., Мир, 1976) с. 142.
- [21] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. ФТТ, **36** (2), 373 (1994).
- [22] R.J. Elliott. Phys. Rev., **108** (6), 1384 (1957).
- [23] M. Ueta, H. Kanazaki, K. Kobayashi, Y. Toyazawa, E. Hanamura. *Excitonic Processes in Solids [Springer-Verlag Ser. in Solid-State Sciences, v. 60]* (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1986) p. 228.
- [24] H.J. Stocker, H. Levinstein, C.R. Stannard. Phys. Rev., **150**, 613 (1966).

Редактор Л.В. Шаронова

Exciton photoconductivity of GaAs crystals

N.S. Averkiev⁺, D.A. Zaitsev⁺, G.M. Savchenko*,
R.P. Seisyan⁺

⁺Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

*St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract In this paper we analyse the experimentally obtained at 1.7 and 77 K photoconductivity spectra of high crystalline quality GaAs crystals epitaxially grown on a semi-insulating GaAs substrate. We construct a theory of the photoconductivity spectra, which takes into account analytical form of the semiconductor crystals exciton absorption edge and photo-generated charge carriers transport considering finiteness of crystal thickness and the presence of surface recombination centers. It is shown that when the excitation energy is less than the band gap, the photoconductivity spectrum is determined by elementary excitations of the exciton type, while at higher excitation energies — by surface states and processes associated with the emission of optical phonons. It has been found that in the studied sample direct excitons formation upon absorption of light can have the probability similar to the probability of excitons formation from the thermalized electron–hole gas.