

## РАССЕЯНИЕ ЭКСИТОННОГО ПОЛЯРИТОНА НА ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРАХ В GaAs

Д. А. Зайцев<sup>a\*</sup>, А. В. Кавокин<sup>b,c</sup>, Р. П. Сейсян<sup>a\*\*</sup>

<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия

<sup>c</sup> University of Southampton  
Highfield, Southampton, SO171BJ, UK

Поступила в редакцию 18 октября 2016 г.

Рассеяние экситонного поляритона примесными центрами при низких температурах мало исследовано, несмотря на его существенную роль в процессах, сопровождающих бозе-эйнштейновскую конденсацию экситонного поляритона. С целью изучения особенностей взаимодействия экситонного поляритона с примесными центрами мы предприняли изучение интегрального поглощения основного состояния  $n_0 = 1$  экситона в GaAs в тонких пластинах микронной толщины, имеющих заметное оптическое пропускание. Сравнительное исследование пропускания в окрестности экситонного резонанса, выполненное на 15 образцах кристаллических пластин GaAs с различной концентрацией примеси  $N$ , обнаружило неожиданную закономерность. В то время как  $N$  возрастает почти на пять десятичных порядков величины, нормализованное спектрально-интегрированное поглощение света обнаруживает слабый рост, подчиняясь степенной зависимости от концентрации  $N^m$ , где  $m = 1/6$ . Показано, что эта зависимость является свидетельством диффузионного механизма распространения экситонного поляритона сквозь толщу полупроводника, которое присутствует наряду с баллистическим проникновением света сквозь образец.

DOI: 10.7868/S0044451017040162

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние экситонного поляритона (ЭП) на примесных центрах мало исследовано, несмотря на его существенную роль в процессах, сопровождающих бозе-конденсацию ЭП и лазерную генерацию конденсата. Одним из наиболее информативных методов изучения диссипативных процессов, сопровождающих фазовые превращения и распространение ЭП, является регистрация и анализ интегрального поглощения (ИП) света в линии экситонного резонанса. Интегральное поглощение в спектрах оптического пропускания тонких полупроводниковых пластин является источником разнообразной полезной информации как о фундаментальных физических процессах в полупроводнике, так и о характеристиках конкретных образцов, приготовленных тем или иным методом. Особенности ИП впервые были экс-

периментально продемонстрированы в работе [1], затем анализировались в работах [2, 3], после чего они были предметом исследования во многих работах. При помощи анализа ИП устанавливались основные параметры ЭП в различных кристаллах: GaAs [4], InP [5], ZnSe и некоторых других  $A_2B_6$  [6], устанавливались такие параметры, как продольно-поперечное расщепление  $\omega_{LT}$  и сила осциллятора  $f$ , а также величины критического затухания  $\gamma_c$  и критической температуры  $T_c$  наблюдения ЭП-эффектов. При помощи ИП решалась задача о принципиальной возможности существования ЭП в полупроводниковых твердых растворах [7], о константах взаимодействия ЭП с экситонами, со свободными носителями заряда [8], с примесными центрами, а также оценивалось время жизни экситонов в образцах, прошедших ту или иную обработку поверхности.

В настоящей работе мы сосредоточимся на практически не исследованной проблеме взаимодействия ЭП с примесными центрами, актуальной для анализа низкотемпературных оптических экспериментов

\* E-mail: zaytsevda@yandex.ru

\*\* E-mail: rseis@ffm.ioffe.ru

с тонкими полупроводниковыми пластинами. При этом мы будем обсуждать, главным образом, интегральное поглощение в спектральной линии основного состояния  $n_0 = 1$  экситона.

## 2. ОБРАЗЦЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные образцы, метод приготовления, включая технику их выращивания и технологии дальнейшей обработки, необходимой для экспериментов по измерению их оптического пропускания, мы характеризуем в таблице. Интегральное поглощение  $K$  в дискретной линии основного экситонного состояния измерялось при температурах жидкого гелия в тонких (толщиной в 1–4 мкм) полупроводниковых пластинах GaAs. Они были изготовлены из слоев, выращенных методами молекулярно-пучковой (МПЭ) и газовой (ГФЭ) эпитаксии на подложках массивного полупроводникового GaAs. Для измерения оптического пропускания образцы утоньшались химическим травлением; как результат, они не вполне однородны по толщине. Эффективная толщина приводится в таблице с точностью до одного микрона. Более подробно методика приготовления тонких образцов для нашего эксперимента описана, в частности, в работе [9].

После травления все образцы проходили термообработку в атмосфере водорода и упаковывались в прозрачные стеклянные боксы, как в работе [9]. Для измерения спектров пропускания они погружались в оптический криостат непосредственно в

среду жидкого гелия при откачке его паров. Спектры регистрировались при помощи дифракционного спектрометра.

При температуре измерений все примеси в GaAs в основном выморожены, поэтому их концентрация оценивалась по холловским или вольт-фарадным измерениям при комнатной температуре. Однако особенностью тонкой свободной полупроводниковой пластины является изгиб зон от центра пластины к поверхности, связанный с зарядом поверхностных состояний, как правило, в GaAs — обедняющий. Таким образом, часть нейтральных центров, попадающая в область достаточно сильного приповерхностного поля, оказывается ионизованной, и зарядовое состояние примесных центров надо считать смешанным — частично ионизованным, частично нейтральным. Взаимодействие экситонов с примесными центрами, и заряженными, и нейтральными, может рассматриваться как упругое взаимодействие, не приводящее, в первом приближении, к диссипации энергии.

В этой связи возникает вопрос о возможности применения к их анализу теории Ахмедиева [10], учитывающей различные факторы, вызывающие диссипативное затухание экситона. Проблеме применимости теории [10] в случае упругого взаимодействия экситона с рассеивателем, не связанного прямо с диссипацией энергии, посвящена работа [11], в которой показано, что эта теория и в данном случае вполне применима, притом характеризуется теми же критическими параметрами, что и в случае воздействия других факторов, прямо приводящих к диссипации энергии.

Общей и принципиальной особенностью данных, полученных на различных образцах, оказалось отсутствие прямой пропорциональности ИП концентрации примесных центров. Это свидетельствует о невозможности описания взаимодействия при помощи некоторого эффективного сечения взаимодействия,  $\sigma$  как, например, в работах [10, 12], когда затухание прямо пропорционально числу рассеивателей:  $\Gamma = \sigma N_i$ . Характер экспериментальной зависимости оказывается сублинейным. Это может означать, что взаимодействие «экситон–примесный центр» нельзя рассматривать как индивидуальный акт, скорее, его можно рассматривать как взаимодействие некоторой группы объектов с экситоном. Это вынудило нас предпринять систематическое исследование, охватив широкий диапазон концентраций и методов изготовления. Основные измерения мы выполнили по методу, следующему из работы [10].

Таблица. Параметры исследованных образцов

| Образец     | Метод выращивания | $N_i$ , см <sup>-3</sup> | Метод измерения $N_i$ | Эффективная толщина $d$ , мкм |
|-------------|-------------------|--------------------------|-----------------------|-------------------------------|
| F235-A,B    | ГФЭ               | $1 \cdot 10^{13}$        | ВФ                    | 3–4                           |
| R1488-1,3,4 | МПЭ               | $2 \cdot 10^{14}$        | ВФ                    | 2–3                           |
| F262-A      | ГФЭ               | $8 \cdot 10^{14}$        | ВФ                    | 6                             |
| F244-C      | ГФЭ               | $1.3 \cdot 10^{15}$      | Холл и ВФ             | 6                             |
| F247-A,B,D  | ГФЭ               | $8 \cdot 10^{15}$        | Холл                  | 3–4                           |
| R1278-1,2   | МПЭ               | $2.8 \cdot 10^{16}$      | Холл                  | 2                             |
| R1144-2     | МПЭ               | $1.85 \cdot 10^{17}$     | Холл                  | 2                             |
| R1275-1,3   | МПЭ               | $4.8 \cdot 10^{17}$      | Холл                  | 1                             |

### 3. МЕТОД ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ЭКСИТОННОГО ПОЛЯРИТОНА

Наиболее информативной для ЭП функцией отклика можно считать интегральное поглощение в экситонной линии, определяемое как

$$K(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma), \quad (1)$$

$$K(\gamma) = K_{max} \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left\{ \arctg \frac{\gamma/\gamma_c}{\sqrt{1-(\gamma/\gamma_c)^2}} + \frac{\gamma}{\gamma_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{\gamma_c}\right)^2} \right\} & \text{при } \gamma < \gamma_c, \\ 1 & \text{при } \gamma > \gamma_c. \end{cases} \quad (2)$$

Максимальное значение интегрального коэффициента поглощения, соответствующее насыщению зависимости, составляет

$$K_{max} = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \omega_{LT}^2}{c}, \quad (3)$$

а критическое затухание,  $\gamma_c$ , при котором излучательное время жизни экситона становится равным времени его нерадикационного затухания, равно

$$\gamma_c = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \hbar \omega_{LT}}{Mc^2}}, \quad (4)$$

где  $\omega_0$ ,  $M$  и  $c$  являются соответственно резонансной частотой, трансляционной массой экситона и скоростью света в вакууме, а  $\varepsilon_0$  и  $\omega_{LT}$  обозначают фоновую диэлектрическую проницаемость и продольно-поперечное расщепление ЭП.

Существенное для нас свойство экситонных поляритонов заключается в том, что функция (2) возрастает от значения  $K = 0$  при  $\gamma = 0$  по закону  $K(\gamma) = (4K_{max}/\pi)\gamma/\gamma_c$  (при  $\gamma/\gamma_c \ll 1$ ) до значения (3), которое достигается при  $\gamma = \gamma_c$ , и остается постоянной при  $\gamma/\gamma_c > 1$ . Известно, что величина  $\gamma$  является монотонной функцией температуры [13]. Критическая температура  $T_c$ , при которой исчезают поляритонные эффекты, определяется условием  $\gamma(T_c) = \gamma_c$ . При низких температурах, когда  $T < T_c$ ,  $\gamma_c$  можно рассматривать как границу, выше которой экситонный поляритон трансформируется в «механический» экситон и теряет основные признаки поляритона.

### 4. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ И ЕГО ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФОРМА

Точное определение коэффициента поглощения  $\alpha$  и его спектральной зависимости  $\alpha(\omega)$  из измерения

где  $\gamma$  — фактор диссипативного затухания,  $\gamma = \Gamma/\hbar$ , а  $\alpha(\omega, \gamma)$  — коэффициент поглощения света на частоте  $\omega$ . Для волн объемных ЭП, распространяющихся в квазиоднородной среде с пространственной дисперсией, интегральный коэффициент поглощения (1) выражается следующей аналитической зависимостью, впервые полученной Ахмедиевым [10]:

мых в эксперименте спектров пропускания  $T(\omega)$  является нетривиальной задачей [14].

Наиболее естественным, но требующим точного измерения спектров отражения, пропускания и поглощательной способности  $R(\omega)$ ,  $T(\omega)$  и  $A(\omega)$ , является использование закона сохранения энергии:

$$R(\omega) + T(\omega) + A(\omega) = 1. \quad (5)$$

Здесь мы учтем в поглощательной способности все нерадикационные потери, включая также и рассеяние волноводных мод, затухающих через границы образца.

На рис. 1 приведен пример вычисления спектра поглощения при использовании закона сохранения энергии для образцов с множественными квантовыми ямами и сильной интерференцией в областях прозрачности. Как можно видеть, использование соотношения (5) приводит к эффективному исключению интерференции. Однако требуется очень аккуратное измерение  $T$  и  $R$ . Отражение следует мерить с применением эталонной отражательной пластины, а при регистрации пропускания необходим учет всех дополнительных источников поглощения и отражения: на оптических окнах, покровных стеклах, использованных для упаковки образцов, и т. п., с тем чтобы сумма всех отраженных и поглощенных потоков энергии действительно равнялась единице. На рис. 1 хорошо виден оставшийся неучтенным поток энергии, хотя он и не превышает нескольких процентов. Но для оценки погрешности определения коэффициента поглощения нам понадобится еще учесть существенный вклад погрешности при определении толщины образца.

Большей частью для определения оптической плотности  $D = \alpha d$  мы пользовались формулой [15]

$$D = -\ln \left( \frac{-(1-R)(1-R_b) + \sqrt{(1-R)^2(1-R_b)^2 + 4R_b^2T^2}}{2R_bT} \right), \quad (6)$$

где  $R_b = (\sqrt{\epsilon_0} - 1)^2 / (\sqrt{\epsilon_0} + 1)^2$  — коэффициент отражения света от полубесконечной фоновой среды с диэлектрической постоянной  $\epsilon_0$ . Формула (6) привлекательна тем, что работает и в условиях сильной интерференции света в образце.

Если интерференцией по тем или иным причинам можно пренебречь, то связь между  $T$ ,  $R$  и  $\alpha$  выглядит следующим образом:

$$T = \frac{(1-R)^2 [1 + (\lambda\alpha/4\pi n)^2]}{e^{\alpha d} - R^2 e^{-\alpha d}}. \quad (7)$$

Такое упрощение обосновано, если предполагается экспоненциальное убывание интенсивности света при прохождении сквозь кристалл. Это предположение естественно для полупроводниковых пластин, в которых интерференция Фабри–Перо подавлена из-за сильного поглощения.

Поскольку  $n^2 \gg k^2$ , т.е.  $\alpha\lambda/4\pi n < 1$ , в области изменения прозрачности от  $(1-R)/(1+R)$  до 10% коэффициент поглощения может вычисляться по формуле

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (8)$$

Когда прозрачность  $T < 10\%$  (при  $n^2 \gg k^2$ ), формула для вычисления коэффициента поглощения  $\alpha$  приобретает вид

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T}. \quad (9)$$

Для корректного определения  $R$  вначале полируется лишь одна плоскость образца, причем выполняется условие  $\alpha d \gg 1$  (для исключения отражений от задней границы), и измеряется коэффициент отражения  $R$  во всей возможной области длин волн. Затем образец делается достаточно тонким ( $\alpha d \leq 1$  или  $(1-R)/(1+R) > T > 10\%$  в области наибольшей прозрачности), для того чтобы можно было надежно измерить интенсивность проходящего сквозь него пучка лучей в интересующей области длин волн. Коэффициент поглощения  $\alpha$  определяется по формуле (7) при  $T > 10\%$  или по формуле (9) при  $T < 10\%$ .

В данной работе мы еще упростим формулу (9) и остановимся на выражении, использованном в работе [16],

$$\alpha(\omega) = -\frac{1}{d} \ln T(\omega). \quad (10)$$

Это дальнейшее упрощение оправдано, когда модуляция отражения в окрестностях экситонного резонанса невелика. Пренебрежение этой величиной

создает небольшую, притом одинаковую для всех образцов систематическую ошибку. Она не может существенно повлиять на общий наклон интересующей нас зависимости  $K(N_i)$ .

Уже в самых первых экспериментах, выполненных с применением наиболее чистых слоев GaAs, обнаружилось, что спектр края поглощения в них может приобрести весьма необычный характер: основное состояние экситона для чистого материала почти теряется на фоне континуума, максимум поглощения основного экситонного состояния оказывается гораздо ниже его уровня (рис. 2). При этом ИП в отдельных случаях не превышает 5 эВ/см и оказывается более чем на порядок величины меньше ИП насыщения, которое для GaAs составляет 72 эВ/см [5]. С целью увеличения  $K$  мы применяли лазерную накачку в полосу экситонных состояний или в континуум, что приводило к пропорциональному накачке увеличению соответственно концентрации экситонов или свободных носителей, и наблюдали некоторое практически линейное по плотности мощности накачки увеличение  $K$ , из чего следовали оценки констант взаимодействия экситонов с экситонами и экситонов с электронами [2].

Естественно предположить, что измеренное ИП без накачки может рассматриваться как мера чистоты слоя, и этим можно было бы воспользоваться в тех случаях, когда другие методы оценки их качества не эффективны. Далее можно попытаться установить константу взаимодействия с примесным центром и распространить ее на случаи других концентраций. С этой целью мы выполнили эксперименты с образцами, характеризующимися различными концентрациями примеси. Однако попытка определения константы взаимодействия в предположении (как, например, в работах [10, 12]) линейного характера зависимости интегрального поглощения от концентрации оказалась несостоятельной и привела к ошибочным оценкам. Увеличение концентрации электронов (отрицательный заряд), так же как и нейтральных экситонов, приводит к квазилинейному росту  $K$ , правда, в последнем случае — с меньшим наклоном (рис. 3а,б). Там же была предпринята попытка оценить эффективность взаимодействия с нейтральной примесью. Однако из полученных результатов следует, что взаимодействие с нейтральной примесью не имеет индивидуального (линейного по концентрации) характера, и это подтвердилось далее в прямых экспериментах с варьруемой концентрацией примеси.

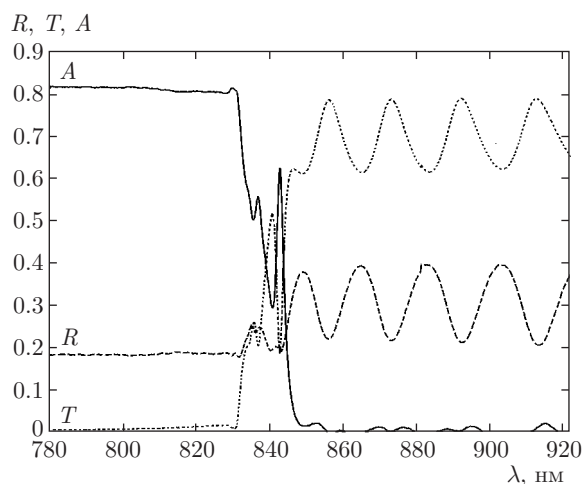


Рис. 1. Экспериментально измеренные спектры пропускания ( $T$ ) и отражения ( $R$ ), а также вычисленный спектр поглощения ( $A$ ) для образца с множественными квантовыми ямами

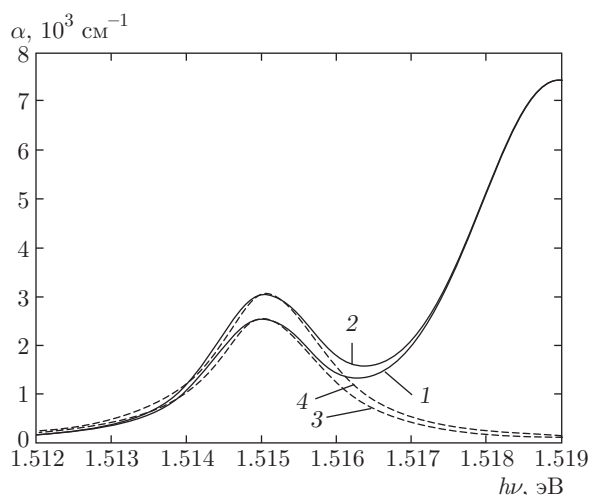


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения образца F235-A с лазерной подсветкой (2) и без нее (1). Кривые 3, 4 — аппроксимация кривых поглощения основного экситонного состояния лоренцианом

Вид экситонного края поглощения различных образцов при  $T = 1.8$  К приводится на рис. 4. Можно видеть, что все образцы демонстрируют отчетливо выраженный максимум поглощения, соответствующий основному состоянию экситона  $n_0 = 1$  при  $E \approx 1.515$  эВ, и минимум поглощения при переходе к континууму. Такой вид спектров позволяет относительно легко вычислить интегральное поглощение  $K$  в линии основного экситонного состояния. Чтобы избежать влияния хвостов континуума состояний, мы пользовались, главным образом, длинноволно-

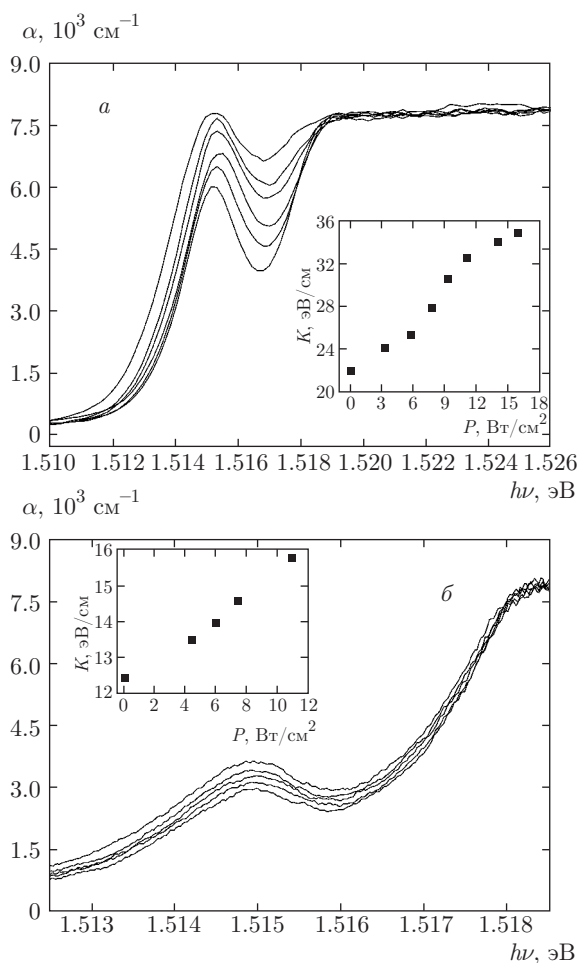


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения образцов F247-B (а) и R1488-1 (б) при постепенно увеличивающейся плотности мощности лазерной подсветки с длиной волны, соответствующей континууму экситонных состояний GaAs для образца F247-B и первому экситонному состоянию для образца R1488-1. На вставке — зависимость интегрального поглощения от плотности мощности лазерной накачки

вым склоном линии экситонного поглощения, считая площадь зеркально отраженной относительно энергии максимума колоколообразной кривой. Иными словами — встраивали по длинноволновому краю спектра лоренцевский контур с подбираемой переменной площадью. Возможно и полное последовательное интегрирование спектра — тогда величина  $K$  дается соответствующей «полочкой» в интегральном спектре [2]. Оригинальные спектры края поглощения GaAs на рис. 4 нормированы на значение известного (например, [17]) коэффициента поглощения «полочки» континуума  $8000 \text{ см}^{-1}$ . Принципиально важным является тот факт, что оцениваемое

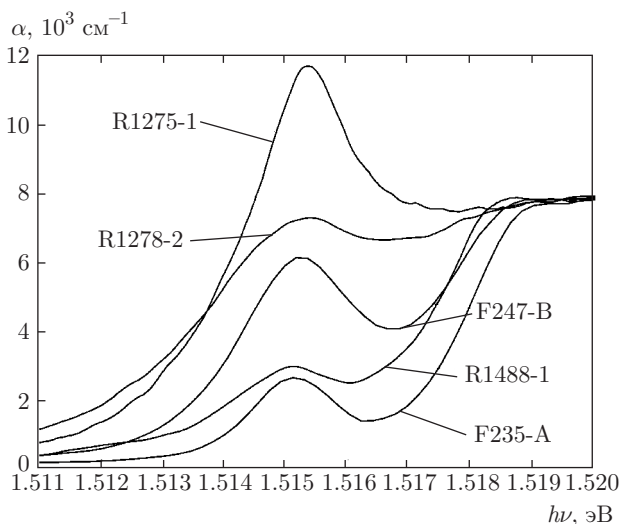


Рис. 4. Спектры поглощения некоторых исследованных образцов, измеренные при  $T \approx 2$  К (спектры нормированы на единую известную величину поглощения в континууме)

$\Gamma$  для всех измеренных образцов растет с увеличением концентрации, но остается на квазилинейном растущем участке зависимости  $K(\Gamma)$  (2), не достигая критического значения  $\Gamma_c$ , равного для GaAs 0.253 мэВ [4]. Таким образом, во всех случаях, даже при максимальной (в пределах нашего эксперимента) концентрации примеси мы имеем дело с ЭП, обладающим пространственной дисперсией и не трансформированным в «механический» экситон.

Важной особенностью ИП является нечувствительность к неоднородному уширению дискретной линии экситона. Это легко видеть при анализе ИП в кристаллах со слабой неоднородной деформацией или слабым неоднородным электрическим полем (когда деформационный, или полевой сдвиг линии меньше энергии связи экситона). В определенном смысле это верно и для магнитного поля в случае вырожденности исходного состояния, с той лишь разницей, что магнитное поле вызовет некоторый средний рост суммарного интеграла по расщепившимся зеемановским компонентам линии, пропорциональный квадрату напряженности поля.

Как известно, ЭП является квантовой суперпозицией, объединяющей «нематериальный» свет и материальные экситоны [18]. Она возникает в окрестности экситонных резонансов [19], объединяя свойства экситонов и фотонов, что делает ЭП перспективными для оптоэлектронных приложений [20]. В частности, групповая скорость ЭП может меняться от скорости света в полупроводниковом кристалле до скорости «механического» экситона, ко-

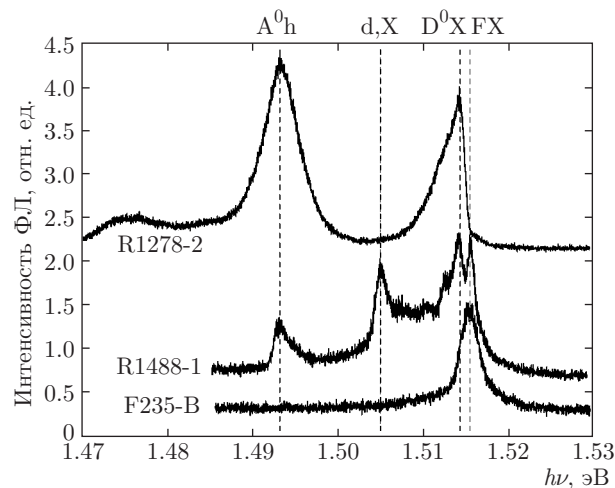


Рис. 5. Спектры низкотемпературной люминесценции некоторых исследованных образцов

торая на несколько порядков величины ниже — в зависимости от относительного вклада экситонной и фотонной фракций [19] в поляритонное состояние. Благодаря экситонной компоненте ЭП эффективно взаимодействует с акустическими фонами, что приводит, в конечном счете, к радиационному затуханию с переходом в фотонную моду вне образца [20–23]. По этой причине прохождение ЭП через кристаллическую пластинку управляется соотношением процессов радиационного и нерадиационного затухания. Внутри кристалла затухание ЭП может быть только нерадиационным, но как только поляритон достигнет одной из поверхностей, он затухает радиационно, давая вклады в сигналы отражения и пропускания [20].

В настоящей работе мы представим данные об интегральном экситонном поглощении света  $K$ , измеренном на 15 одинаковых кристаллических пластинках GaAs, различающихся концентрацией примесных центров  $N_i$ . Хотя экситонное поглощение является эффектом собственным, и на первый взгляд не должно зависеть от  $N_i$ , мы обнаружили неожиданную сублинейную зависимость  $K \propto N_i^\beta$  с  $\beta$  близким к 1/6. Это наблюдение проливает свет на механизм нерадиационных потерь в полупроводниках и позволяет сделать вывод о диффузионном прохождении ЭП сквозь толщину кристаллических пластинок GaAs.

Перед измерением интегрального поглощения мы исследовали спектры низкотемпературной фотолюминесценции для контроля возможных изменений спектров образцов в результате травления, отжига и упаковки. Фотолюминесценция (ФЛ)

возбуждалась второй гармоникой YAG:Nd-лазера непрерывного действия (2.33 эВ); спектры ФЛ записывались при помощи дифракционного спектрофотометра и фотоумножителя. В результате мы обнаружили, что наши образцы дают вполне типичные для GaAs спектры поглощения [24] и ФЛ для соответствующих уровней легирования [24, 25]. Наблюдаемые в спектрах ФЛ полосы могут быть приписаны различным собственным или примесным переходам, известным в оптических спектрах объемного GaAs, как это представлено на рис. 5.

Полученные спектры ФЛ полезно рассмотреть с позиций работы [26], посвященной анализу люминесценции предельно чистых эпитаксиальных слоев, тем более что некоторые исследованные нами образцы относятся к тем же сериям образцов, что и исследованные в [26]. Примечательной особенностью наиболее чистых образцов можно, согласно [26], считать отдельную четко выраженную линию свободного экситона. Замечательно, что спектр ФЛ образца с концентрацией  $N = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  демонстрирует отдельную линию свободного экситона (FX); переходы, связанные с примесями, не обнаруживаются. Это наблюдение подтверждает очень высокую чистоту образца F235, и кроме того означает, что предварительные обработки не изменили концентрацию примесей в образце. В то же время присутствие линий, связанных с акцепторами ( $A^0h$ ) и донорами ( $D^0X$ ) одновременно в одном и том же спектре, как это наблюдается для некоторых образцов (см. два верхних спектра на рис. 5), свидетельствует об определенной степени компенсации. Согласно [26] о степени компенсации можно судить по соотношению в спектре низкотемпературной ФЛ интенсивности линий свободного экситона и ЭПК на нейтральном доноре:  $D^0X/FX$ , которое оказывается нулевым для образца F235 и постепенно возрастает с увеличением общей концентрации примесей.

Рисунок 6 суммирует данные по  $K$  для различных концентраций примеси. В пределах набора исследованных образцов  $N_i$  изменяется в широких пределах, от  $N_i = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  до величины  $N_i = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Например, с точки зрения транспортных свойств, этот диапазон включает переход от полупроводника к полуметаллу в объемном GaAs. Однако во всем этом диапазоне зависимость  $K(N)$  может быть описана одним и тем же степенным законом, который выражается прямой линией в двойной логарифмической шкале. Феноменологическая двухпараметрическая подгонка экспериментальной зависимости функцией

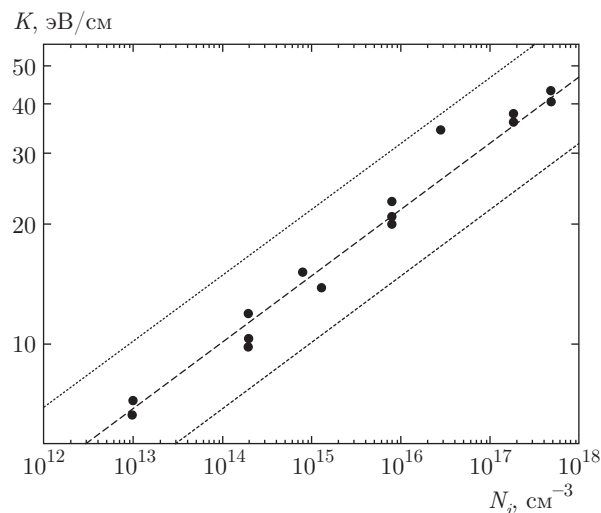


Рис. 6. Зависимость интегрального экситонного поглощения образцов от концентрации примеси. Линиями обозначены подгоночные зависимости вида  $K = (N/N_0)^{1/6}$  при  $N_0 = 10^7, 10^8, 10^9 \text{ см}^{-3}$

$$K = \left( \frac{N}{N_0} \right)^\beta \quad (11)$$

приводит в результате к значениям  $\beta = 0.175 \pm 0.005$  и  $N_0 = 10^{8.3 \pm 0.9} \text{ см}^{-3}$ . Мы увидим далее, что теоретическое рассмотрение дает величину  $\beta \approx 1/6 \approx 0.167$ .

Обнаруженная зависимость интегрального экситонного поглощения от концентрации примеси является несколько неожиданной. С одной стороны, как говорилось выше, для любого вида «примесного поглощения» было бы естественно ожидать линейной зависимости от  $N_i$  [10]. С другой стороны, экситонное поглощение является собственным эффектом и не должно было бы зависеть от концентрации  $N_i$  вообще. Эти рассуждения неявно соответствуют представлениям о баллистическом характере прохождения фотонов сквозь среду, в которой они редко испытывают акты неупругого рассеяния. Однако в случае упругого рассеяния эффективная траектория каждого ЭП, проходящего сквозь кристалл, может оказаться существенно длиннее, что приводит к явлению «медленного» света [27]. Ниже мы покажем, что в таком режиме, который мы называем «диффузионным прохождением», интегральное поглощение управляется характерным временем, затраченным ЭП на диффузию через кристаллическую пластину, что, в свою очередь, обуславливает сублинейную зависимость от концентрации примесей.

### 5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прохождение ЭП через кристаллическую пластину полупроводника, содержащую существенно высокую концентрацию центров упругого рассеяния, может быть описано классическим диффузионным уравнением

$$\frac{\partial n(\omega, x, t)}{\partial t} = D(\omega) \frac{\partial^2 n(\omega, x, t)}{\partial x^2} - \frac{n(\omega, x, t)}{\tau(\omega)}, \quad (12)$$

где  $n(\omega, x, t)$  — плотность поляритонов,  $D(\omega)$  — зависящий от частоты коэффициент диффузии,  $\tau(\omega)$  — нерадиационное время жизни ЭП,  $x$  — координата вдоль нормали к плоскости пластины.

Время диффузионного проникновения ЭП через кристаллическую пластину толщиной  $L$ , вычисленное по формуле (4) из работы [27], составляет

$$T_D(\omega) = \sqrt{\left(\frac{\tau(\omega)}{4}\right)^2 + \frac{L^2 \tau(\omega)}{4D(\omega)}} - \frac{\tau(\omega)}{4}. \quad (13)$$

Если нерадиационное время жизни ЭП является достаточно коротким (случай сильного поглощения), так что

$$\tau(\omega) \ll L^2/D(\omega), \quad (14)$$

то уравнение (5) преобразуется следующим образом:

$$T_D(\omega) = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{\tau(\omega)}{D(\omega)}}. \quad (15)$$

Диффузионный коэффициент зависит от длины свободного пробега ЭП  $l(\omega)$  как

$$D(\omega) = \frac{1}{3} l(\omega) \nu_{gr}(\omega). \quad (16)$$

Если длина когерентности ЭП сильно превышает среднюю дистанцию между примесными центрами, то средняя длина свободного пробега соотносится с концентрацией примесных центров как

$$l(\omega) \propto N^{-1/3}. \quad (17)$$

Этот режим характерен для ЭП в противоположность режиму диффузии с короткодействующим взаимодействием, реализующемуся в классических газах. ЭП является макроскопической квазичастицей с длиной когерентности, часто достигающей нескольких микрон [28], тогда как среднее расстояние между примесными центрами по порядку величины не превышает 10 нм. Пропорциональность (17) может быть выведена различными способами,

но простейшим аргументом в ее пользу являются соображения размерности. Если длина когерентности много больше, чем любая характерная длина в задаче рассеяния, то ее можно положить бесконечной. В этом случае соотношение между двумя остающимися длинами — длиной свободного пробега и средним расстоянием между примесными центрами — не может быть ничем иным, кроме пропорциональности. Это и приводит к функциональной зависимости (17). Заметим, что ярким экспериментальным подтверждением зависимости (17) является недавно опубликованная экспериментальная работа [29].

Подстановка (17) в уравнения (15), (16) дает

$$T_D(\omega) \propto N^{1/6}. \quad (18)$$

Теперь интегральное поглощение может быть оценено как

$$K \propto \int \frac{T_D(\omega)}{\tau(\omega)} d\omega \propto N^{1/6}. \quad (19)$$

Можно видеть, что диффузионная модель довольно точно воспроизводит экспериментально найденную зависимость интегрального поглощения от концентрации примесных центров в полупроводнике. Это показывает, что в присутствии примесей распространение ЭП сквозь полупроводниковую пластину имеет диффузионный характер. Отметим здесь, что предел сильного поглощения применим только к относительно медленному ЭП, который характеризуется значительной долей экситонной составляющей. Такие поляритоны проводят большее время внутри кристаллической пластины и имеют больше возможности затухать нерадиационно, чем быстрые фотон-подобные поляритоны.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что доказательство диффузионного характера прохождения экситонных поляритонов через полупроводниковую пластину было получено при систематическом изучении интегрального поглощения на серии из 15 образцов пластин из GaAs. Зависимость поглощения от концентрации примесей показывает, что поглощение света осуществляется главным образом через «медленные» экситон-поляритонные состояния, которые испытывают множественные акты рассеяния при прохождении сквозь пластину образца. Это наблюдение является важным для понимания механизмов



передачи энергии между веществом и светом в полупроводниках.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Н. К. Полетаеву и А. Ю. Егорову за предоставленные образцы, Н. Д. Ильинской и Н. М. Лебедеву за помощь с обработкой образцов. Кроме того, А. В. Кавокин выражает благодарность РФФИ (грант РФФИ-ННИО 15-52-12018), а Д. А. Зайцев — Комитету по науке и высшей школе правительства Санкт-Петербурга за финансовую поддержку экспериментальной части работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Kosobukin, R. P. Seisyan, and S. A. Vaganov, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1235 (1993).
2. Г. Н. Алиев, О. С. Кошуг, Р. П. Сейсян, *ФТТ* **36**, 373 (1994).
3. R. P. Seisyan, G. N. Aliev, O. S. Coschug-Toates et al., ed. Jai Singh, *Proc. SPIE* **2362**, 561 (1995).
4. С. А. Ваганов, Р. П. Сейсян, *ПЖТФ* **38**, 9 (2012).
5. С. А. Ваганов, Р. П. Сейсян, *ПЖТФ* **38**, 39 (2012).
6. G. N. Aliev, O. S. Coschug-Toates, and R. P. Seisyan, *J. Cryst. Growth* **159**, 843 (1996).
7. В. А. Кособукин, М. С. Маркосов, Р. П. Сейсян, *ФТП* **40**, 1321 (2006).
8. Д. А. Зайцев, Р. П. Сейсян, *ФТП* **48**, 604 (2014).
9. Р. П. Сейсян, *Спектроскопия диаманитных экситонов*, Наука, Москва (1984), с. 272.
10. Н. Н. Ахмедиев, *ЖЭТФ* **79**, 1534 (1980).
11. N. S. Averkiev, G. S. Savchenko, and R. P. Seisyan, *Semicond.* **57**, 290 (2015).
12. A. Schaefer and D. G. Steel, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4870 (1997).
13. S. Rudin, T. L. Reinecke, and B. Segall, *Phys. Rev. B* **17**, 11218 (1990).
14. Ю. И. Уханов, *Оптические свойства полупроводников*, Наука, Москва (1977).
15. D. S. Gerber and G. N. Maracas, *J. Quant. Electron.* **29**, 2589 (1993).
16. Р. П. Сейсян, Г. М. Савченко, Н. С. Аверкиев, *ФТП* **46**, 896 (2012).
17. М. Стердж, *Экситоны*, под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа, Наука, Москва (1985), с. 16.
18. J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
19. *Exciton Polaritons in Microcavities*, New Frontiers, ed. by D. Sanvitto and V. Timofeev, Springer-Verlag, Berlin (2012).
20. G. Panzarini and L. C. Andreani, *Sol. St. Comm.* **102**, 505 (1997).
21. F. Tassone and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. B* **59**, 10830 (1999).
22. A. Kavokin, G. Malpuech, A. Di Carlo et al., *Phys. Rev. B* **60**, 15554 (1999).
23. A. Kavokin, G. Malpuech, and G. Panzarini, *Phys. Rev. B* **60**, 16788 (1999).
24. R. P. Seisyan, *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 053001 (2012).
25. Yu. V. Zhilyaev, N. K. Poletaev, V. M. Botnaryuk et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **0**, 1024 (2003).
26. D. A. Zaitsev, N. D. Il'inskaya, A. V. Koudinov et al., *Sci. Rep.* **5**, 11474 (2015).
27. T. V. Shubina, M. M. Glazov, A. A. Toropov et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 087402 (2008).
28. R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke et al., *Science* **316**, 1007 (2007).
29. A. Karabchevskiy and A. V. Kavokin, *Sci. Rep.* **6**, 21201 (2016).