

Эффект Фано в спектрах магнитопоглощения арсенида галлия

© Д.В. Василенко, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян

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

(Получена 26 марта 1998 г. Принята к печати 25 мая 1998 г.)

Исследовались спектры магнитооптического поглощения высококачественных гомоэпитаксиальных слоев GaAs при магнитном поле B до 7.5 Тл и $T = 1.7$ К. Показано участие эффекта Фано в формировании некоторых линий магнитооптического спектра. Определены параметры феноменологической функции Фано. Показана существенная роль в рассматриваемых процессах поляритонных эффектов диамагнитного экситона.

1. Введение

Спектры магнитопоглощения объемных кристаллов, как известно (см. например, [1]), формируются совокупностью серий диамагнитного экситона, "привязанных" к соответствующим переходам между подзонами Ландау как к краям диссоциации. При этом ввиду резкой анизотропии движения электронов и дырок вдоль и поперек магнитного поля, каждая серия приобретает в сильных полях типичный для одномерного квантового состояния вид, свойственный, например, оптическому поглощению квантовых проволок. Такую картину впервые удалось пронаблюдать в кристаллах InSb [2], где ввиду малости энергии связи экситона, а также собственно эффективной массы электрона условие сильного магнитного поля по Эллиоту и Лудону ($\beta \gg 1$, где $\beta = \hbar\Omega/2Ry^*$, Ω — сумма циклотронных частот электрона и дырки, а Ry^* — энергия связи экситона) легко достигается для основного состояния экситона. Как выясняется, это справедливо также и для кристаллов, в которых условие Эллиота–Лудона (ЭЛ) для основного состояния выполнить не удается, но где еще до включения магнитного поля наблюдаются возбужденные экситонные состояния. Условие ЭЛ здесь выполняется прежде всего для возбужденных состояний, имеющих меньшую энергию связи и большой радиус, а схема возникновения магнитооптического спектра подобна таковой для "ридберговских" состояний атомов и молекул [3]. Спектры такого рода удалось наблюдать в GaAs впервые еще в начале 70-х годов [4,5]. Они характеризуются множеством весьма узких спектральных особенностей, существенно превосходящих количественно ожидаемое число линий (в соответствии со спектрами разрешенных переходов между подзонами Ландау). Состав и структура спектров оказались результатом наложения целой серии эффектов, которые удалось расшифровать сравнительно недавно, после того как был найден и обоснован метод расчета энергии связи диамагнитных экситонов. К числу последних, до недавних пор неразгаданных загадок принадлежала, по видимому, весьма необычная форма некоторых линий спектра магнитопоглощения, имеющих отчетливо выраженный длинноволновый "хвост" и резкий обрыв со значительным углублением в фоновое поглощение с коротковолновой стороны. Ранее предпринимались по-

пытки объяснить такой характер линий спектра эффектом Келдыша–Франца для диамагнитных экситонов [6] или же наличием области отрицательной эффективной массы одной из серий уровня Ландау тяжелых дырок и, соответственно, серии диамагнитных экситонов [5]. Недавно появилось сообщение [7] о возможной связи этого явления с проявлениями эффекта Фано в полупроводниках. Располагая сверхтонкими образцами весьма совершенных кристаллов GaAs, мы сочли возможным проверить такую возможность, сопоставив с другими версиями.

2. Образцы и техника эксперимента

Мы исследовали образцы высококачественного чистого GaAs ($n < 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{77} = (1 - 1.5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), выращенные методом газовой фазной эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100). Образцы доводились до "доквантовой" толщины в $4.4 \div 0.3$ мкм химическим травлением более толстого эпитаксиального слоя. Образцы этой серии были использованы также для проведения экспериментов по исследованию температурной зависимости ширины линии [8] и зависимости амплитуды и интегрального поглощения от толщины [9] для основного состояния экситонной серии. Результаты [8,9] со всей очевидностью демонстрируют экситон-поляритонный характер переноса энергии при низких температурах во всей центральной области по сечению образцов, за исключением частей, принадлежащих приповерхностным слоям и имеющих толщины порядка 0.1 мкм, вплоть до температур порядка 105 К. Эффекты поляритонного переноса исчезают при $T > 105$ К [8], а также при $T = 1.7$ К, но только в областях, подверженных воздействию сильного неоднородного электрического поля заряда поверхностных состояний [9]. Причиной и того, и другого эффекта оказывается возрастание диссипативного затухания, в результате чего при $\Gamma > \Gamma_c$, где Γ_c — критическое затухание $\Gamma_c = 2E_m(2\kappa\Delta_{LT}/Mc^2)^{1/2}$, подавляется пространственная дисперсия экситонов (здесь E_m — энергия экситонного резонанса, Δ_{LT} — продольно-поперечное расщепление, κ — диэлектрическая проницаемость, M — трансляционная масса экситона). Та-

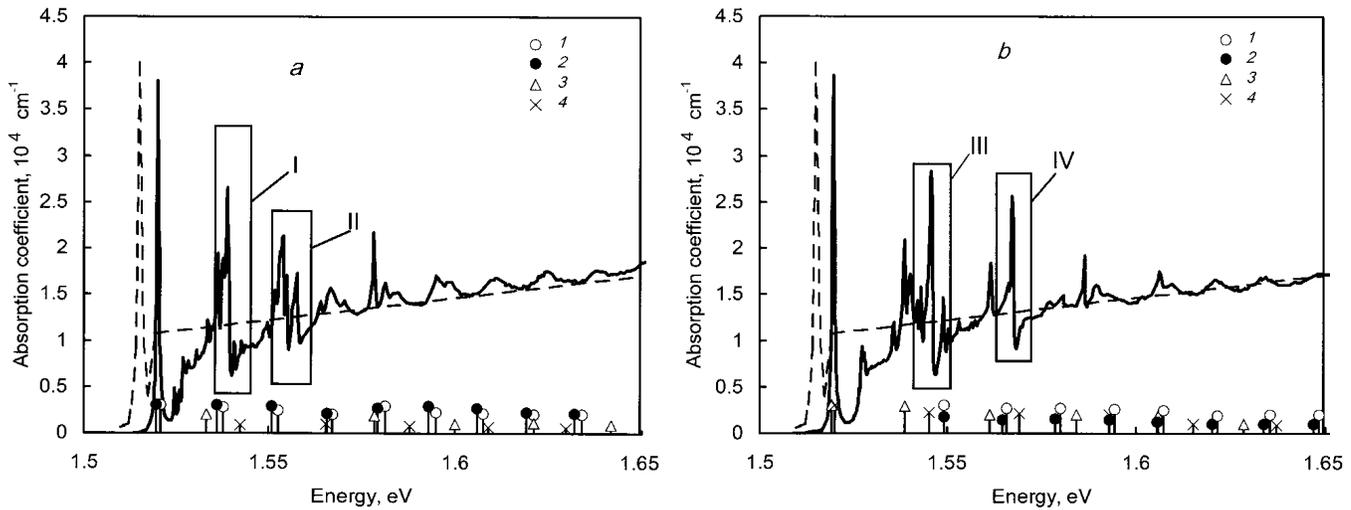


Рис. 1. Спектры коэффициента магнитопоглощения кристаллов GaAs (геометрия Фарадея) при $T = 1.7\text{K}$, $B = 7.5\text{Tл}$: *a* — правоциркулярная поляризация; обозначения рассчитанных энергий переходов: $I - a^-(l) a^c(l-1)$, $2 - b^-(l) b^c(l-1)$, $3 - a^+(l) a^c(l-1)$, $4 - b^+(l) b^c(l-1)$; $l = 1, 2, \dots$ — числа Ландау для дырок, растущие в сторону увеличения энергии; самый длинноволновый переход соответствует $l = 1$. *b* — левоциркулярная поляризация; обозначения рассчитанных переходов: $I - a^-(l) a^c(l+1)$, $2 - b^-(l) b^c(l+1)$, $3 - a^+(l) a^c(l+1)$, $4 - b^+(l) b^c(l+1)$; наиболее длинноволновый переход соответствует $l = 1$ для a^- и b^- и $l = -1$ для a^+ и b^+ . Штриховые линии — спектр в отсутствие магнитного поля. Прямоугольниками отмечены линии, анализируемые в тексте: I — $a^-(2) a^c(1)$, II — $a^-(3) a^c(2)$, III — $b^+(0) b^c(1)$, IV — $b^+(1) b^c(2)$, индексы “+”, “-”, “c” относятся к магнитным подзонам легких, тяжелых дырок и электронов, соответственно (см. [11,5]).

ким образом общая картина “поглощения” таких “доквантовых” объектов при низких температурах определяется конкуренцией величины поглощения в трех частях образца по его толщине: двух приповерхностных, с максимальным поглощением, определяющимся силой осциллятора экситона или продольно-поперечным расщеплением Δ_{LT} , и центральной части, в которой “истинное” поглощение отсутствует, а изменения оптического пропускания образца, при условии его “доквантовости”, т.е. толщины, сравнимой или меньшей баллистической длины экситонного поляритона, определяются только величиной и изменением реального диссипативного затухания. Для магнитооптических экспериментов мы отобрали “доквантовые” образцы верхнего предела, т.е. с $d = 3-4\text{мкм}$. Для оценки физической толщины образца мы использовали известное значение коэффициента поглощения при $B = 0$ в области континуума, где поляритонные эффекты отсутствуют ввиду диссоциации связанного состояния. Здесь толщину d кристалла можно оценить как $d = D/\alpha^*$, где D — измеренная оптическая плотность при $E = 1.525\text{эВ}$, а $\alpha^* = 8 \cdot 10^3\text{см}^{-1}$ [5]. Оптические измерения проводились в среде жидкого гелия при температуре 1.7K. Были получены магнитооптические спектры поглощения для широкого диапазона магнитных полей (до 7.5Тл) при облучении как левоциркулярно поляризованным (LCP) светом, так и правоциркулярно поляризованным (RCP). Техника упаковки и экспериментирования с образцами в свободном виде без всякого закрепления и наклейки описана в работе [5].

3. “Количественный” спектр осциллирующего магнитопоглощения GaAs

Общий вид полученных спектров магнитопоглощения для двух циркулярных поляризаций в геометрии Фарадея при $B = 7.5\text{Тл}$ приводится на рис. 1. Отметим, что представленные спектры являются количественными, построенными в величинах коэффициента поглощения, хотя возможная поляритонная природа детектируемых линий и лишает отчасти шкалу ординат содержания, так как формально поляритон света не поглощает, и приводимые данные следует понимать как условное поглощение, рассчитанное из пропускания образца таким образом, как истинное положение. Спектры вполне типичны для магнитооптики “ридберговских” состояний экситонов, когда при $B = 0$ — помимо основного — детектируется по крайней мере одно возбужденное состояние ($n_0 = 2$). Они аналогичны наблюдавшимся впервые еще в исследованиях [4, 5], а затем и в [10]. Вплоть до энергий фотона, превосходящих запрещенную зону на 1 или даже 2 энергии продольного оптического фотона $\hbar\Omega_{LO}$, спектр состоит из множества весьма узких линий, имеющих полуширину (ширину на половине максимума) меньше 1 мэВ. Только при энергиях $h\nu > E_g + 2\hbar\Omega_{LO}$ спектр магнитопоглощения теряет тонкую структуру и становится похожим на “осциллирующее” магнитопоглощение. Интересно, что образцы меньшей толщины, с $d < 1\text{мкм}$, хотя и позволяют наблюдать уникальные по протяженности спектры, простирающиеся до $h\nu > E_g + \Delta_0$, где

Δ_0 — спин-орбитальное расщепление, не отличаются, однако, наличием такой тонкой структуры линий и в диапазоне $h\nu < E_g + 2\hbar\Omega_{LO}$. В работе [3] был предложен и апробирован на примере кристаллов InP метод расчета энергий связи диамагнитных экситонов (ДЭ), связанных с различными переходами между подзонами Ландау. Этот метод сводится в конечном итоге к численному решению одномерного уравнения Шредингера и дает замечательное соответствие теории и эксперимента для энергий фотона $h\nu > E_g(B)$, обеспечивая затем вполне точный анализ элементов зонной структуры и ее параметров. Мы применили методику [3] и достигли хорошего согласия для основных линий спектров GaAs. При этом положения переходов между подзонами Ландау рассчитывались при помощи модифицированных уравнений Пиджена–Брауна (см. [5]). На рис. 1, *a, b* на осях энергий приведен теоретический спектр, представляющий собой спектр переходов между подзонами Ландау, смещенный к меньшим энергиям на величины энергий связи ДЭ. Как видно из рисунка, отклонения от теоретического спектра, полученного таким образом, в основном не превышают величины порядка 1 мэВ, за исключением энергетических интервалов, в которых сильно сказывается электрон-фононное взаимодействие [12,1]. Если далее обратить внимание на спектр поглощения, зарегистрированный при $B = 0$ (штриховые линии на рис. 1, *a, b*), можно заметить, что такой спектр вблизи значения E_g не эквивалентен магнитооптическому спектру после его интегрирования по частоте, как это следует из теории магнитопоглощения (см. [5]) без учета поляритонных эффектов.

Выполненная обработка спектров позволяет со всей определенностью выделить участки спектров, в которых наблюдается необычное поведение спектральных линий, не укладывающееся в обычные представления о спектрах экситонного магнитопоглощения. Это по крайней мере пять участков, принадлежащих наиболее интенсивным переходам, $a^- (2) a^c (1)$, $a^- (3) a^c (2)$ и $b^+ (0) b^c (1)$, $b^+ (1) b^c (2)$, $b^+ (2) b^c (3)$ в RCP и LCP спектрах соответственно. Необычной является резкая оборванность линии с коротковолновой стороны с ее значительным углублением в фоновое поглощение, а также затянутый "хвост" с длинноволновой стороны. В то же время от экситонной линии в общем случае можно было бы ожидать лишь симметричного поведения, а пилообразная форма плотности состояний свободных носителей в сильном магнитном поле имеет, как известно, противоположную направленность (например, [5]). Но особенно странной представляется образование относительно глубокой "ямки" в сплошном спектре возле коротковолнового крыла линий. Отметим также, что при меньших значениях магнитного поля удается наблюдать большее количество таких особенностей, начиная с длинноволновой стороны и опуская первую линию спектра. Интересно, что эта первая линия, в отличие от последующих, вполне симметрична.

4. Анализ формы линий в терминах эффекта Фано

В работе [13] Фано рассмотрел многочастичную задачу взаимодействия состояний континуума с дискретным уровнем и показал, что существует конструктивно-деструктивная интерференция состояний, приводящая к искажению исходных спектральных форм как дискретной линии, так и континуума. Эффект Фано наблюдался в атомной и ядерной спектроскопии в случаях перекрытия дискретных и сплошных спектров. Вероятность перехода из произвольного начального состояния в континуум имеет в таком случае характерную зависимость, которая, например, для дискретного уровня вблизи $\varepsilon = 0$ может быть описана как

$$V = \frac{(\varepsilon + q)^2}{(1 + \varepsilon^2)}, \quad (1)$$

где ε — безразмерная энергия перехода в дискретном спектре в единицах ширины линии, q — величина, пропорциональная отношению амплитуд (матричных элементов) перехода между состояниями дискретного спектра и перехода в сплошном спектре. Учитывая общий характер межзонного магнитооптического спектра, как образованного наложением отдельных серий диамагнитного экситона, принадлежащих оптически активным комбинациям 4 последовательностей квантовых состояний в валентной зоне (a^\pm, b^\pm) и 2 — в зоне проводимости (a^c, b^c), мы можем ожидать множественных наложений дискретных линий на континуумы, принадлежащие 4 группам ДЭ для каждой поляризации. Притом каждая отдельно взятая серия ДЭ представляет собой последо-

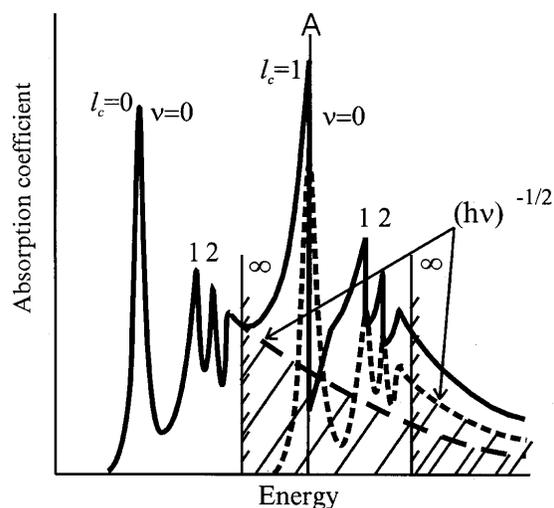


Рис. 2. Схема образования спектра диамагнитных экситонов и изменений формы линии, связанных с эффектом Фано (слева от прямой А — конструктивная интерференция, справа от А — деструктивная интерференция дискретной линии основного состояния диамагнитного экситона). Заштрихованы области спектров континуума и их границы; $\nu = 0, 1, 2$ — главные квантовые числа одномерного экситона.

Феноменологические параметры некоторых линий магнитооптического поглощения GaAs, полученные путем подгонки функции Фано к экспериментальным данным

Поляризация	Переход	E_{\max} , эВ эксперимент	E_{\max} , эВ теория	q	Γ , эВ
RCP	$a^- (2) a^c (1)$	1.5386	1.5387	-4.38	$3.9 \cdot 10^{-4}$
RCP	$a^- (3) a^c (2)$	1.5537	1.5538	-4.10	$3.5 \cdot 10^{-4}$
LCP	$b^+ (0) b^c (1)$	1.5457	1.5458	-3.18	$4.1 \cdot 10^{-4}$
LCP	$b^+ (1) b^c (2)$	1.5662	1.5674	-3.57	$4.2 \cdot 10^{-4}$

вательность дискретных линий, квазиконтинуума, состоящего из слившихся дискретных состояний, и истинного континуума, подчиняющегося обратной корневой зависимости от энергии кванта. На рис. 2 мы изобразили предполагаемую картину наложения первых двух серий ДЭ для переходов $b^+ (-1) b^c (0)$ и $b^+ (0) b^c (1)$, доминирующих в начале LCP-спектра. Здесь же приводится схема изменений в спектре, являющихся следствием эффекта Фано. Схема максимально приближена к реально наблюдаемой картине LCP-спектра, в которой дискретные уровни ДЭ, принадлежащие состоянию $b^+ (0) b^c (1)$, перекрываются континуумом состояния $b^+ (-1) b^c (0)$. Для локального моделирования экспериментальных данных мы использовали феноменологическую функцию Фано в следующем виде:

$$f(E) = \frac{[(E - \Omega)/\Gamma] - q]^2}{1 + [(E - \Omega)/\Gamma]^2}, \quad (2)$$

где Ω — энергия соответствующего резонанса, а Γ — ширина линии. Параметры резонансов Фано, полученные в результате подгонки, мы приводим в таблице, а форму линий, феноменологическую (подгоночную) и

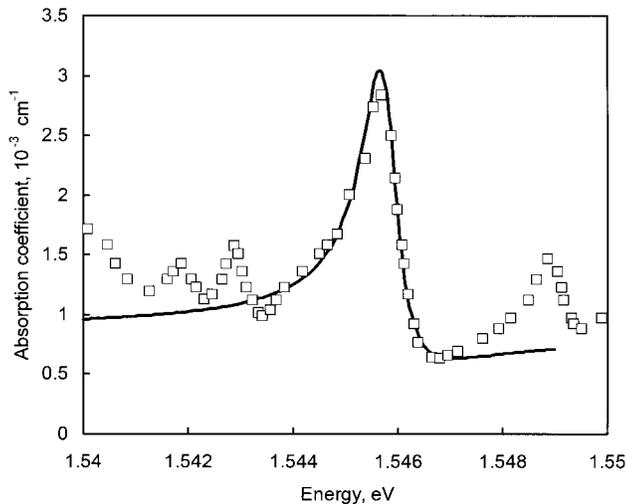


Рис. 3. Пример численной подгонки формы линии при помощи функции Фано. Точки соответствуют экспериментальным данным, заключенным в прямоугольник III на рис. 1, b (переход $b^+ (0) b^c (1)$), сплошная кривая — подгонка по формуле (2) с параметрами, приведенными в таблице.

экспериментальную, демонстрирует рис. 3. Как следует из рассмотрения таблицы и рис. 3, достигается хорошее соответствие, особенно если учесть, что не участвующие во взаимодействующей системе серии линий от переходов других типов создают заметную помеху. Это видно на примере более слабых экспериментальных максимумов как слева, так и справа от анализируемой на рис. 3 линии поглощения. Полученные данные позволяют уточнить "истинное" положение линий, которое оказывается смещенным на $0.1 \div 1.2$ мэВ к большим энергиям, а также оценить полуширину линий Γ как $0.35 \div 0.42$ мэВ и установить фактор асимметрии $-q$.

5. Обсуждение полученных результатов

Анализ полученных результатов вынуждает признать идеи, высказанные в работах [5] и [6] относительно наблюдавшейся в кристаллах GaAs формы линий поглощения ДЭ, недостаточно состоятельными. Действительно, эффект наблюдается как для переходов тяжелой дырки, так и для легкой, что не позволяет развивать идеи [5], связанные с областью отрицательной эффективной массы одной из систем уровней Ландау тяжелой дырки ($b_{-3/2}^-$). Не проходит также объяснение, основанное на возможности туннелирования в состоянии ДЭ под действием электрического поля (эффект типа Келдыша–Франца, рассмотренный для экситонных состояний впервые Меркуловым и Перелем [14]), как по причине относительной малости областей приповерхностного поля в наших образцах (согласно [9], в образцах, использованных в настоящей работе, $2d_{sc}/d < 10\%$), так и в силу того, что "пилообразная" форма линий, которая хорошо наблюдается на всем протяжении спектров при $h\nu > E_g(B)$, нисколько не наблюдается на первой линии магнитооптических спектров, не имеющей фона непрерывных состояний.

Таким образом, следуя результатам, описываемым в предыдущем разделе, можно признать, вслед за [7], наблюдаемую в спектрах магнитопоглощения форму линий следствием эффекта Фано. Заметим, что эффект Фано наблюдался в магнитооптических спектрах поглощения на десятках спектральных линий еще в исследованиях [4, 5], но не был соответствующим образом интер-

претирован. Интересно, что, по-видимому, этот эффект имеет место также и в магнитопоглощении других материалов, при условии использования образцов высокого совершенства, например, в InP [3] и в CdTe [15]. В [16] было продемонстрировано гашение эффекта Фано в магнитооптических спектрах возбуждения люминесценции GaAs в результате взаимодействия электронов и дырок с продольными оптическими фононами. При увеличении магнитного поля, когда достигается равенство расстояния между соседствующими электронными уровнями Ландау с энергией продольного оптического фонона, поляронное взаимодействие становится резонансным, наблюдается антипересечение уровня с квантовым числом Ландау l_c с виртуальным уровнем l_c-1 , смещенным относительно начала координат на $\hbar\Omega_{LO}$. При этом в зависимости Γ и $|q|$ от магнитного поля наблюдается отчетливо выраженная особенность: они растут, устремляясь к бесконечности, а форма линии становится близкой к лоренцевой, теряя "пилообразный" характер. Аналогичное поведение можно усмотреть в результатах работ [12, 17], где эффекты взаимодействия с продольным оптическим фононом были подробно исследованы на образцах GaAs очень высокого качества, а также в нашем эксперименте. Эффект Фано оказывается весьма универсальным явлением и его, как выясняется, возможно наблюдать также в спектрах фотоионизации примесей (см. [18]) и в квазидвумерных структурах с относительно широкой квантовой ямой [19]. В последнем случае может наблюдаться инверсная форма линии с положительным знаком величины q для запрещенного перехода $LHZE1$. Абсолютное значение q растет с увеличением магнитного поля, приводя к исчезновению интерференции Фано и к симметризации линий в результате дискретизации континуума (в геометрии Фарадея).

Отметим, однако, одно выясняющееся новое обстоятельство. Все описываемые явления наблюдаются, по-видимому, главным образом в образцах с поляритонным поведением дискретных линий экситона, когда $\Gamma < \Gamma_c$ и, соответственно, существенны эффекты пространственной дисперсии. Включение магнитного поля сохраняет поляритонные свойства по крайней мере за первой серией диамагнитного экситона. Это демонстрирует тот факт, что интенсивность первой линии магнитопоглощения не только не возросла, как это следовало бы, в связи с магнитным увеличением силы осциллятора перехода, но даже понизилась в магнитном поле. Наблюдая за поведением полуширины линий, принадлежащих более высоким энергетическим состояниям для больших значений числа Ландау $l_c \geq 1$, мы можем полагать, что это остается возможным вплоть до энергий $\hbar\nu < E_g(B) + 2\hbar\Omega_{LO}$, где еще, по-видимому, соблюдается условие $\Gamma < \Gamma_c$. С увеличением энергии диссипативное затухание возрастает благодаря вероятности испустить оптический фонon, и линии начинают заметно уширяться, теряя "тонкую структуру" при больших энергиях. В

то же время магнитное поле только уменьшает диссипативное затухание, способствуя "возгоранию" линий. Это обстоятельство, по-видимому, поддерживается фактом наблюдения множества узких линий в спектрах, снятых при относительно слабых полях $B = 2 \div 3$ Тл, когда в интервал $2\hbar\Omega_{LO}$ помещается много магнитооптических переходов, вплоть до $l_c = 15-20$.

Поляритонная природа линий дискретного спектра приводит к нарушению их количественного соотношения с дискретным спектром. В то время как интенсивность состояний континуума вполне определяется силой осциллятора переходов, площадь дискретных линий является лишь мерой реального диссипативного затухания, возрастая с ростом Γ вплоть до достижения уровня Γ_c , и затем уже остается постоянной и соответствующей силе осциллятора состояния. Рост силы осциллятора в магнитном поле при возможности одновременного уменьшения действующего Γ приводит к отодвиганию критической границы $\Gamma = \Gamma_c(B)$ — для наблюдения экситон-поляритонных эффектов с пространственной дисперсией — в сторону больших Γ .

Таким образом, мы можем констатировать возможность участия в наблюдаемых явлениях поляритонных эффектов диамагнитного экситона. Их роль достойна дальнейшего внимательного изучения. При помощи магнитного поля оказывается возможной симуляция поведения одномерного поляритона, притом в условиях (по уровню действующего диссипативного затухания Γ), практически недостижимых для выращенных одномерных гетероструктур: в силу как влияния гетерограниц, так и внутренних дефектов, наряду с близлежащими дефектами барьеров и неоднородным (геометрическим) уширением.

6. Заключение

Показана существенная роль эффекта Фано в формировании линий спектра магнитопоглощения GaAs. Она прослежена на примерах более раннего наблюдения магнитооптических спектров GaAs, регистрировавшихся как без выполнения условия сильного поля по Эллиоту и Лудону, так же как и при соблюдении этого условия. Указано на вероятность присутствия последствий эффекта Фано в магнитооптических спектрах других материалов и, таким образом, на определенную универсальность этого явления. В то же время обращается внимание на участие экситон-поляритонных процессов в наблюдаемых эффектах и их возможную самостоятельную роль, которая требует дальнейшего изучения.

Авторы выражают благодарность Г.Н. Алиеву за участие в получении спектров на рис. 1 и У. Росслеру (U. Rüssler) за любезное предоставление некоторых результатов диссертации Т. Хорнунга (Т. Hornung).

Список литературы

- [1] R.P. Seisyan, B.P. Zakharchenya. In: *Landay Level Spectroscopy*, Ed. by E.I. Rashba and G. Landwehr (North-Holland, 1991) p. 345.
- [2] Л.М. Канская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. ФТП, **15**, 1854 (1981).
- [3] С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева, М.А. Абдуллаев. ФТТ, **13**, 1719 (1991).
- [4] Р.П. Сейсян, М.А. Абдуллаев, Б.П. Захарченя. ФТП, **7**, 957 (1973).
- [5] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [6] Б.С. Монозон, Р.П. Сейсян, В.И. Карпов, ФТП, **9**, 1839 (1975); Б.С. Монозон. ФТТ, **18**, 475 (1976).
- [7] S. Glutsch, U. Seigner, M.-A. Mусек, D.S. Chemla. Phys. Rev., **50**, 170 (1994).
- [8] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. Semicond. Sci. Technol. **8**, 1235 (1993).
- [9] G.N. Aliev, N.V. Luk'yanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Gibbs, G. Khitrova. Phys. St. Sol. (a), **164**, 193 (1993).
- [10] Л.П. Никитин, И.Б. Русанов, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева. ФТП, **16**, 1377 (1982).
- [11] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev., **146**, 575 (1966).
- [12] W. Becker, B. Gerlach, T. Hornung, R.G. Ulbrich. *Proc. 18th Int. Conf. Phys. Semicond.* (Stockholm, Sweden, 1996) v. 2, p. 1713.
- [13] U. Fano. Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
- [14] И.А. Меркулов. ЖЭТФ, **66**, 2314 (1974).
- [15] Г.А. Алиев, О.С. Кошуг, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян, Т.В. Язева. ФТТ, **35**, 1514 (1993).
- [16] V. Bellani, L. Vina, E. Perez, R. Hey, K. Ploog. *Proc. 23d Int. Conf. Phys. Semicond.* (Berlin, 1996) v. 1, p. 373.
- [17] T. Hornung, PhD Thesis (University of Dortmund, 1984); U. Rössler, частное сообщение.
- [18] G. Piao, R.A. Lewis, P. Fisher. Sol. St. Commun., **75**, 835 (1990).
- [19] V. Bellani, E. Perez, S. Zimmermann, L. Vina, R. Hey, K. Ploog. Sol. St. Commun., **97**, 459 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

Fano effect in magnetoabsorption spectra of gallium arsenide

D.V. Vasilenko, N.V. Luk'yanova, R.P. Seisyan

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petesburg, Russia