ЭКСИТОН ВАНЬЕ-МОТТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

Р.П. Сейсян

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН



Рубен Павлович Сейсян — доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией функциональной и физической микроэлектроники Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, профессор Санкт- Петербургского государственного политехнического университета и заведующий кафедрой твердотельной электроники. Область научных интересов — спектроскопия полупроводников, магнитоспектроскопия, электронные и оптоэлектронные приборы и микроэлектронные технологии. Автор более 250 публикаций, 20 изобретений и 2-х монографий.

1. ОБНАРУЖЕНИЕ ЭКСИТОНА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Двадцать лет спустя после предсказания экситона Френкелем экситонная серия в полупроводниках была впервые обнаружена Евгением Федоровичем Гроссом [1]. Это произошло в 1951 году в процессе изучения оптического поглощения кристаллов закиси меди. Открытие экситонов Гроссом не было случайностью не только потому, что и Френкель, и Гросс являлись сотрудниками одного и того же института и тесно общались, но и потому, что Гросс был выдающимся спектроскопистом, автором целого ряда тончайших спектроскопических наблюдений. Отметим, что, как и для многих других великих открытий, заявление об открытии экситона потребовало не только замечательного мастерства, но и великого мужества и борьбы за признание. Уж очень фантастической представлялась идея экситона в эти времена. Однако же начавшееся развитие полупроводниковой промышленности, сопровождавшееся беспрецедентными успехами в получении чистых и совершенных кристаллов, образовало весьма благоприятную почву для развития "экситонной науки", и за открытием Гросса последовала буквально лавина работ по исследованию экситонов, продолжающая расти и развиваться вширь и вглубь и в наши дни.

На рис.1 мы приводим спектр экситона "желтой" серии закиси меди в том виде, в котором удалось его наблюдать Гроссу с Захарченей уже два года спустя после его обнаружения [2]. Водородоподобной модели в этом кристалле с высочайшей точностью следует около десятка линий! Автору настоящей работы посчастливилось лично слышать весьма эмоциональное заявление Гросса: "Истинный спектроскопист обязан хоть раз увидеть это своими глазами!"

2. ВИДЫ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ

Вскоре после открытия стало выясняться, что существование экситонов - это явление общее, присущее всем кристаллам. Удивительным и требующим усилий по объяснению является скорее его отсутствие, чем наличие. Проявления экситонов многообразны и регистрируются не только в спектрах поглощения, но и в отражении, люминесценции, преломлении, а также в ряде иных явлений, и не только оптических. Как выяснилось далее, экситон может образоваться не только на краю фундаментальной полосы оптического поглощения, но и "привязывается" к любой сколько-нибудь резкой особенности плотности континуума электронных состояний. Так, существуют экситоны при особых точках зоны Бриллюэна кристаллов, включая "гиперболический" экситон [3], экситон при взаимодействующих в оптических переходах подзонах Ландау ("диамагнитный" экситон [4,5]). А недавно удалось обнаружить "надбарьерный" экситон, возникающий на фоне сплошного спектра электронных состояний в результате брэгговской локализации волновой функции электрона. Для этого слой GaAs обрамляется двумя сверхрешетками, образованными гетеропереходами в системе GaAlAs, которые осуществляют функции зеркала Брэгга для электронов с заданной энергией над барьером [6]. К числу недавних наблюдений можно отнести также экситон на "осцилляторных" состояниях "кулоновской ямы", возникающий в квантоворазмерных гетероструктурах в окрестностях перехода "тип I - тип II" [7], и "таммовский" экситон, образующийся на границе двух различных сверхрешеток [8].

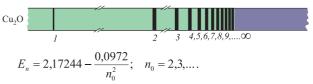


Рис. 1. Вид экситонной серии закиси меди на выходной щели спектроскопа и формула, описывающая положение линий поглощения

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе.

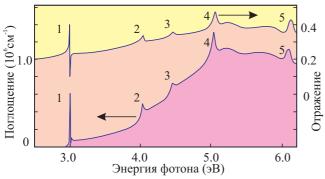


Рис. 2. Экситоны фундаментальной полосы поглощения TlBr, T=4.2K, поглощение и отражение света. Цифры соответствуют различным особым точкам зон Бриллюэна, 1- длинноволновый край фундаментального поглощения

В качестве примера, отчасти иллюстрирующего сказанное, мы приводим на рис. 2 вид структуры фундаментальной полосы поглощения и отражения кристаллов TlBr, зарегистрированный при низкой температуре [9]. Спектр замечателен тем, что ярко выраженное поглощение дискретным состоянием экситона на длинноволновом краю фундаментальной полосы, вблизи E_{ϱ} кристалла, присутствует здесь наряду с экситонами, принадлежащими другим особым точкам зон Бриллюэна и находящимися существенно выше E_{g} на фоне сплошного спектра. Интересно, что каждый экситонный максимум сопровождается характерным резонансным контуром в спектрах отражения, характеризующимся тем же параметром затухания, что и соответствующие линии в спектрах поглощения. В общих чертах картина, аналогичная этой, повторяется для всех многочисленных и разнообразных полупроводниковых кристаллов.

3. УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Каковы причины, которые могли бы привести к отсутствию экситонных проявлений в оптических спектрах кристаллов? Ключевыми для ответа на этот вопрос являются следующие основные особенности экситонного состояния. Энергия связи экситона мала, и быстро уменьшается с уменьшением ширины запрещенной зоны. Так, если для кристаллов ZnSe с E_g =2.82 эВ экситонный ридберг равен 20.4 мэВ, то для GaAs (E_g =1.52 эВ) Ry*=4.1 мэВ, а для InSb (E_g =0.237эВ) экситонный ридберг уже исчезающе мал: 0.5 мэВ. Радиус основного экситонного состояния в последнем случае является воистину "гигантским": а*=860 Å и перекрывает 265 монослоев! Основные параметры экситонных состояний различных кристаллов мы приводим в табл.1.

Понятно, что, ввиду малости энергии связи и большой величины радиуса, экситонные состояния легко могут быть разрушены внутренними или внешними электрическими полями, "разрывающими" экситон, размыты неоднородностями кристалла и даже тепловым движением решетки. Однако все эти воздействия, не исключая первопричины образования экситонных состояний, состоящей в наличии кулоновского взаимодействия свободных электрона и дырки, родившихся в результате поглощения кванта электромагнитного излучения, приводят только к количественным изменениям в оптических спектрах, не изменяя суммы сил осцилляторов.

"Фатальной" причиной, уничтожающей все проявления экситонных состояний в объемных кристаллах, является только экранировка кулоновского взаимодей-

Таблица 1. Некоторые зонные и экситонные параметры полупроводниковых кристаллов

Полупроводни- ковый кристалл	E _g , eV	m _c */m	Ry*, meV	a*, Å
PbTe*	0.17	0.024/0.26	0.01	17000
InSb	0.237	0.014	0.5	860
Cd _{0,3} Hg _{0.7} Te	0.257	0.022	0.7	640**
Ge	0.89	0.038	1.4	360
GaAs	1.519	0.066	4.1	150
InP	1.423	0.078	5.0	140
CdTe	1.606	0.089	10.6	80
ZnSe	2.82	0.13	20.4	60
GaN***	3.51	0.13	22.7	40
Cu ₂ O	2.172	0.96	97.2	38***
SnO ₂	3.596	0.33	32.3	86****

^{*} Сильная анизотропия с- и v-зон, прямые переходы не в центре зоны Бриллюэна. ** Только в магнитном поле.

^{***} Серия А гексагональной модификации. **** Дипольно запрещенные переходы; данные приводятся для п=2.

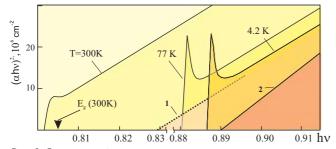


Рис. 3. Экситонный максимум на краю поглощения при прямых переходах в кристаллах германия при T=4.2,77 и 300 К. Спектры приведены в координатах " $(\alpha h \nu)^2$ - $h \nu$ ", спрямляющих корневую зависимость от энергии фотона, характерную для прямых переходов невзаимодействующих электронов и дырок.

Кривая 1 соответствует эксперименту с сильной накачкой, выполненному при 77K/10/, 2 — теоретическому "безэкситонному" спектру при T=4.2K

ствия электрона и дырки, препятствующая их взаимному притяжению. Она происходит при увеличении концентрации заряженных частиц, будь это свободные электроны и дырки, или даже локализованные заряды, сосредоточенные на дефектах кристалла. Более того, экранирование может оказаться следствием и экситон-экситонного взаимодействия — как результат увеличения концентрации в экситонном газе.

В первом случае это происходит, если радиус экситона становится больше радиуса экранирования Дебая-Хьюккеля r_{scr} = $(\kappa kT/4\pi e^2n_c)^{1/2}$ $(n_c$ — концентрация свободных электронов):

$$a^* > r_{scr}$$
.

На рис. 3 мы приводим типичную картину гашения экситонного поглощения в кристаллах германия в результате экранировки. Характерным является не только исчезновение дискретного экситонного максимума, но и части сплошного спектра, обязанной кулоновскому взаимодействию. Экситон-экситонное взаимодействие становится заметным, если все пространство внутри кристалла становится заполненным экситонами, что соответствует приблизительному равенству среднего расстояния между экситонами r_{exc} = $(3/4 \pi N)^{1/3}$ их радиусу (N — концентрация экситонов в единице объема):

$$a^* \approx r_{exc}$$
.

С другой стороны, следует отметить, что экситон рождается "холодным", и для его разогрева до температур, соответствующих превышению kT над энергией связи, необходимо некоторое время (время жизни экситона, τ). А так как в узкой спектральной области дискретного экситонного поглощения сосредоточена большая сила осциллятора оптических переходов, то они существенны даже при $Ry^* << kT$, несмотря на быстрое уширение линии как $E=h/\tau(T)$. Именно поэтому для подавления дискретного экситонного спектра условие $Ry^* < kT$,

вопреки бытующему мнению, часто оказывается недостаточным, а количественно экситонное поглощение продолжает вносить существенный вклад и тогда, когда в результате теплового размытия экситонный максимум дискретного состояния становится вовсе неразличим на фоне континуума. Это обстоятельство можно проследить на многочисленных примерах, но особенно ярко проявляется на кристаллах с чисто ковалентной связью, таких как кристаллы германия, или же на низ-

коразмерных системах. В этом можно убедиться, изучая рис. 3, где приводится вид края поглощения кристаллов Ge при T=4.2, 77 и 300К. При 300К, несмотря на почти 20-кратное превышение kT над Ry^* (Ry^* (Ge) = 1.4 мэВ), все еще можно заметить все необходимые признаки дискретного экситонного состояния. На рис. 4 мы приводим пример температурной зависимости спектра края поглощения ZnSe, снятой весьма подробно и демонстрирующей не только существенность экситонного вклада при $kT>Ry^*$, но и увеличение площади, занимаемой дискретным максимумом основного экситонного состояния при увеличении температуры вплоть до T_c , что является следствием экситон-поляритонных процессов [11].

Магнитное поле способствует стабилизации экситонных состояний, и они могут проявляться при его включении, несмотря на наличие подавляющих факторов. Как правило, в магнитном поле появляется возможность наблюдать несколько большее число членов экситонной серии, чем в его отсутствие [4,5]. Уменьшение размерности кристалла также является стабилизирующим фактором, так как, в частности, при размерности равной или ниже двух полная экранировка экситона становится невозможной.

4. ЭКСИТОН НА КРАЮ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Экситонные спектры имеют различный характер в зависимости от структуры, чистоты и совершенства кристалла, наличия внутренних или внешних полей, ширины запрещенной зоны и характера оптических переходов. Для широкозонных кристаллов относительно легко создать такие условия, когда наблюдается более или менее развитая серия экситонных переходов, включающая в себя помимо основного еще и возбужденные состояния с большими главными квантовыми числами n. Повышение чистоты и совершенства кристаллов способствует сужению дискретных линий экситонного спектра, и таким образом позволяет наблюдать большее количество возбужденных состояний. Различают при этом четыре основных случая, представляющих комбинации прямых и непрямых, дипольно-разрешенных и дипольно-запрещенных переходов. Важным для понимания и количественного анализа экситонных спектров является то обстоятельство, что влияние кулоновского взаимодействия электрона и дырки не исчерпывается образованием дискретного спектра, но

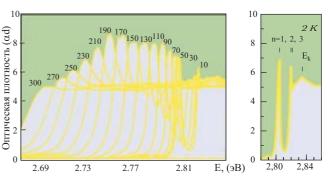


Рис. 4. Температурная зависимость экситонного края поглощения кристаллов ZnSe. Цифры около максимумов – температура образца

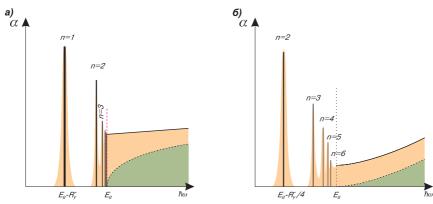


Рис. 5. Спектры поглощения для полупроводников с дипольно-разрешенными (а) и дипольно-запрещенными (б) прямыми переходами. Черные линии - теория, закрашенные поверхности - типичные структуры спектров, наблюдаемые на эксперименте $(например, на кристаллах GaAs (a) и SnO_2 (б)).$ Зеленое поле — соответствующие спектры для невзаимодействующих электронов и дырок

простирается далеко вглубь континуума. Для состояний с $E > E_{\sigma}$ это влияние описывается т.н. "зоммерфельдовским" фактором, приводящим к тому, что при энергиях, на 10-20 экситонных ридбергов превосходящих край диссоциации экситонной серии, коэффициент поглощения остается все еще существенно выше такового для гипотетических переходов между зонами невзаимодействующих электронов и дырок. Это обстоятельство есть следствие того, что при наличии кулоновского взаимодействия волновые функции электронов и дырок и выше края диссоциации остаются "кулоновскими" функциями сплошного спектра и как бы сохраняют таким образом память об экситоне.

4.1. Экситоны при прямых дипольно-разрешенных переходах

Экситоны при прямых дипольно-разрешенных переходах образуются в наиболее важных с позиций прикладного использования в опто- и микроэлектронике кристаллах соединений A^3B^5 , A^2B^6 . Это широкий класс объектов, включающий в себя такие материалы как GaAs, InP, GaSb, InAs, InSb, GaN, CdTe, ZnSe, CdSe, CdS и др., а также и другие виды соединений и кристаллов. В отсутствие экситонного поглощения спектры фундаментального края поглощения этих объектов должны были бы характеризоваться корневой зависимостью коэффициента поглощения от избытка энергии кванта над E_{σ} . Кулоновское взаимодействие электрона и дырки приводит к появлению водородоподобного спектра дискретных состояний экситона при энергиях ниже E_{σ} . Заметим, однако, что, в отличие от водорода, экситон, находясь в кристаллической решетке, наследует и трансляционную симметрию кристалла, а его волновая функция включает в себя соответствующий множитель. Это приводит к определенным искажениям водородоподобной модели спектра, требующим поправок на вырожденность валентной зоны, ее гофрированность, на анизотропию и др. Однако как правило, сферически симметричная водородоподобная часть волновой функции экситона заметно превалирует над искажениями сферичности, связанными с кристаллической структурой полупроводника, и эти поправки относительно малы (меньше 10%), что сохраняет в общих чертах водородоподобное соотношение: $E_{exc}{\approx}E_g{-}Ry^*/n^2,\ n{=}1,2,...\ .$

$$E_{exc} \approx E_g - Ry^* / n^2$$
, $n = 1, 2, ...$

Таким образом, лишь условно к состояниям с n=1,2,... можно применять обозначения состояний в атоме водорода типа 1s, 2s и т.д., и для точного определения их энергетических положений следует вычислить поправки "неводородоподобности" $\delta E(1s)$, $\delta E(2s)$, ..., например, по теории возмущений. На рис. 5(а) мы приводим теоретическую картину образования спектра края поглощения для полупроводниковых соединений с прямыми дипольно-разрешенными переходами, включающую в себя как спектр дискретных состояний, так и сплошной спектр, с обозначенным спектром для невзаимодействующих электронов и дырок. Интенсивность линий

дискретного спектра для прямых разрешенных переходов подчиняется обратной кубической зависимости от n сил осциллятора $f \propto 1/n^3$.

4.2. Непрямые дипольно-разрешенные переходы

Непрямые дипольно-разрешенные переходы в экситонные состояния можно наблюдать в кристаллах типа Ge, Si, SiC, GaP и др., в которых экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в различных точках пространства квазиимпульсов. Это приводит к тому, что законы сохранения энергии и импульса могут быть выполнены одновременно только при участии третьей частицы, роль которой может сыграть фонон. В таком случае спектр поглощения для невзаимодействующих электронов и дырок дается зависимостью

$$\alpha = (h\nu - E_{\sigma} \pm \hbar\omega_{\phi})^2,$$

где $\hbar\omega_{\tiny h}$ − энергия фонона. Поглощению соответствует серия ступенек, так как значения квазиимпульсов электронов и дырок в оптических переходах с поглощением (+) или излучением (-) фононов произвольны. Учет кулоновского взаимодействия и образования экситонов радикально видоизменяет спектр переходов в дискретные экситонные состояния, не меняя в принципе ступенчатого характера поглощения. (Обратим внимание на то обстоятельство, что "экситонный ридберг" здесь формируется по известным соотношениям, но с исполь-

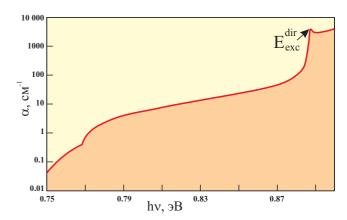
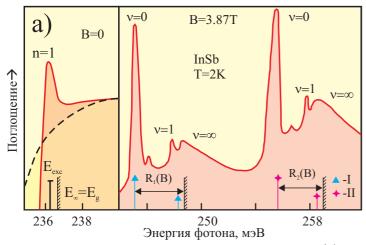


Рис. 6. Спектр края поглощения кристаллов с непрямыми разрешенными переходами. Коротковолновый максимум поглощения соответствует экситону при прямых переходах (на примере кристаллов германия)



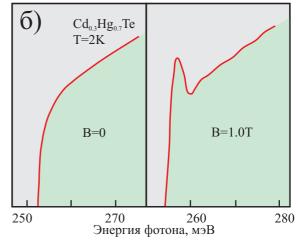


Рис. 7. Экситонный максимум в узкощелевом полупроводнике (a): слева — без магнитного поля, штриховая линия приводится для кристаллов с подавленным максимумом дискретного экситонного состояния, справа — структура того же спектра в сильном магнитном поле, наблюдается возгорание возбужденного состояния v=1 (v — одномерное главное квантовое число), I и II — квазиодномерные экситоны, принадлежащие различным сериям.

Возгорание экситонного максимума в магнитном поле (б): случай узкощелевого полупроводникового твердого раствора

зованием масс электронов и дырок в соответствующих экстремумах зон). Сплошная часть спектра (континуум) при этом будет подчиняться закону $(hv-E_g\pm h\omega_f)^{3/2}$. Максимумы поглощения при соответствующих энергиях удается наблюдать только в дифференциальных спектрах, например, λ -модуляции, формирующих первую производную спектра по энергии.

Непрямые переходы соответствуют более слабому поглощению по сравнению с прямыми, так как их вероятность всегда ниже. В большинстве случаев, используя тонкие кристаллы и углубляясь в спектры поглощения по энергии, удается в том же кристалле пронаблюдать и прямые разрешенные переходы, происходящие с существенно большими коэффициентами поглощения. По отношению к ним вполне справедливо все, сказанное выше о кристаллах с прямыми переходами. Типичный спектр для такого случая приводится на рис. 6.

4.3. Прямые дипольно-запрещенные переходы

Прямые дипольно-запрещенные переходы имеют место в тех случаях, когда экстремумы зон, между которыми происходят оптические переходы, находятся при одних и тех же значениях квазиимпульсов, но переходы в первом (дипольном) приближении запрещены по соображениям четности волновых функций, описывающих соответствующие состояния. Типичным примером здесь может служить уже упоминавшийся случай "желтой" серии экситона в закиси меди Cu₂O, где соответствующие переходам валентная зона и зона проводимости обладают одинаковой четностью, исключающей оптические переходы в первом приближении. В отсутствие кулоновского взаимодействия коэффициент поглощения здесь подчиняется плавной зависимости $\alpha \propto (h v - E_g)^{3/2}$ и количественно существенно меньше поглощения, реализующегося в прямых разрешенных переходах. Образование дискретных экситонных состояний описывается спектром, вполне аналогичным последнему случаю: $E_n = E_\sigma - Ry^* / n^2$, с той лишь разницей, что отсчет состояний следует начинать с n=2,3..., а интенсивности переходов определяются иной зависимостью сил осциллятора от $n: \propto (n^2-1)/n^5$. Характерен также и значительный вклад в сплошной спектр, обозначенный на рис. 5(6), где приводится теоретическая структура спектра края поглощения, приближенная к реальным случаям $\mathrm{Cu_2O}$ и $\mathrm{SnO_2}$. Интересно, что экситонная серия $\mathrm{Cu_2O}$ с величайшей точностью описывается водородоподобным соотношением $E_n = (2.17244 - 0.0972/n^2)$ эВ, а для $\mathrm{SnO_2}$ $E_n = (3.59568 - 0.0323/n^2)$ эВ, для всех n > 2.

4.4. Вид экситонной серии в зависимости от характера переходов

В кристаллах GaAs, даже наиболее совершенных и чистых, обычно наблюдается лишь три члена экситонной серии (n=1,2,3), в то время как в SnO₂, существенно уступающем по чистоте, их наблюдается не менее шести. И причина здесь не только в разнице в ширине запрещенной зоны, но, и прежде всего, в характере оптических переходов. В GaAs - это прямые разрешенные переходы, для которых характерно более крутое увеличение поглощения, связанного со сплошным спектром, в процессе роста энергии фотона, чем в случае дипольно-запрещенных переходов, свойственных SnO₂. Последнее касается также и Си₂О, однако рекордному количеству детектируемых возбужденных состояний (10-11) здесь способствует еще и втрое большая энергия связи - по сравнению с SnO₂. У узкощелевых полупроводников, начиная с GaSb и Ge, наблюдения в отсутствие магнитного поля и вовсе ограничиваются единственным максимумом основного экситонного состояния n=1. Это является следствием того, что энергия связи здесь оказывается сравнимой со спектральной шириной экситонной линии, и она "наезжает" на край. В таком узкощелевом полупроводнике, как InSb, экситонную структуру края поглощения удалось впервые наблюдать лишь в 1978 году, применив первоначально магнитное поле [12]. Только с магнитным полем удаетнаблюдать экситон в твердых растворах $Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$, имеющих E_{ϱ} близкое к E_{ϱ} InSb [13] (рис.7). Но абсолютно рекордными оказываются проявления экситонной природы поглощения, обнаруженные в сильном магнитном поле в кристаллах PbTe [14]. В отсутствие поля энергия связи здесь столь мала, что может быть разрушена тепловым движением даже при

температуре кипения жидкого гелия T=4.2 К. Это показывает актуальность применения представлений об экситонных состояниях практически для любых полупроводников.

Чтобы быть последовательными, можно было бы рассмотреть и четвертый случай — непрямых дипольно-запрещенных переходов. Однако, будучи вполне прозрачным теоретически, этот случай наименее актуален практически, так как предполагает ступенчатые переходы весьма слабой интенсивности.

5. ИНФОРМАЦИЯ О СТРОЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ, СОДЕРЖАЩАЯСЯ В ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРАХ

Экситонные спектры оказались одним из наиболее чувствительных и информативных средств исследования как внутреннего строения полупроводниковых кристаллов, так и влияния на них внешних факторов и дефектов. Экситонные состояния можно использовать как встроенный индикатор разнообразных процессов, происходящих в объеме полупроводника, на его поверхностях или гетерограницах, а также в приборных структурах.

Действительно, изучение экситонных серий на краю фундаментального поглощения дает сведения о характере оптических переходов, об эффективных массах носителей и о положении края запрещенной зоны, а также о других экстремумах зон Бриллюэна. Следует заметить, что в "безэкситонных" спектрах положение E_{σ} никак не обозначено, и его определение сопряжено с произвольным ограничением некоторым уровнем слабого поглощения, например, корневой зависимости коэффициента поглощения от энергии кванта (в случае прямых разрешенных переходов). Наличие острой спектральной особенности дискретного экситонного состояния позволяет определить E_{g} как край диссоциации экситонной серии с погрешностью, составляющей малую часть малой величины энергии связи основного или, еще лучше, возбужденных состояний. Из той же энергии связи следует приведенная эффективная масса носителей заряда. Положение экситонных линий дает информацию о наличии полей или деформаций. Ширина экситонных линий, их зависимость от температуры образца позволяют судить о рассеивающих факторах и уровне загрязнения кристалла примесями и дефектами, о встроенных полях. Совершенно уникальны возможности спектров фотолюминесценции экситон-примесных комплексов по установлению наличия различных примесей и собственных дефектов решетки кристалла. "Гигантская" сила осциллятора и, соответственно, сверхузкая ширина линий экситон-примесных комплексов (ЭПК) делает их спектры незаменимыми при контроле технологии выращивания эпитаксиальных слоев наиболее современными методами.

Однако совершенно исключительными оказываются возможности, связанные с очень высокой чувствительностью экситонных спектров к внешним полям: электрическому, магнитному, и к деформациям, а также к уровню накачки или инжекции свободных носителей. Эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Е.Ф.Гросс и Н.А.Каррыев, Доклады АН СССР **84**, 261, (1952).
- 2. Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя и Н.М.Рейнов, Доклады АН СССР **111**, 564, (1954).
- 3. Дж.Филипс, *Onmuческие спектры твердых тел*, Мир, М., 1968. (J.C.Phyllips, The Fundamental Optical Spectra of Solids, Academic Press, N.Y., 1966)
- 4. Сейсян Р.П., Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984.
- 5. Seisyan R.P., Zakharchenya B.P., in "Landau level Spectroscopy", ed. E.L. Rashba & G. Landwehr, Amsterdam, North Holland, 1991, Ch.7, 344.
- 6. М.Р.Владимирова, А.В.Кавокин, М.А.Калитеевский, С.И.Кохановский, М.Э.Сасин, Р.П.Сейсян. Письма в ЖЭТФ **69**, 727, (1999).
- R.P.Seisyan, A.V.Kavokin, S.I.Kokhanovskii, A.I.Nesvizhskii, M.E.Sasin, M.A.Sinitsin, B.S.Yavich. Semicond. Sci. Technol. 10, 661, (1995).
- 8. M.Zahler, I.Brener, G.Lenz, J.Salzman, E.Cohen, and L.Pfeiffer. Appl. Phys. Lett. **61**, 949, (1992).
- 9. K.Takahei K.Kobayashi. J.Phys. Soc. Jpn. **43**, 891, (1977).
- 10. V.M.Asnin, A.A.Rogachev, G.P.Eristavi. Phys. Stat. Sol. **29**, 443, (1968).
- 11. G.N.Aliev, O.Coschug-Toates, R.P.Seisyan. J.Cryst.Growth **159**, 843, (1996).
- 12. L.M.Kanskaya, S.I.Kokhanovskii, R.P.Seisyan. ФТП **13**, 2424, (1979).
- 13. V.I.Ivanov-Omskii, S.I.Kokhanovskii, R.P.Seisyan, V.A.Smirnov, V.A.Yukish, S.U.Yuldashev and Al.L.Efros, Solid State Commun. **46**, 26, (1983).
- 14. K.I. Geiman, S.I. Kokhanovskii, R.P. Seisyan, V.A. Yukish. ΦΤΤ 28, 855, (1986)