

венно одномерная проблема (вместо исходной квазидвумерной).

Уравнение (2) является уравнением Максвелла, учитывающим экситонную поляризацию и написанным в резонансном скалярном (т.е. в пренебрежении смешиванием σ^\pm -поляризаций) приближении. Уравнение (3) есть неоднородное нелинейное уравнение Шрёдингера для экситонной поляризации, учитывающее два типа источников: когерентное внешнее возбуждение и стохастический ланжевеновский шум. Последний позволяет смоделировать квантовые флуктуации сигнала рассеяния при использовании квазиклассических уравнений (2), (3).

Нелинейное уравнение Шрёдингера учитывает лишь экситон-экситонное контактное взаимодействие. За рамками модели, например, остается экситон-фононное взаимодействие, которое может играть весьма существенную роль в процессах параметрического рассеяния МР-поляритонов. Однако уже в этом простейшем приближении и в некотором диапазоне параметров модель, как оказывается, демонстрирует пороговое поведение, качественно соответствующее наблюдаемому в эксперименте. С ростом интенсивности накачки численные решения системы уравнений (2), (3) демонстрируют [11] резкий переход от классической картины четырехволнового смещения, когда рассеянные поляритонные сигналы S и I располагаются на НПВ (сдвинутой в сторону больших энергий) в соответствии с теорией четырехволнового смещения, к ситуации, когда сигнал независимо от расстройки Δ и угла возбуждения ϑ_p наблюдается при $k_s \approx 0$, а холостые поляритоны — при $k_i \approx 2k_p$.

Переход сопровождается суммарным увеличением интенсивности рассеянного поляритонного сигнала на много порядков и иллюстрируется на рис. 5. Амплитуда накачки $\mathcal{E}(t)$ при численном моделировании включалась на 99% от максимума примерно за 100 пс, потом медленно нарастала до максимума в течение ~ 1000 пс и затем выключалась за 100 пс.

Физический механизм перехода связан с параметрической неустойчивостью распада поляритона накачки на поляритоны S и I при достижении некоторой критической интенсивности накачки, а также с S-образностью зависимости экситонной поляризации $\mathcal{P}(k_p, t)$ на угле накачки от амплитуды накачки, содержащей абсолютно неустойчивый участок с отрицательным наклоном. Неустойчивость параметрического распада аналогична проанализированной в работе [12] при манделштам-бриллюэновском рассеянии интенсивной поляритонной волны. Только одна неустойчивость этого типа и учитывалась ранее в работах [6, 8–10], посвященных параметрическому рассеянию МР-поляритонов. Однако реальная эволюция системы в результате развития неустойчивости параметрического рассеяния, как показывают наши расчеты, может сопровождаться развитием неустойчивости отклика нелинейного осциллятора на угле накачки. В результате вместо параметрической раскачки макрозаполненных мод при $k_s \neq 0$ и $k_i \neq 2k_p$ возникает сильная перестройка спектра рассеянного поляритонного сигнала с максимумами при $k_s \approx 0$ и $k_i \approx 2k_p$, сопровождаемая ростом на несколько порядков общей интенсивности рассеянного сигнала. Это поведение качественно соответствует наблюдаемому в эксперименте.

Авторы благодарны Л.В. Келдышу за многочисленные обсуждения, М. Сколику за предоставленные

образцы, РФФИ и INTAS за частичную финансовую поддержку.

Список литературы

1. Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992)
2. Baumberg J J et al. *Phys. Rev. B* **62** R16247 (2000)
3. Кулаковский В Д и др. *УФН* **170** 912 (2000)
4. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3680 (2000)
5. Tartakovskii A I, Krizhanovskii D N, Kulakovskii V D *Phys. Rev. B* **62** R13298 (2000)
6. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1547 (2000)
7. Ciuti C et al. *Phys. Rev. B* **62** R4825 (2000)
8. Ciuti C, Schwendimann P, Quattropani A *Phys. Rev. B* **63** 041303 (R) (2001)
9. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. B* **64** 075311 (2001)
10. Saba M et al. *Nature* **414** 731 (2001)
11. Gippius N et al., in *Proc. of the 26th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors*, 29 July–2 Aug. 2002, Edinburgh, UK (London: IOP, 2002) p. G4-6
12. Келдыш Л В, Тиходеев С Г *ЖЭТФ* **90** 1852 (1986)

PACS numbers: 71.35.Ee, 71.35.Ji

Магнитоустойчивые многочастичные связанные состояния в полупроводниках

Н.Н. Сибельдин

1. Введение

В лабораторных условиях воздействие магнитного поля на атом приводит к снятию вырождения по направлениям углового момента (эффекты Зеемана и Пашена–Бака), а также к слабому диамагнитному сдвигу высоколежащих энергетических уровней; однако внутренняя структура атома (распределение электронной плотности) и его энергетический спектр (если не принимать во внимание расщепление уровней в магнитном поле, которое мало по сравнению с энергией связи атомных электронов) при этом практически не изменяются. Действие магнитного поля становится существенным в достаточно сильных полях, таких, когда энергия циклотронного движения свободного электрона $\hbar\omega_c = \hbar eH/cm$, где m — масса свободного электрона, становится порядка энергии связи частиц в атоме, а магнитная длина $a_H = \sqrt{\hbar c/eH}$ — порядка радиуса атома. Для атома водорода, например, это поля напряженностью $H \sim 10^9$ Э, недостижимой при современных экспериментальных возможностях. Поэтому о свойствах атомов в сильных магнитных полях можно узнать либо из данных астрофизических наблюдений, либо из экспериментов на модельных системах.

По-видимому, наиболее привлекательными объектами для таких исследований являются экситоны и атомы водородоподобных примесей в полупроводниках. Энергию основного состояния и боровский радиус экситона (атома водородоподобной примеси) в полупроводниковом кристалле можно выразить формулами Бора, которые в этом случае имеют вид

$$E_{\text{ex}} = -\frac{m^* e^4}{2\kappa^2 \hbar^2}, \quad (1)$$

$$a_{\text{ex}} = \frac{\kappa \hbar^2}{m^* e^2}, \quad (2)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость кристалла и m^* — приведенная эффективная масса электрона и дырки (эффективная масса электрона или дырки для мелких доноров и акцепторов соответственно). Благодаря большой диэлектрической проницаемости среды и малым эффективным массам электронов и дырок типичные значения энергий связи экситонов $|E_{\text{ex}}|$ и атомов водородоподобных примесей на 3–4 порядка величины меньше, чем атома водорода, а их боровские радиусы — больше на 2–3 порядка. В полях одинаковой напряженности циклотронная частота носителей заряда в полупроводнике больше, чем свободного электрона, в m/m^* раз. Поэтому уже магнитное поле напряженностью $H \sim 10^3 - 10^4$ Э является сильным для экситонов и атомов мелких примесей.

Теоретически поведение атомов водородоподобных примесей в сильных магнитных полях рассмотрено в работах [1–3], экситонов — в [4–6]. Магнитное поле стабилизирует экситонные (атомные) состояния. В слабых полях энергия связи возрастает, так как энергия свободного электрона (циклотронная частота) с ростом напряженности поля увеличивается линейно, а связанного в атоме — квадратично (диамагнитный сдвиг). В сверхсильных полях ($\hbar\omega_c \gg |E_{\text{ex}}|$) основной вклад в центробежную силу при вращении электрона вокруг ядра в плоскости, перпендикулярной направлению поля, дает сила Лоренца (кулоновское взаимодействие электрона с ядром (с дыркой в экситоне) можно рассматривать как возмущение). Экситон (атом) сильно анизотропен; он имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого вдоль направления поля, с полуосями a_{ex} в продольном направлении и a_H в поперечном. Его энергия связи $|E_{\text{ex}}|$ растет пропорционально $\ln^2 H$ при увеличении напряженности поля [6]. Такие экситоны были названы диамагнитными [7].

Экспериментально эффекты, связанные с увеличением энергии ионизации мелких доноров в магнитном поле, впервые наблюдались в сильнолегированном антимониде индия (магнитное вымораживание примесей [8]). Обширная информация о свойствах экситонных состояний была получена в магнитооптических экспериментах, весьма подробно рассмотренных в обзоре [7] и монографии [9].

Магнитное поле может стабилизировать связанные состояния не только атомного, но и более сложного (например, молекулярного) типа. Так, благодаря увеличению с ростом магнитной индукции эффективной массы экситона в направлении, поперечном магнитному полю [6], становится возможным образование экситонов, локализованных вблизи дефектов и примесных атомов, которые не могли связать экситон в отсутствие поля [10]. Влияние сильного магнитного поля на свойства связанных экситонов теоретически рассмотрено в работах [10, 11]. Так же как и связанные экситоны в отсутствие поля [12, 13], линии излучения которых при низких температурах и не слишком высоких уровнях возбуждения, как правило, доминируют в спектрах люминесценции даже достаточно чистых полупроводников [14], экситонно-примесные комплексы (ЭПК), стабилизированные магнитным полем, обладают гигантскими силами осцилляторов [10]. Экспериментально магнитостабилизированные ЭПК были обнаружены нами в антимониде индия [15, 16].

Вообще говоря, магнитное поле может как стабилизировать, так и дестабилизировать молекулярные состояния. Когда в результате спинового расщепления в сильном поле нижний энергетический уровень несвязанного триплетного состояния экситонной молекулы (биэкситона) опускается ниже синглетного, молекула становится неустойчивой и биэкситонная линия люминесценции исчезает [17]. Однако в сверхсильных магнитных полях возможно образование стабильных спин-ориентированных (триплетных) биэкситонов [18] (молекул водорода [19]).

По-видимому, особый интерес вызывают поведение и свойства конденсированного вещества в сверхсильных магнитных полях. Модельной системой для экспериментального исследования этого круга явлений может служить конденсированная фаза экситонов в полупроводниках — электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) [20–24]. Теоретически было показано, что в сверхсильном магнитном поле при определенных условиях должна образовываться "сильно сжатая" ЭДЖ с плотностью, существенно превышающей обратный объем диамагнитного экситона, и с энергией на пару частиц, значительно большей по абсолютной величине его энергии связи [25, 26]. Причем основной вклад в энергию притяжения в жидкости возникает из-за пространственных корреляций частиц, находящихся на соседних цилиндрах Ландау. Условие сильной сжатости электронно-дырочной плазмы выражается левой половиной неравенства [25]

$$(a_{\text{ex}} a_H^2)^{-1} \ll n \ll a_H^{-3}. \quad (3)$$

В области сильного сжатия электронно-дырочная система представляет собой вырожденную ферми-жидкость, и ее энергия как функция плотности n имеет минимум при $n = n_0$. В ультраквантовом случае, т.е. когда удовлетворяется правая половина неравенства (3), равновесная плотность сильно сжатой электронно-дырочной жидкости $n_0 \propto H^{8/7}$, а величина энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости $|E(n = n_0)| \equiv |E_0| \propto H^{2/7}$. Поскольку энергия ионизации диамагнитных экситонов возрастает при увеличении напряженности поля более медленно, стабильность жидкого состояния, которая характеризуется работой выхода экситонов из жидкости $\varphi = E_{\text{ex}} - E_0$, должна увеличиваться в сильном магнитном поле с ростом его напряженности. Более того, в сильном магнитном поле жидкая фаза может оказаться устойчивой ($\varphi > 0$), даже если она нестабильна в отсутствие поля. Электронно-дырочная жидкость, стабилизированная магнитным полем с $H > 20$ кЭ, была обнаружена нами в антимониде индия [15].

Далее приведены результаты экспериментального исследования ЭПК и ЭДЖ, стабилизированных магнитным полем, в антимониде индия. Антимонид индия (InSb) — наиболее подходящий материал для исследования влияния сильного магнитного поля на слабосвязанные электронные состояния. В этом полупроводнике эффективная масса электрона чрезвычайно мала ($m_e \cong 0,014m$), и поэтому уже в поле напряженностью в несколько килоэрстед магнитная длина $a_H < a_{\text{ex}}$, а циклотронная энергия электрона превышает экситонный ридберг. Вместе с тем технология получения этого соединения позволяет выращивать совершенные монокристаллы с малым содержанием остаточных примесей. Более детальная информация об описанных ниже экспе-

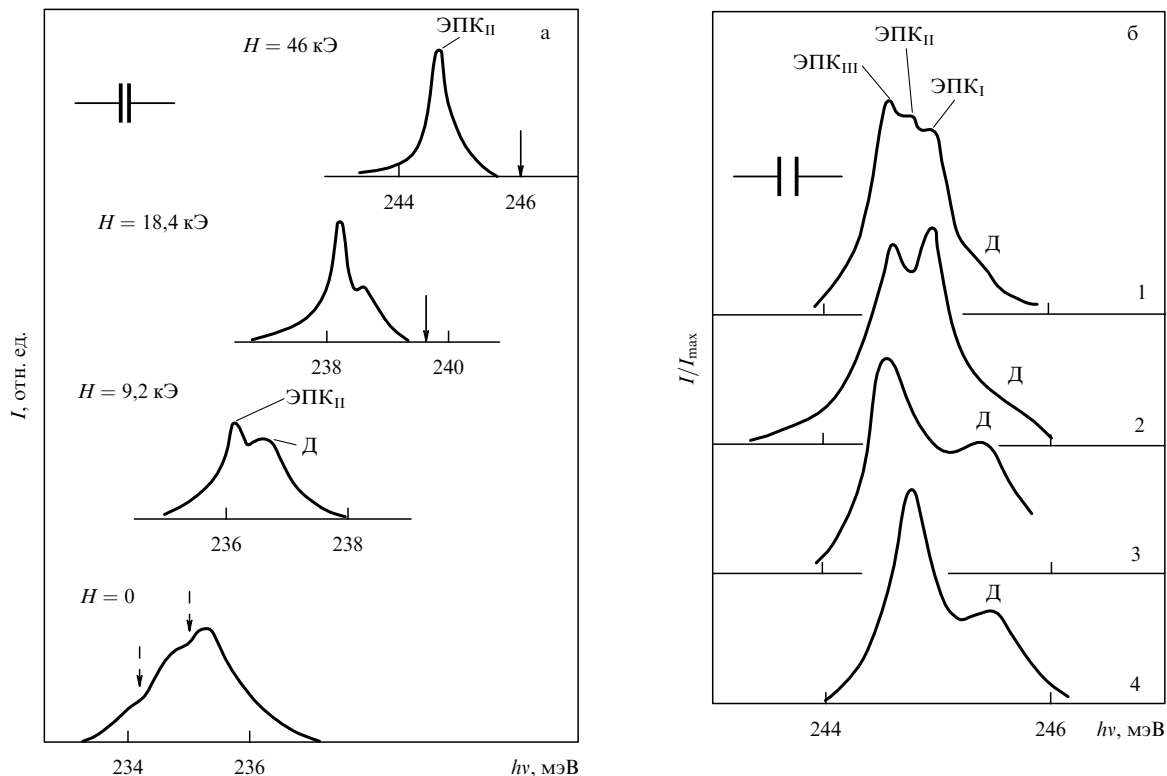


Рис. 1. Спектры люминесценции образца № 4 при различных напряженностях магнитного поля (а) и образцов № 1–4 (спектры пронумерованы так же, как и образцы) в поле напряженностью $H = 46$ кЭ (б). Интенсивность возбуждения составляла 10 Вт см^{-2} , $T = 2 \text{ К}$. Д — донорная линия излучения, ЭПК_I, ЭПК_{II} и ЭПК_{III} — линии экситонно-примесных комплексов. На рисунке (а) сплошные стрелки — позиция уровня энергии свободного диамагнитного экситона, определенная из спектров магнитоотражения, пунктирные стрелки ($H = 0$) — положение линий поглощения атмосферных паров воды. На рисунке (б) интенсивность каждого спектра в максимуме $I_{max} = 1$.

риментах и библиография содержатся в работах [27] (ЭПК) и [28, 29] (ЭДЖ).

2. Магнитостабилизированные экситонно-примесные комплексы

Эксперименты были выполнены на чистых кристаллах антимонида индия n-типа при температурах $T = 2-4,2 \text{ К}$. Параметры исследованных образцов (разностная концентрация доноров N_D и акцепторов N_A , а также степень компенсации $k = N_A/N_D$) приведены в табл. 1. Исследовались спектры фотолюминесценции при достаточно низких уровнях квазистационарного возбуждения образцов излучением He-Ne-лазера непрерывного действия с длиной волны $3,39 \text{ мкм}$ и максимальной мощностью около 15 мВт . Диаметр светового пятна на поверхности образца составлял $\approx 0,3 \text{ мм}$.

В отсутствие магнитного поля основная линия краевой люминесценции (нижний спектр на рис. 1а) достаточно чистого n-InSb почти целиком лежит при энергиях, меньших ширины запрещенной зоны E_g кристалла (современное значение $E_g = 236,8 \pm 0,2 \text{ мэВ}$ при $T = 2 \text{ К}$ [30]). Она обусловлена переходами электронов с уровней мелких доноров в валентную зону, а ее форма и спектральное положение определяются крупномасштабными флуктуациями примесного потенциала [31] (другие точки зрения на природу спектра люминесценции и ссылки на соответствующие литературные источники приведены в работах [27, 31, 32]). Из-за малости эффективной массы электрона в антимониде индия энергия связи экситона также очень мала ($|E_{ex}| \approx 0,5 \text{ мэВ}$ [30]), как и энергия диссоциации ЭПК на мелких донорах и акцепторах $E_i < 0,5 \text{ мэВ}$. Поэтому линии свободных и

Таблица 1. Параметры исследованных образцов n-InSb и приблизительные значения напряженностей магнитного поля, при которых начинают появляться линии люминесценции ЭПК

Номер образца	$N_D - N_A, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	k	$I_{A_{1,2}}/I_0$	$I_{A_3}/I_{A_{1,2}}$	$H_r, \text{ кЭ}$		
					ЭПК _I	ЭПК _{II}	ЭПК _{III}
1	0,3	0,8	0,04	0,3	37	7–9	7–9
2	0,7	0,7	0,03	0,8	18	—	9
3	0,96	0,6	0,01	5	—	—	14
4	1,0–2,0	0,5	0,01–0,02	0,5	—	5–7	—
5	0,6	0,6	—	—	—	—	—

Примечание. Прочерки означают отсутствие соответствующих линий в спектре излучения.

связанных экситонов обычно не наблюдаются в спектрах излучения в отсутствие магнитного поля.

Помимо основной линии люминесценции в области энергий $E_g - E_A \lesssim hv < E_g$, где E_A — энергия ионизации мелких акцепторов, наблюдались слабые линии рекомбинационного излучения с максимумами в диапазонах 226,7–228,0 и 223,5–224,0 мэВ. По-видимому, более высокочастотная линия образована наложением, по крайней мере, двух компонент. Скорее всего, эта линия отвечает акцепторам цинку и кадмию, обычно присутствующим в чистом антимониде индия и имеющим близкие энергии ионизации. Более низкочастотная линия связана с переходами на уровни неизвестной акцепторной примеси. В таблице 1 приведены средние значения интенсивностей в максимумах высоко- и низкочастотных акцепторных линий. Интенсивность высокочастотной линии $I_{A_{1,2}}$ (индекс $A_{1,2}$ подчеркивает, что эта линия состоит из нескольких линий) дана по отношению к интенсивности основной линии излучения I_0 , а низкочастотной I_{A_3} — к $I_{A_{1,2}}$. Следует заметить, что интенсивность какой-либо акцепторной линии излучения отражает содержание в образце акцепторных атомов определенной химической природы, тогда как степень компенсации, полученная из результатов электрических измерений, учитывает суммарную концентрацию акцепторов (в том числе и глубоких) в кристалле.

Наиболее простое поведение в магнитном поле демонстрирует спектр излучения образца № 5, который характеризуется наименьшими среди исследованных образцов значениями суммарной концентрации доноров и акцепторов и концентрации акцепторов, а главное, отсутствием акцепторных линий в спектре люминесценции (см. табл. 1). Во всем диапазоне изменения напряженности магнитного поля ($H = 0 - 56$ кЭ) в спектре излучения этого образца наблюдается одиночная линия, полуширина которой вначале уменьшается с ростом напряженности поля, достигая при $H \approx 20$ кЭ значения, равного $\approx 0,5$ мэВ, а затем остается неизменной. При увеличении напряженности поля линия излучения сдвигается в сторону высоких энергий (в слабых полях этот сдвиг нелинеен по напряженности поля), а ее интенсивность несколько уменьшается. Эта линия заметно смещена в низкочастотную сторону по отношению к длинноволновой компоненте спектра экситонного магнитоотражения, которое измерялось для определения положения основного уровня энергии свободного диамагнитного экситона. Так же как и в отсутствие магнитного поля, наблюдаемая линия излучения связана с электронными переходами с уровней мелких доноров в валентную зону.

Сходным образом ведут себя при возрастании напряженности магнитного поля основные линии люминесценции и других исследованных образцов. Они смещаются в высокочастотную сторону, сужаются и уменьшаются по интенсивности. В то же время в спектрах люминесценции образцов № 1–4 в магнитном поле возгораются линии излучения экситонно-примесных комплексов. Так, в спектре излучения образца № 4 линия ЭПК возникает на длинноволновом крыле основной полосы излучения в поле напряженностью $H_r = 5 - 7$ кЭ. Ее интенсивность увеличивается с ростом напряженности поля, и в сильных полях она доминирует в спектре (рис. 1а, линия ЭПК_{II}). В сильном магнитном поле полуширина этой линии излучения составляет 0,2–0,4 мэВ. В слабом поле

коротковолновый сдвиг максимума линии излучения ЭПК нелинейно зависит от напряженности поля, тогда как в достаточно сильном поле наблюдается линейная зависимость. Величина энергетического интервала между спектральным положением максимума линии излучения ЭПК и позицией длинноволновой компоненты спектра экситонного магнитоотражения (оптическая энергия диссоциации экситонно-примесных комплексов) в сильном магнитном поле слабо увеличивается с ростом его напряженности и составляет $E_i^{op} \cong 1,2$ мэВ при $H = 23$ кЭ и $E_i^{op} \cong 1,4$ мэВ при $H = 46$ кЭ.

На остальных образцах (№ 1–3) наблюдаются от одной до трех линий излучения ЭПК, стабилизированных магнитным полем. Качественно эти линии ведут себя при изменении напряженности поля так же, как линия излучения ЭПК_{II} образца № 4, возгораясь, однако, в поле различной напряженности. На образце № 3 наблюдается одна самая длинноволновая линия излучения ЭПК (линия ЭПК_{III}), которая возгоралась в поле напряженностью $H_r \sim 14$ кЭ. В спектре образца № 2 при увеличении напряженности магнитного поля последовательно возникают две линии излучения ЭПК — наиболее длинноволновая (ЭПК_{III}) при $H_r \sim 9$ кЭ и самая коротковолновая (ЭПК_I) при $H_r \sim 18$ кЭ. Особым богатством спектральных линий отличается спектр люминесценции образца № 1. На этом образце наблюдаются все три обнаруженные линии излучения экситонно-примесных комплексов: линии ЭПК_{III}, ЭПК_{II} и ЭПК_I. Эти линии последовательно появлялись в спектре люминесценции, начиная с $H_r = 7 - 9$ кЭ. Однако трудно сказать, какая из двух длинноволновых линий ЭПК_{III} или ЭПК_{II} возникает при меньшей напряженности поля. Вместе с тем в поле напряженностью $H = 14$ кЭ эти линии были надежно разрешены; расстояние между их максимумами составляло $\cong 0,2$ мэВ и не изменялось при дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля. Линия излучения ЭПК_I появлялась при $H_r \cong 37$ кЭ. В поле напряженностью $H = 46$ кЭ отчетливо видны все три линии излучения; расстояние между максимумами соседних линий составляло $\cong 0,2$ мэВ и при $H > 46$ кЭ не зависело от напряженности поля. Спектры люминесценции образцов № 1–4 в поле напряженностью $H = 46$ кЭ показаны на рис. 1б. Значения напряженности магнитного поля H_r , при которых возникали линии излучения соответствующих ЭПК в различных образцах, сведены в табл. 1.

Наблюдавшиеся ЭПК представляют собой диамагнитный экситон, связанный на нейтральном мелком акцепторе. Сопоставление интенсивностей акцепторных линий излучения с наличием линий излучения ЭПК в спектрах различных образцов (см. табл. 1), а также анализ экспериментальных данных, описанных выше, подтверждают и позволяют детализировать этот вывод. Так, на образце № 5 не наблюдается ни акцепторных линий излучения, ни линий излучения ЭПК. Образец № 3 характеризуется относительно слабой интенсивностью акцепторного излучения $A_{1,2}$ и самой высокой интенсивностью излучения A_3 , обусловленного рекомбинацией электронов с дырками, находящимися на акцепторах с большей глубиной залегания энергетических уровней. Поэтому наблюдаемую на этом образце одиночную линию ЭПК_{III} можно приписать экситонам, связанным на акцепторах, ответственных за излучение A_3 . Продолжая рассуждения в том же духе, можно

заклучить, что линии излучения ЭПК_I и ЭПК_{II} принадлежат экситонам, локализованным на акцепторных атомах различных химических элементов, которым отвечает составная линия излучения $A_{1,2}$ (см. обсуждение в начале этого раздела). Такая привязка линий излучения экситонно-примесных комплексов ЭПК_I, ЭПК_{II} и ЭПК_{III} соответственно к акцепторным линиям излучения $A_{1,2}$ и A_3 в общих чертах согласуется со всей совокупностью приведенных в таблице данных.

Дополнительными аргументами в пользу такой картины являются увеличение энергии диссоциации экситонно-примесных комплексов (от ЭПК_I к ЭПК_{III}, рис. 1б) при связывании экситонов на более глубоких акцепторах и возрастании напряженности магнитного поля, стабилизирующего соответствующий ЭПК, при уменьшении его энергии диссоциации. Как видно из табл. 1, последнее отчетливо проявляется на образцах № 1 и 2. Вместе с тем трудно ожидать точного совпадения значений напряженности магнитного поля, при которых в спектрах люминесценции различных образцов возникает линия излучения экситонов, связанных на акцепторных атомах определенной химической природы. Дело в том, что линии излучения комплексов появляются на фоне основной полосы люминесценции, имеющей значительную интенсивность, изменяющуюся от образца к образцу, а интенсивность определенной линии излучения связанных экситонов зависит от концентрации соответствующих акцепторов, которая у разных образцов имеет различные значения. Наложение соседних линий излучения экситонно-примесных комплексов также затрудняет определение момента возникновения новой линии в спектре.

Подытоживая сказанное выше, можно заключить, что в антимониде индия возможно образование стабилизированных магнитным полем экситонно-примесных комплексов, сформированных экситонами, связанными на мелких акцепторах различной химической природы. В спектрах люминесценции эти комплексы дают характерные узкие линии, существенно (в десятки раз на исследованных нами образцах) превышающие по интенсивности соответствующие акцепторные линии излучения. При этом следует подчеркнуть, что в наших опытах ЭПК наблюдались на образцах предельно очищенного n-InSb, и несмотря на то что эти образцы лишь незначительно отличаются друг от друга концентрациями основной и компенсирующей примесей, определенными из электрических измерений, их спектры люминесценции в магнитном поле существенно разнятся по количеству и интенсивности линий излучения ЭПК. Таким образом, линии излучения ЭПК, стабилизированных магнитным полем, могут служить весьма чувствительным индикатором для определения содержания и химической природы мелких акцепторов в антимониде индия.

Перейдем к обсуждению влияния интенсивности возбуждения и температуры на интенсивность излучения ЭПК. Зависимость интенсивности люминесценции комплексов от уровня возбуждения подробно исследовалась на образцах № 4 при $T = 2$ К. При относительно низких уровнях накачки интенсивность люминесценции ЭПК линейно увеличивается с ростом мощности возбуждения. При высоких уровнях возбуждения (больших ≈ 50 Вт см⁻²) эта зависимость существенно ослабляется и стремится к насыщению.

Исследования зависимостей спектрального состава рекомбинационного излучения от температуры проводились при низкой интенсивности возбуждения (≈ 10 Вт см⁻²) на образцах № 4, донорная линия излучения которых при $T = 2$ К имела в сильном магнитном поле заметную интенсивность. При повышении температуры от $T = 2$ К интенсивность линии излучения ЭПК постепенно уменьшалась, тогда как интенсивность донорной линии несколько возрастала, а ее максимум смещался в длинноволновую сторону. При температурах, близких к $T = 4,2$ К, в спектре люминесценции преобладала донорная линия излучения. Температурная зависимость интенсивности излучения ЭПК_{II} удовлетворительно описывается выражением

$$I_i = \frac{I_0}{1 + CT^{3/2} \exp(-E_i/kT)}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность люминесценции комплексов при $T = 0$, E_i — энергия диссоциации ЭПК,

$$C = \frac{g_A g_{ex}}{g_i} \left(\frac{M_d k}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{\sigma v_T \tau_i}{1 + \sigma v_T \tau_{ex} N_A}, \quad (5)$$

g_A , g_{ex} и g_i — соответствующие факторы вырождения, M_d — эффективная масса плотности экситонных состояний, которая в магнитном поле является комбинацией продольной и поперечной масс, τ_i и τ_{ex} — времена жизни связанных и свободных экситонов соответственно, σ — сечение связывания экситонов на центрах, v_T — тепловая скорость экситонов. Из обработки температурной зависимости интенсивности линии излучения ЭПК с помощью выражения (4) были определены значения подгоночных параметров E_i и C . В поле напряженностью $H = 9,2$ кЭ подгоночный параметр E_i , представляющий собой термическую энергию диссоциации комплексов E_i^T , равен $\approx 1,1$ мэВ и, по-видимому, близок к оптической энергии диссоциации. При возрастании напряженности поля до $H = 23$ кЭ этот параметр уменьшается до $E_i^T \approx 0,6$ мэВ, а затем при дальнейшем увеличении напряженности поля остается неизменным, тогда как энергия диссоциации комплексов, полученная из оптических измерений (оптическая энергия диссоциации), возрастает от $E_i^{op} \approx 1,2$ мэВ при $H = 23$ кЭ до $E_i^{op} \approx 1,4$ мэВ при $H = 46$ кЭ.

Таким образом, в достаточно сильном поле термическая энергия диссоциации комплексов значительно меньше оптической. Вместе с тем полученные значения E_i^T примерно соответствуют энергетическому интервалу между максимумами линии излучения ЭПК_{II} и донорной линии. Поэтому можно предположить, что электроны, высвобождающиеся в результате тепловой диссоциации ЭПК, переходят на мелкие донорные уровни, расположенные в хвосте плотности состояний зоны проводимости. Об этом также свидетельствует увеличение интенсивности донорной линии излучения при повышении температуры. Этому процессу диссоциации комплексов соответствует обратный процесс захвата донорных электронов акцепторными ионами A^+ .

Таким образом, полученные результаты показывают, что наблюдающиеся в антимониде индия магнитостабилизированные экситонно-примесные комплексы представляют собой экситон, связанный на нейтральном акцепторе. Причем образование этих комплексов идет в

два этапа — вначале нейтральный акцептор A^0 связывает дырку, превращаясь в A^+ -центр, а затем электрон, находящийся на одном из расположенных по соседству доноров, захватывается этим центром.

3. Магнитоустойчивая электронно-дырочная жидкость

Как известно, электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) в полупроводниках образуется при низких температурах и высоких уровнях возбуждения. Эксперименты, описанные в этом разделе, были выполнены при возбуждении образцов излучением Nd^{3+} YAG-лазера непрерывного действия с длиной волны 1,06 мкм и максимальной мощностью 1 Вт и $T = 1,8-2$ К. Линия излучения магнитоустойчивой ЭДЖ наблюдалась на всех исследованных образцах, но детальные измерения проводились на образцах № 4, так как линия ЭДЖ на этих образцах имела наибольшую интенсивность и, кроме этого, они обладают относительно простым спектром люминесценции (имеется только одна линия излучения магнитоустойчивых ЭПК). Поэтому в дальнейшем приводятся и обсуждаются данные, полученные на этих образцах.

Спектры рекомбинационного излучения одного из образцов, полученные при относительно низких уровнях возбуждения в поле напряженностью $H = 46$ кЭ, приведены на рис. 2а (спектр 3) и на врезке рис. 2б. Эти спектры содержат более интенсивную Д-линию, чем спектр, показанный на рис. 1а, хотя образцы имеют близкие параметры и вырезаны из одного слитка. Изменение формы спектров люминесценции при увеличении интенсивности накачки качественно различно в сильном ($H > 20$ кЭ) и относительно слабом магнитных полях. Спектры излучения в поле напряженностью $H = 46$ кЭ, наблюдавшиеся при различных уровнях накачки, приведены на рис. 2а. С ростом мощности накачки интенсивность донорной линии излучения увеличивается с большей скоростью, чем интенсивность линии излучения ЭПК. В результате эти линии излучения сливаются в одну относительно широкую полосу. Из рис. 2а также видно, что спектр излучения уширяется в длинноволновую сторону и у него появляется "хвост", простирающийся в область низких энергий. В то же время форма коротковолнового крыла результирующего спектра остается практически такой же, как у донорной линии.

В относительно слабом поле ($H < 20$ кЭ) спектр излучения демонстрирует существенно иное поведение. Возрастание интенсивности накачки также приводит к исчезновению структуры в спектре люминесценции. Однако в этом случае увеличивается протяженность не длинноволнового, а коротковолнового крыла бесструктурной полосы излучения. В дальнейшем мы ограничимся обсуждением результатов, полученных в сильном магнитном поле.

Измерения зависимостей интенсивности люминесценции от уровня возбуждения при различных значениях энергии квантов рекомбинационного излучения показали, что при высоких мощностях накачки начинает насыщаться интенсивность люминесценции не только линии ЭПК, но и донорной линии. Вместе с тем интенсивность излучения в низкочастотном хвосте спектра увеличивается практически линейно с ростом уровня возбуждения. Возникновение низкочастотного

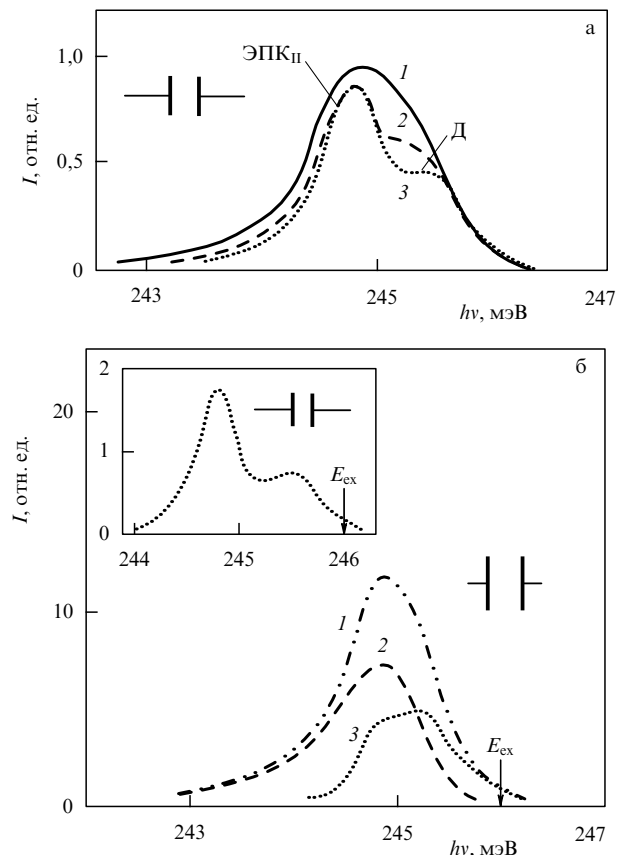


Рис. 2. Спектры люминесценции в магнитном поле напряженностью $H = 46$ кЭ: (а) спектры при интенсивностях возбуждения $P = 210$ Вт $см^{-2}$ (1), 140 Вт $см^{-2}$ (2) и 100 Вт $см^{-2}$ (3). Равенство интенсивностей излучения при $h\nu = 245,7$ эВ обеспечено выбором нормировки спектров; (б) спектры при $P = 500$ Вт $см^{-2}$. Глубина модуляции равна 100 % (1) и 20 % (2). Спектр 3 получен как разность спектров 1 и 2. Стрелкой отмечена энергия перехода в нижнее состояние диамагнитного экситона. На врезке — спектр при низком уровне возбуждения ($P \approx 50$ Вт $см^{-2}$).

хвоста с иной, чем у двух изначально присутствовавших спектральных компонент, зависимостью интенсивности свечения от мощности накачки связано с появлением на длинноволновом краю спектра новой полосы излучения, которая благодаря сильному различию этих зависимостей была выделена из результирующего спектра с помощью дифференциальной по интенсивности возбуждения методики регистрации спектров люминесценции.

Спектры излучения, полученные при мощной накачке со 100%-ной (спектр 1) и с 20%-ной (спектр 2) глубиной модуляции интенсивности возбуждения, приведены на рис. 2б. Последний из этих спектров перестроен из полученного экспериментально таким образом, чтобы интенсивность выделенной полосы соответствовала глубине модуляции, равной 100 %. Спектр 3 на рис. 2б получен как разность спектров 1 и 2. Он расположен в том же энергетическом интервале, что и спектр излучения при низких уровнях возбуждения (врезка на рис. 2б). Однако в соответствии со сказанным выше линии излучения доноров и ЭПК в разностном спектре 3 не разрешены. При более слабой накачке в разностном спектре были отчетливо видны обе эти линии.

Прикладывая электрическое поле, достаточное для ударной ионизации мелких доноров и ЭПК, можно вызвать тушение линий люминесценции этих образований и благодаря этому выделить из спектра излучения длинноволновую полосу, возникающую при мощной накачке. Форма выделенной таким образом длинноволновой полосы была близка к форме дифференциального спектра 2 (рис. 2б) при интенсивностях возбуждения, больших 250 Вт см^{-2} .

Итак, приведенные выше результаты показывают, что в магнитном поле $H > 20 \text{ кЭ}$ на длинноволновом краю спектра люминесценции антимолида индия при высоких уровнях накачки появляется дополнительная полоса излучения, которая может быть выделена из результирующего спектра с помощью дифференциальной по интенсивности возбуждения методики регистрации спектров излучения, а также при приложении электрического поля. В отличие от двух других присутствующих в спектре компонент, интенсивность этой полосы возрастает при увеличении электрического напряжения на образце. Это означает, что длинноволновая полоса связана с рекомбинацией электронов и дырок, заселяющих состояния, которые не опустошаются в электрическом поле, хотя по своему энергетическому положению длинноволновая полоса близка к линиям излучения доноров и ЭПК, а эти образования разрушаются вследствие ударной ионизации. Поэтому электронные состояния, о которых идет речь, по своей природе существенно отличаются от состояний атомного и молекулярного типа, т.е. от состояний систем из небольшого числа взаимодействующих частиц (примесные атомы, свободные и связанные экситоны и т. п.).

Из поведения длинноволновой полосы излучения в электрическом поле можно заключить, что она связана с рекомбинацией частиц электронно-дырочной плазмы, энергия которой понижена за счет межчастичных взаимодействий. Увеличение интенсивности этой полосы в электрическом поле при неизменности формы ее низкочастотного края может свидетельствовать о возрастании объема, занимаемого плазмой в образце. Фиолетовый край длинноволновой полосы заметно сдвинут в сторону меньших энергий по отношению к энергии перехода в наименее состояние свободного экситона (рис. 2б), т.е. составляющие плазму частицы обладают меньшей энергией, чем электронно-дырочные пары, связанные в экситоны. На этом основании можно заключить, что мы имеем дело с плазмой взаимодействующих частиц, стабильной по отношению к распаду на свободные экситоны, т.е. с электронно-дырочной жидкостью. Так как разогрев плазмы свободных носителей тока в электрическом поле должен приводить к уширению коротковолнового крыла линии ее излучения, то независимость формы длинноволновой полосы от способа ее выделения из суммарного спектра люминесценции (включение электрического поля или 20%-ная модуляция интенсивности возбуждения) является дополнительным фактом, подтверждающим интерпретацию этой полосы как линии излучения ЭДЖ.

Как известно, одним из наиболее веских оснований для интерпретации соответствующей полосы люминесценции как линии излучения ЭДЖ является хорошее теоретическое описание формы экспериментально наблюдаемой полосы. К тому же анализ формы линии излучения позволяет наиболее надежно определить

характерные энергии частиц жидкости и найти ее плотность [20–24].

Для обработки формы полосы излучения магнито-стабилизированной ЭДЖ в антимолиде индия может быть использовано обычное выражение для прямых разрешенных переходов:

$$I(h\nu) \propto v^2 g(h\nu) f_e f_h, \quad (6)$$

где f_e и f_h — функции распределения Ферми для электронов и дырок с фермиевскими энергиями E_{Fe} и E_{Fh} соответственно, а плотность состояний описывается формулой

$$g(h\nu) = \frac{\sqrt{2m_r}}{(2\pi\hbar)^2} \frac{eH}{c} \times \sqrt{\frac{(h\nu - E_{gL})/\Gamma + \sqrt{[(h\nu - E_{gL})/\Gamma]^2 + 1}}{2\Gamma\{[(h\nu - E_{gL})/\Gamma]^2 + 1\}}}. \quad (7)$$

Здесь m_r — приведенная эффективная масса электронов и дырок в зонах, между которыми осуществляются рекомбинационные переходы, E_{gL} — перенормированная ширина запрещенной зоны в ЭДЖ, Γ — параметр затухания, устраняющего сингулярности плотности состояний в окрестности уровней Ландау.

Мы не будем останавливаться здесь на деталях расчетов и сделанных при этом предположениях, отсылая интересующихся к оригинальной работе [29], а сразу приведем полученные результаты и отметим несколько обстоятельств. Дифференциальный по интенсивности возбуждения спектр люминесценции ЭДЖ в магнитном поле $H = 55,2 \text{ кЭ}$ и результаты его обработки по формулам (6), (7) приведены на рис. 3. При подгонке расчетного спектра к экспериментальному были определены параметр затухания $\Gamma = 0,55 \text{ мэВ}$, перенормированная ширина запрещенной зоны $E_{gL} = 246,26 \text{ мэВ}$ и суммарная энергия Ферми электронов и дырок $E_F = 0,95 \text{ мэВ}$. Зная энергию Ферми, можно было найти плотность жидкости $n_0 = 6,7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Аналогичная процедура использовалась при обработке дифференциальных спектров люминесценции, зарегистрированных и при других значениях напряжен-

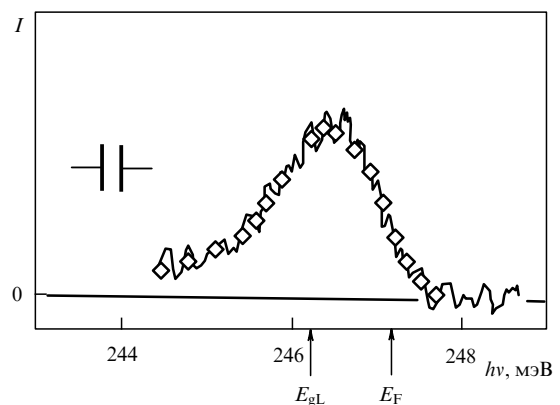


Рис. 3. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (ромбы) по формулам (6), (7) спектры люминесценции ЭДЖ. $H = 55,2 \text{ кЭ}$, $P = 500 \text{ Вт см}^{-2}$. Значения E_{gL} и E_F , полученные в результате подгонки, отмечены стрелками.

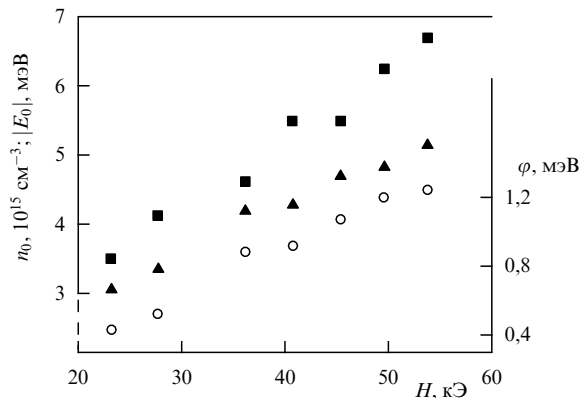


Рис. 4. Зависимости плотности (квадраты) и величины энергии основного состояния (треугольники) магнитоустойчивой ЭДЖ, а также работы выхода диамагнитных экситонов из жидкости (кружки) от напряженности магнитного поля.

ности магнитного поля (эти значения отвечают экспериментальным точкам на рис. 4). Параметр затухания Γ в пределах экспериментальной ошибки не зависел от напряженности поля; его среднее значение составляет $\Gamma_{av} \cong 0,58$ мэВ. Зависимость плотности магнитоустойчивой ЭДЖ от напряженности магнитного поля приведена на рис. 4. Как видно из этого рисунка, магнитоустойчивая ЭДЖ в антимониде индия сильно сжимается при увеличении напряженности магнитного поля в согласии с теоретическими представлениями [25, 26] и экспериментальными результатами для германия [33].

Работа выхода экситонов из жидкости определялась по формуле

$$\varphi = hv_{ex} - (E_{gL} + E_F), \quad (8)$$

где hv_{ex} — энергия перехода в наименьшее состояние свободного диамагнитного экситона. При вычислении φ использовались значения hv_{ex} , полученные из измерений спектров магнитоотражения. Значения работы выхода при различных напряженностях магнитного поля приведены на рис. 4. Эти данные показывают, что в отличие от германия [33] в антимониде индия с ростом напряженности магнитного поля стабильность ЭДЖ по отношению к распаду на свободные экситоны существенно возрастает.

Чтобы определить из экспериментальных данных энергию на пару частиц в основном состоянии жидкости E_0 , расчеты которой занимают центральное место в теории ЭДЖ, надо знать энергию связи диамагнитных экситонов, поскольку $E_0 = E_{ex} - \varphi$. Мы использовали значения E_{ex} , полученные при обработке спектров осциллирующего магнитопоглощения [34] на основе теории [35] и предоставленные нам Ал.Л. Эфросом. Энергия на пару частиц в основном состоянии электронно-дырочной жидкости как функция напряженности поля приведена на рис. 4.

Отметим теперь два важных обстоятельства, которые выявились при обработке формы полосы люминесценции ЭДЖ. Во-первых, оказалось, что во всей исследованной области существования магнитоустойчивой ЭДЖ ультраквантовый случай реализуется только для электронов. Дырки заселяют две нижние магнитные

подзоны. В поле напряженностью $H = 23$ кЭ в подзоне с большей энергией находится около 28 % дырок, связанных в ЭДЖ. При возрастании напряженности поля до $H = 55,2$ кЭ их относительное число уменьшается до 12 %.

И во-вторых, для удовлетворительной подгонки теоретических спектров излучения к экспериментальным температура в фермиевских распределениях f_c и f_h в выражении (6) полагалась меньшей (примерно на 10 %) температуры гелиевой бани. Другими словами, оказалось, что во всей исследованной области напряженностей магнитного поля температура ЭДЖ ниже температуры кристалла. В настоящий момент мы не имеем удовлетворительного объяснения этого факта.

Эксперименты, описанные выше, позволили определить основные термодинамические параметры и характерные энергии магнитоустойчивой ЭДЖ в антимониде индия и их поведение при изменении напряженности магнитного поля (см. рис. 4). Сопоставим полученные результаты с предсказаниями теории сильно сжатой ЭДЖ в сверхсильном магнитном поле [25, 26]. Сразу следует подчеркнуть, что эта теория не может быть непосредственно применена к нашему случаю, поскольку при реальных плотностях жидкой фазы (см. рис. 4) не выполняются условия сильного сжатия (т.е. условия, налагаемые левой половиной неравенства (3)). К тому же, как уже было отмечено, ультраквантовый предел для дырок в исследованном диапазоне напряженностей магнитного поля не достигнут. Тем не менее имеет смысл провести сопоставление с теорией на качественном уровне.

Для равновесной плотности ЭДЖ теория дает

$$n_0 \cong 0,03 \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{1/7} \left(\frac{a_{ex}}{a_h} \right)^{16/7} a_{ex}^{-3} \propto H^{8/7}, \quad (9)$$

а для энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости —

$$E_0(H) \cong -0,84 E_{ex} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{2/7} \left(\frac{a_{ex}}{a_h} \right)^{4/7} \propto H^{2/7}. \quad (10)$$

Результаты, представленные на рис. 4, показывают, что при увеличении напряженности поля плотность жидкости растет несколько медленнее, чем предсказывается выражением (9), а энергия на пару частиц значительно быстрее, чем следует из формулы (10). Отметим, что теория сильно сжатой ЭДЖ, состоящей из электронов и дырок с существенно различающимися массами, в случае, когда ультраквантовая ситуация осуществляется только для более легких носителей, дает более сильную, чем формула (10), зависимость E_0 от H ($E_0 \propto H^{2/5}$); правда, в этом случае и n_0 быстрее увеличивается с ростом поля ($n_0 \propto H^{6/5}$) [36].

Оценки плотности и энергии на пару частиц в основном состоянии ЭДЖ соответственно по формулам (9) и (10) при $m_e = 0,014m$, $m_h = 0,075m$, $a_{ex} = 800$ Å, $|E_{ex}| = 0,5$ мэВ приведены в табл. 2 для двух напряженностей поля $H = 23$ кЭ и $55,2$ кЭ вместе с полученными экспериментальными значениями этих параметров. Рассчитанные значения плотности жидкости удивительно хорошо согласуются с экспериментальными данными (по-видимому, это совпадение имеет случайный характер), тогда как оценки энергии основного состояния дают

Таблица 2. Плотность и величина энергии основного состояния, а также параметры r_s^H и r_s магнитостабилизированной ЭДЖ при H , равной 23 и 55,2 кЭ

H , кЭ	Теория		Эксперимент			
	$ E_0 $, мэВ	n_0 , 10^{15} см^{-3}	$ E_0 $, мэВ	n_0 , 10^{15} см^{-3}	r_s^H	r_s
23	1,7	2,6	3,0	3,2	1,5	0,56
55,2	2,1	7,0	5,2	6,7	1,6	0,41

значения, значительно заниженные по сравнению с результатами опыта. Впрочем, в свете сказанного выше о возможности применения обсуждаемой теории для описания наших результатов, трудно ожидать какого-либо количественного согласия с опытными данными. Отметим, что для ЭДЖ в антимониде индия условия применимости этой теории хорошо выполняются в магнитных полях с $H > 1$ МЭ.

Теория ЭДЖ в сильном магнитном поле предсказывает появление в ее электронном спектре диэлектрической щели, возникновение которой обусловлено одномерностью движения носителей заряда [25, 37], причем образование диэлектрической жидкости наиболее вероятно при "промежуточных" значениях напряженности магнитного поля [37]. Возможно, что наблюдавшееся нами "переохлаждение" ЭДЖ относительно кристаллической решетки указывает на диэлектризацию ее электронного спектра.

В заключение сравним плотность магнитостабилизированной ЭДЖ в InSb с плотностью ЭДЖ при $H = 0$ в других материалах. Как обычно принято, будем характеризовать ее безразмерным параметром r_s , снабдив его верхним индексом H , чтобы подчеркнуть, что в нашем случае в r_s входит объем экситона при данной напряженности поля, т.е. $r_s^H = [(4/3)\pi a_{\text{ex}}^2 n_0]^{-1/3}$. При увеличении напряженности поля от 23 до 55,2 кЭ параметр r_s^H изменялся в пределах экспериментальной ошибки от 1,5 до 1,6. Эти значения r_s^H больше, чем у ЭДЖ в Ge ($r_s = 0,5$) и Si ($r_s = 0,86$), но меньше, чем в прямозонных полупроводниках ($r_s \approx 2$), и примерно соответствуют r_s в сильно деформированных Ge и Si [20–22]. Если, однако, при вычислении r_s взять объем экситона в отсутствие поля, т.е. $r_s = [(4/3)\pi a_{\text{ex}}^3 n_0]^{-1/3}$, то мы получим (см. табл. 2), что в сильных полях магнитостабилизированная ЭДЖ в антимониде индия обладает рекордной относительной плотностью.

4. Заключение

Таким образом, результаты исследования антимонида индия показывают, что в полупроводниках возможно образование ЭДЖ, стабилизированной сильным магнитным полем, и магнитостабилизированных ЭПК. Магнитостабилизированные ЭПК могут образовываться на примесях, которые не могли связать экситон в отсутствие магнитного поля. Обнаруженные ЭПК представляют собой диамагнитный экситон, связанный на мелком нейтральном акцепторе. В исследованных чистых образцах n-InSb наблюдалось до трех различных ЭПК, отвечающих мелким акцепторам определенной химической природы.

В антимониде индия ЭДЖ стабильна в магнитных полях напряженностью $H > 20$ кЭ. В отличие от ЭДЖ в

недеформированном германии, которая была исследована в магнитном поле напряженностью до 190 кЭ [33], в антимониде индия с ростом напряженности магнитного поля увеличиваются не только плотность и энергия на пару частиц в основном состоянии жидкости, но и работа выхода экситонов из ЭДЖ, т.е. стабильность жидкости. Магнитостабилизированная ЭДЖ со свойствами, подобными свойствам ЭДЖ в антимониде индия, обнаружена также в сильно деформированном германии [38].

На наш взгляд, представляло бы существенный интерес проведение опытов, аналогичных описанным в настоящей статье, в более сильных магнитных полях. В этом случае можно было бы изучить поведение основных термодинамических параметров ЭДЖ в зависимости от напряженности поля в ситуации, когда ультраквантовый предел достигнут не только для электронов, но и для дырок, исследовать возможность образования диэлектрической жидкости и перехода металл–диэлектрик в жидкой фазе, а также ряд других интересных явлений [25, 36, 37].

Следует подчеркнуть, что исследования ЭДЖ и других электронных систем в сильном магнитном поле имеют не только самостоятельный интерес, поскольку полученные результаты могут быть применены и к системам, обладающим квазиодномерным электронным спектром в отсутствие поля [26]. Отметим, что экспериментальные исследования условий, в которых возможно образование ЭДЖ в квазиодномерных системах, а также в других структурах с пониженной размерностью, практически только начинаются и могут представлять существенный интерес для изучения межчастичных взаимодействий в таких системах.

В заключение выражаю глубокую признательность И.В. Кавецкой, В.А. Цветкову и Н.В. Замковец, вместе с которыми были выполнены изложенные здесь работы, Л.В. Келдышу за внимание и многочисленные плодотворные обсуждения затронутых в статье вопросов, Ал.Л. Эфросу за обсуждение результатов работы и предоставление расчетов энергии связи экситонов и структуры валентной зоны антимонида индия в магнитном поле, М.Л. Скорикову за обсуждение и дружескую помощь.

Список литературы

1. Yafet Y, Keyes R W, Adams E N *J. Phys. Chem. Solids* **1** 137 (1956)
2. Larsen D M *J. Phys. Chem. Solids* **29** 271 (1968)
3. Raymond A et al. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17** 2381 (1984)
4. Elliott R J, Loudon R *J. Phys. Chem. Solids* **8** 382 (1959)
5. Elliott R J, Loudon R *J. Phys. Chem. Solids* **15** 196 (1960)
6. Горьков Л П, Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **53** 717 (1967)
7. Захарченя Б П, Сейсян Р П *УФН* **97** 193 (1969)
8. Sladek R J *J. Phys. Chem. Solids* **5** 157 (1958)
9. Сейсян Р П *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М.: Наука, 1984)
10. Харченко В А *ЖЭТФ* **83** 1971 (1982)
11. Dujardin F, Stebe B, Munsch G *Phys. Status Solidi B* **141** 559 (1987)
12. Рашба Э И, Гургенишвили Г Э *ФТТ* **4** 1029 (1962)
13. Рашба Э И *ФТП* **8** 1241 (1974)
14. Rashba E I, Sturge M D (Eds) *Excitons* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 2) (Amsterdam: North-Holland, 1982) [*Экситоны* (Под ред. Э И Рашба, М Д Стерджа) (М.: Наука, 1985)]
15. Кавецкая И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** 254 (1982)
16. Кавецкая И В, Сибельдин Н Н *Письма в ЖЭТФ* **38** 67 (1983)

17. Кулаковский В Д, Кукушкин И В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **81** 684 (1981)
18. Гадияк Г В, Лозовик Ю Е, Обрехт М С *ФТТ* **25** 1063 (1983)
19. Korolev A V, Liberman M A *Phys. Rev. A* **45** 1762 (1992)
20. Rice T M, in *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 1 [Райс Т и др. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 11]
21. Hensel J C, Phillips T G, Thomas G A *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 88 [Райс Т и др. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 101]
22. Jeffries C D, Keldysh L V (Eds) *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6) (Amsterdam: North-Holland, 1983) [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988)]
23. Тиходеев С Г *УФН* **145** 3 (1985)
24. Keldysh L V, Sibeldin N N, in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 16, Eds W Eisenmenger, A A Kaplyanski) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 455
25. Келдыш Л В, Онищенко Т А *Письма в ЖЭТФ* **24** 70 (1976)
26. Андрушин Е А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 210 (1976)
27. Кавецкая И В, Сибельдин Н Н, Цветков В А *ЖЭТФ* **105** 1714 (1994)
28. Kavetskaya I V, Sibeldin N N, Tsvetkov V A *Solid State Commun.* **97** 157 (1996)
29. Кавецкая И В и др. *ЖЭТФ* **111** 737 (1997)
30. Канская Л М, Кохановский С И, Сейсян Р П *ФТП* **13** 2424 (1979)
31. Кавецкая И В и др. *ЖЭТФ* **100** 2053 (1991)
32. Кавецкая И В, Сибельдин Н Н, Цветков В А *ФТТ* **34** 857 (1992)
33. Störmer H L, Martin R W *Phys. Rev. B* **20** 4213 (1979)
34. Кохановский С И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Ленинград: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1982)
35. Гельмонт Б Л и др. *ФТП* **11** 238 (1977)
36. Keldysh L V *Contemp. Phys.* **27** 395 (1986)
37. Silin A P, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 619; [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 449]
38. Черненко А В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **112** 1091 (1997)

PACS numbers: 41.20. – q, 78.67. – n

Спонтанное излучения атома в присутствии нанотел

В.В. Климов

1. Введение

В настоящее время в связи с развитием нанотехнологий возникает вопрос о влиянии нанотел, т.е. тел, малых по сравнению с длиной волны, на оптические явления. Эта область оптики носит название нанооптики и является ее специфической частью, так как оптические явления вблизи нанотел определяются не столько длиной волны излучения, сколько характерными размерами нанотела. Уменьшение пространственного масштаба приводит к концентрации электромагнитных полей вблизи нанобъектов, в результате чего нанотела могут быть эффективно использованы при реализации нанотехнологий, для создания сканирующих микроскопов с нанометровым разрешением, для создания нелинейных оптических элементов, для управления флюоресценцией и спонтанным излучением и для других приложений.

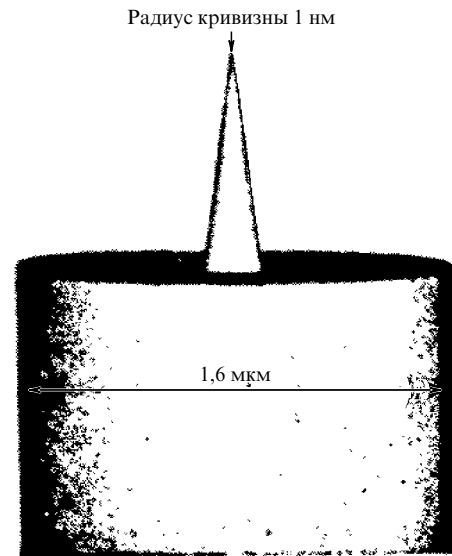


Рис. 1. Фотография иглы сканирующего микроскопа с помощью туннельного электронного микроскопа. Радиус кривизны острия около 1 нм [11, с. 131–139].

Ускорение или замедление спонтанного излучения атома в резонаторах, предсказанное в работах [1, 2], обнаружено в целом ряде экспериментальных работ [3–10], в которых размер резонатора был существенно больше длины волны или сравним с ней.

На практике, однако, часто возникают задачи о влиянии нанотел на спонтанное излучение атома и, в первую очередь, при исследовании отдельных молекул с помощью апертурных и безапертурных сканирующих микроскопов. На рисунке 1 показано типичное нанотело — игла безапертурного сканирующего микроскопа [11]. Наночастицы различной формы используются также для управления флюоресценцией [12]. В практике встречаются случаи, когда важно знать влияние нановолокон или нанопроволок на спонтанное излучение атомов [13–16].

В настоящей работе мы исследуем влияние нанотел различной формы (сферической, сфероидальной, цилиндрической и др.) и круглого нанотверстия на спонтанное излучение атома, расположенного вблизи них, с целью нахождения условий, при которых возможно эффективное управление спонтанным излучением атомов.

2. Теория спонтанного излучения атома в присутствии нанотел

При слабом взаимодействии атома и нанотела, т.е. в случае, когда распад является экспоненциальным, выражение для ширины линии γ имеет вид [17, 18]

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Im} \frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)}{d_0^2 k^3}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)$ описывает отраженное поле диполя \mathbf{d}_0 вблизи нанотела на частоте излучения атома ω_0 в точке расположения атома \mathbf{r} и может быть найдено из решения уравнений Максвелла, γ_0 — ширина линии в вакууме, $k = \omega_0/c$.

Выражение (1) описывает полную скорость распада атома, т.е. скорость ухода энергии на бесконечность и