

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ Ge В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. Черненко, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 февраля 1997 г.

Исследованы спектры люминесценции одноосно и однородно деформированных ультрачистых кристаллов Ge при гелиевых температурах в магнитном поле до 14 Тл. В сильно деформированных кристаллах Ge с низкоэнергетической стороны от линии экситона в магнитном поле больше 4 Тл зафиксировано появление новой линии. Изучение свойств этой линии в зависимости от давления, температуры и магнитного поля позволяет сделать вывод о том, что она обусловлена рекомбинацией электронно-дырочных пар в электронно-дырочной жидкости. Экспериментальные данные свидетельствуют о стабилизации в сильном магнитном поле металлической электронно-дырочной жидкости. С помощью аппроксимации формы вновь обнаруженной линии в рамках модели металлической электронно-дырочной жидкости получены значения плотности  $n_{EHL}(B)$  и ферми-евские энергии электронов и дырок  $E_{F_{e,h}}$ . Оценено поведение энергии связи жидкости  $\phi$  как функции магнитного поля.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одноосно и однородно деформированный Ge предоставляет уникальную возможность для исследования свойств неравновесной электронно-дырочной (ЭД) системы в магнитном поле. Под действием сильной одноосной деформации упрощается структура валентной зоны Ge из-за расщепления ранее вырожденных в центре зоны уровней легких и тяжелых дырок. Расщепление уровней в валентной зоне приводит к уменьшению циклотронной массы дырок. В сильно деформированном вдоль оси близкой к [100] Ge (будем обозначать его Ge[ $\sim$  100]) отношение  $\gamma = \hbar\omega_c/2Ry$  ( $\hbar\omega_c$  — циклотронная энергия,  $Ry$  — энергия связи экситона в нулевом магнитном поле) оказывается 4.8 в поле 14 Тл. Кроме того, в Ge[ $\sim$  100] происходит снятие долинно-орбитального вырождения в зоне проводимости и превращение Ge в однодолинный. В Ge[ $\sim$  100] в магнитном поле больше 4 Тл при гелиевых температурах, когда выполняется условие  $\mu_B|g_{e,h}|B > k_B T$  ( $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_{e,h}$  — факторы), оказывается возможным получить газ спин-ориентированных экситонов высокой плотности  $n_{ex} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В такой созданной одноосной и однородной деформацией и магнитным полем системе можно ожидать проявления свойств, предсказываемых для плотной ЭД «материи» в пределе сильного магнитного поля,  $\gamma \gg 1$ . Отметим, что в недеформированном Ge для реально доступных  $B$  параметр  $\gamma < 1$ .

Магнитное поле, столь сильное, что его влияние сравнимо или больше энергии кулоновского взаимодействия, существенно меняет свойства ЭД системы. Поперечный размер экситона в сильном поле определяется не боровским радиусом  $a_x$ , а магнитной длиной  $\lambda_m = (\hbar c/eB)^{1/2} \ll a_x$ . Поскольку размер экситона вдоль поля уменьшается

значительно медленнее ( $\propto \ln^{-1} B$ ) [1], то экситон становится похож на «иглу», вытянутую вдоль направления поля. У него появляется ненулевой квадрупольный момент. С полем растет энергия связи экситона  $E_0 \sim \ln^2 B$  (при условии  $\ln B \gg 1$ ). В теоретических работах, посвященных свойствам ЭД системы в пределе  $\gamma \rightarrow \infty$ , предсказывается появление новых связанных состояний. Так, в [2] говорится о стабилизации в сильном поле триплетной экситонной молекулы (биэкситона), в которой экситоны связаны ван-дер-ваальсовыми силами и квадруполь-квадрупольным взаимодействием. Кроме биэкситона предсказывается возникновение многоэкситонного молекулярноподобного кластера. В сильном магнитном поле возможно образование жидкой диэлектрической фазы, в которой электрон и дырка связаны между собой взаимодействием, аналогичным куперовскому спариванию [3]. В [4, 5] предсказывается стабилизация в сильном магнитном поле металлической электронно-дырочной жидкости, рост ее энергии связи и плотности.

В [6] нами сообщалось о том, что в ультратонком Ge, сильно деформированном вдоль оси близкой к [100] в поле  $B$  большем 4 Тл, с низкоэнергетической стороны от линии экситона появляется и начинает расти по ширине и интенсивности новая линия  $X$ . В силу сказанного выше, представляет интерес вопрос о природе этой линии. В данной работе мы исследуем свойства линии  $X$  и пытаемся ответить на вопрос, как ведет себя экситонная система большой плотности в сильном магнитном поле в непрямом полупроводнике с невырожденными зонами.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для измерений использовались монокристаллы Ge с концентрацией остаточных электрически активных примесей  $|N_d - N_a| \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $|N_d - N_a| \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Образцы были вырезаны в форме прямоугольных параллелепипедов с размерами  $2.5 \times 2.5 \times 10 \text{ мм}^3$ . Для образцов Ge[~100] длинная сторона образца составляла  $5^\circ$  по отношению к оси [100] с точностью до  $1^\circ$ . Для образцов Ge[111] длинная сторона была направлена вдоль оси [111] с точностью не хуже  $2^\circ$ . Для уменьшения поверхностной рекомбинации перед установкой в криостат образцы обрабатывались в полирующем растворе СР-4А. Для измерения люминесценции в магнитном поле до 14 Тл в условиях сильной одноосной и однородной деформации использовалась специально сделанная для этого вставка. Рабочая часть вставки, находящейся в жидком He, схематически изображена на рис. 1. Главными элементами конструкции были тщательно пригнанные поршень 1 и обойма 2. Поршень двигался в обойме при прикладывании к нему усилия большего 10 Н. Для достижения однородной деформации между образцом и пуансоном, а также между образцом и подставкой, помещались 1–2 прокладки 4 толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$  из Pb-Sn-припоя. Для подведения лазерного возбуждения и сбора сигнала люминесценции использовался световод 8. Световод был изогнут трубкой из нержавеющей стали 7 и подведен вплотную к образцу 5. Подробнее конструкция вставки описана в [7].

Сигнал люминесценции анализировался решеточным монохроматором с дисперсией в рабочей области 26 А/мм. Возбуждение неравновесных носителей в образцах осуществлялось непрерывным Nd:YAG-лазером с  $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$  и мощностью до 3 Вт.

Детектирование сигнала осуществлялось посредством охлаждаемого Ge(Au) фотодетектора с пороговой чувствительностью в рабочей области  $\sim 10^{-14} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ . Измерение люминесценции проводилось в режиме синхронного детектирования. Направление

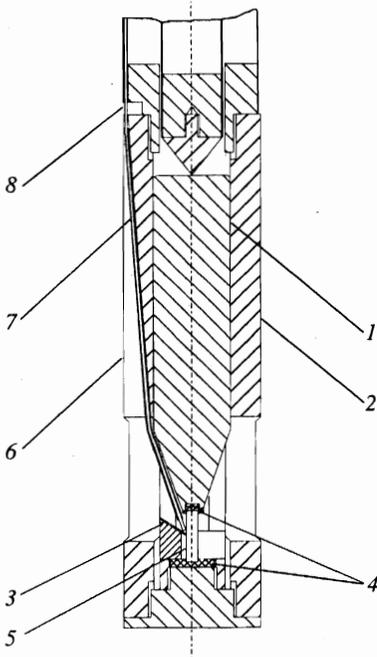


Рис. 1. Нижняя часть вставки в He-криостат, использованной для измерений люминесценции одноосно деформированных кристаллов Ge: 1 — поршень, 2 — цилиндрическая обойма, 3 — зеркало, 4 — прокладки из припоя, 5 — образец, 6 — паз в обойме под световод, 7 — тонкая трубка, 8 — световод

магнитного поля и оси сжатия совпадали, а наблюдение люминесценции велось в перпендикулярном магнитному полю направлении (геометрия Фойгта).

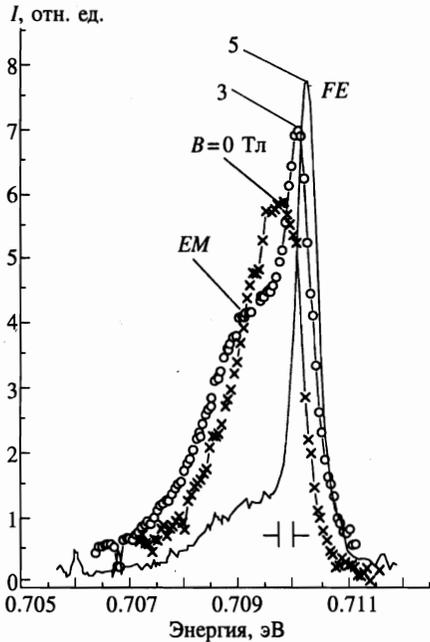
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Деформация вдоль направления  $[\sim 100]$  позволяет наиболее эффективно расщепить уровни легкой и тяжелой дырок и уменьшить вклад непараболичности в плотность состояний в валентной зоне. При этом четырехкратно вырожденный с учетом спина уровень в центре зоны Бриллюэна расщепляется на два двукратно вырожденных. Взаимодействие расщепившихся уровней приводит к непараболичности закона дисперсии дырок. С ростом деформации вклад непараболичности в плотность состояний стремится к нулю [8].

Величина одноосной деформации определялась по энергетическому сдвигу в спектре линии излучения экситона. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  изменяется с деформацией следующим образом:

$$\Delta E_g = M \text{Tr} \epsilon + \Xi_u \epsilon^{0min} - E_\epsilon.$$

Здесь  $\Xi_u = 16.2 \pm 0.4$  эВ,  $M = \Xi_d + (1/3)\Xi_u - a = -2 \pm 0.5$  эВ — деформационные потенциалы [9],  $E_\epsilon$  равна половине величины расщепления уровней в валентной зоне  $E_\epsilon/P = (1/2)\Delta E_v/P = b(S_{11} - S_{12}) = 2.5 \pm 0.1$  мэВ/кбар ( $S_{11} = 0.96$  кбар $^{-1}$ ,  $S_{12} = -0.26$  кбар $^{-1}$  — коэффициенты податливости,  $b = 2.2 \pm 0.1$  эВ [10]),  $\epsilon_{ij}$  — тензор деформации,  $\epsilon^{0min} = a_i \epsilon_{ij} a_j - (1/3) \text{Tr} \epsilon$  — сдвиг низшей долины по отношению к среднему сдвигу всех долин,  $a_i$  — единичный вектор в направлении соответствующей доли-



**Рис. 2.** Спектры люминесценции Ge[~ 100] с испусканием LA-фонона в магнитном поле до 5 Тл:  $T = 1.9$  К,  $P = 1.5$  кбар,  $W = 50$  Вт/см<sup>2</sup>. Указаны линии люминесценции свободного экситона FE и экситонной молекулы (биэкситона) EM. При  $B = 0$  Тл (этот спектр выделен светлыми кружками) линии FE и EM в спектре не разрешаются

ны [11]. Для Ge[~ 100]  $\Delta E_g/P \approx -2.7 \pm 0.2$  мэВ/кбар. Также учитывалось изменение энергии связи экситона Ry при деформации. В недеформированном Ge  $Ry = 4.15$  мэВ, а в сильно деформированном вдоль оси [~ 100]  $Ry \approx 2.8$  мэВ [12].

При деформации Ge вдоль направлений [111] и [~100] каждому из расщепившихся уровней соответствует определенная проекция спина дырки  $s_z = \pm 1/2, \pm 3/2$ . Низшим по энергии оказывается дырочный уровень с проекцией спина  $\pm 1/2$ . Уменьшение вырождения уровней в валентной зоне и зоне проводимости приводят к увеличению кинетической энергии на одну e-h-пару и уменьшению энергии связи и плотности электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) [10]. Это происходит при давлениях P на образец, таких что расщепление уровней  $\Delta E_{c,v} > E_{Fe,h}$ . В случае Ge[~ 100] критическое P меньше 1 кбар. Дальнейшее увеличение давления ведет к росту кинетической энергии дырок из-за раздвижения расщепленных уровней в валентной зоне и уменьшения вклада от непараболичности закона дисперсии уровней в плотность состояний. В одноосно деформированном Ge [~ 100] при гелиевых температурах и давлении  $P > 1.5$  кбар ЭДЖ удастся дестабилизировать [13].

При  $T \approx 2$  К в недеформированном Ge в спектрах люминесценции присутствует только линия жидкости. Плотность газа экситонов вблизи порога конденсации при этом порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Из-за малой плотности экситонов линия их рекомбинации в спектре не видна. При постепенном прикладывании одноосного давления в спектре возникают и быстро возгораются линии экситонов и биэкситонов. По мере увеличения давления линия излучения жидкости приближается к линии излучения экситона. Она становится уже, уменьшается ее интенсивность. При  $P \sim 1.5$  кбар линия ЭДЖ пропадает из спектра. Вплоть до максимальных достигнутых в эксперименте плотностей экситонов  $n_{FE} \approx 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> линия ЭДЖ в отсутствие магнитного поля вновь в спектре не появляется. Компонента спектра люминесценции Ge[~ 100]  $P = 1.5$  кбар с испусканием LA-фонона в отсутствие магнитного поля приведена на рис. 2. Ниже, говоря о

спектрах люминесценции, мы будем иметь в виду только их  $LA$ -фононные компоненты. На спектре рис. 2 видны линии свободного экситона  $FE$  и экситонной молекулы (биэкситона)  $EM$ . Включение магнитного поля приводит к разрушению экситонной молекулы. При  $B > 4$  Тл линия  $EM$  исчезает из спектра (рис. 2) [14]. Из отношения интегральных интенсивностей  $I_{EM}/I_{FE}$  линий  $FE$  и  $EM$  и из равенства химических потенциалов экситонов и биэкситонов  $2\mu_{FE} = \mu_{EM}$  удается наиболее точно определить плотность экситонного газа  $n_{FE}$ . Максимальная плотность  $n_{FE}$ , достигнутая в экспериментах, оказалась равной  $2.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (параметр  $r_s = 3/4\pi a_x n^{1/3} \approx 3$ ). Плотность мощности лазерного излучения была при этом  $W \approx 120 \text{ Вт/см}^2$ . По уширению линии  $FE$  под действием давления  $P$  мы оценивали степень неоднородности деформации. При  $P = 2.8$  кбар неоднородность  $\Delta P$  была порядка 2%. Температура экситонного газа определялась по полуширине линии экситона. Форма линии люминесценции экситона в деформированном Ge описывается выражением  $\sqrt{E} \exp(-E/k_B T)$ . Ее полуширина равна  $1.8k_B T$ . При работе под откачкой паров He с использованием Nd:YAG-лазера температура экситонного газа была  $\sim 1.9$  К, что на 0.3–0.5 К выше температуры гелиевой ванны.

Когда магнитное поле превышает 4 Тл, с низкоэнергетической стороны линии экситона становится видна «подставка» — пологая протяженная линия без четко выраженного максимума [6]. Ширина этой линии заметно больше ширины линии  $FE$ . По мере дальнейшего увеличения  $B$  ее ширина и интенсивность растут, и «подставка» оформляется в отдельную линию  $X$ . Максимум линии  $X$  смещался в сторону низких энергий от линии экситона. При увеличении плотности лазерной накачки  $Ag^+$ -лазера интенсивность линии  $X$  не изменяется, в то время как интенсивность линии экситонов  $FE$  быстро растет. Для выяснения природы линии  $X$  в данной работе мы исследовали ее зависимость от магнитного поля, давления, плотности накачки и температуры.

На рис. 3 приведены спектры люминесценции Ge [ $\sim 100$ ] при  $P = 1.5$  кбар при различной накачке. В данной работе для возбуждения образцов мы использовали Nd:YAG-лазер. Это позволило заметно уменьшить перегрев ЭД системы. Температура экситонов при работе под откачкой паров He при использовании  $Ag^+$ -лазера равна  $T \approx 3$  К [6], а при работе с Nd:YAG-лазером  $\sim 1.9$  К. Максимальная достигнутая с Nd:YAG-лазером плотность экситонов оказалась в 5 раз больше, чем в случае с  $Ag^+$ .

Из рис. 3 видно, что в области накачек  $W = 20\text{--}50 \text{ Вт/см}^2$  интенсивность линии  $X$  растет быстрее интенсивности линии  $FE$ . При  $W < 15 \text{ Вт/см}^2$  линия  $X$  не видна в спектре. В области малых постоянных накачек интенсивность линии  $X$  сильно флуктуирует по всей ее спектральной ширине (см. рис. 4, 5а и б). Такое поведение линии указывает на то, что мы находимся вблизи границы фазового перехода, а линия  $X$  соответствует люминесценции связанного сильнее, чем экситон, коллективного электронно-дырочного состояния. При  $W$  больших  $50 \text{ Вт/см}^2$ , наоборот,  $I_{FE}$  возрастает быстрее  $I_X$ . Это указывает на то, что в области больших накачек нагрев конденсированной фазы лазерным излучением становится существенным. Нельзя также пренебрегать влиянием фононного ветра на ЭД систему. Наблюдаемая ранее [6] независимость интенсивности линии  $X$  от накачки объясняется, вероятнее всего, именно перегревом ЭД системы.

Спектры люминесценции Ge [ $\sim 100$ ] при  $T = 1.9$  К, снятые при различном давлении (рис. 4, 5, 6) демонстрируют сильную зависимость интенсивности и ширины линии  $X$  от деформации.

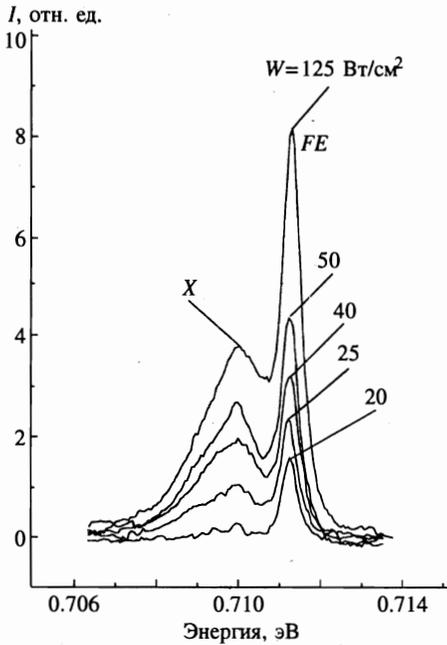


Рис. 3. LA-фононные компоненты спектров люминесценции Ge[~ 100] при постоянной температуре  $T = 1.9$  К,  $P = 1.5$  кбар,  $H = 9$  Тл и разных плотностях накачки  $W$

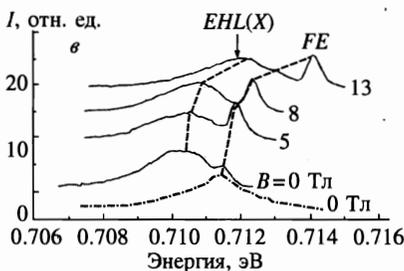
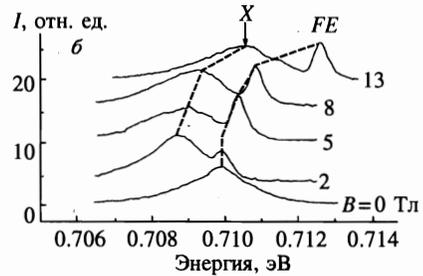
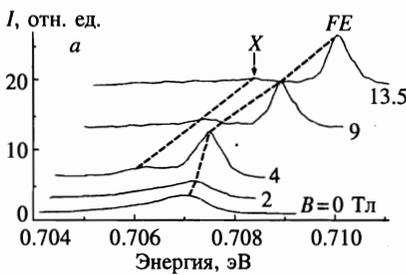


Рис. 4. LA-фононные компоненты спектров люминесценции Ge[~ 100] в магнитном поле до 14 Тл при  $T = 1.9$  К, различных давлениях и плотностях накачки: а) 2.8 кбар,  $W = 120$  Вт/см<sup>2</sup>, б) 1.6 кбар,  $W = 80$  Вт/см<sup>2</sup>, в) 1.2 кбар,  $W = 80$  Вт/см<sup>2</sup>. На рис. в нижний спектр ( $B = 0$  Тл), приведенный штрихпунктиром, снят при  $T = 4.2$  К. Максимумы линий свободных экситонов FE и линии жидкости EHL(X) соединены штрихами

При сильной деформации максимум линии X смещается с магнитным полем в сторону больших энергий, а ее интенсивность и ширина растут с  $B$ . Увеличение одноосного давления  $P$  приводит к заметному уменьшению интенсивности линии X по

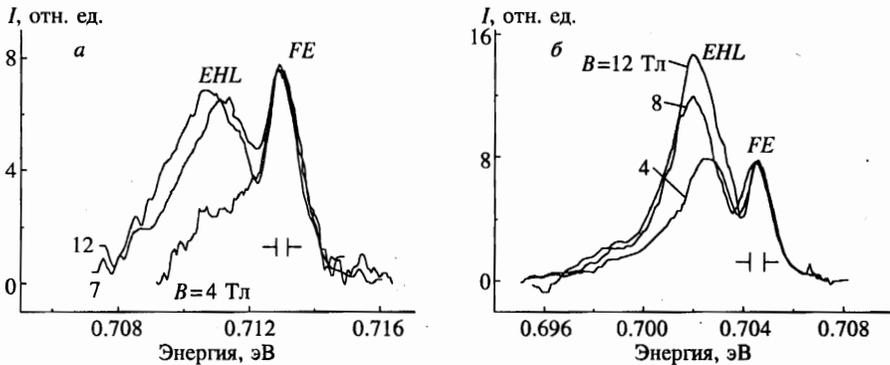


Рис. 5. LA-фононные компоненты спектров люминесценции: а) Ge[~ 100] при давлении  $P = 0.5$  кбар,  $T = 3$  К. Накачка  $Ag^+$ -лазером; б) Ge[111],  $P = 1.1$  кбар,  $T = 1.9$  К, возбуждение Nd:YAG-лазером

отношению к FE. Уменьшаются также расстояния между максимумами X и FE. При снятии деформации линия X быстро растет по интенсивности и ширине и переходит в линию ЭДЖ. В условиях слабой деформации,  $P = 1.2$  кбар (рис. 4б) и  $P = 0.5$  кбар (рис. 5а), когда линия ЭДЖ легко идентифицируется в спектре, ее поведение повторяет поведение линии X в магнитном поле. При изменениях накачки и магнитного поля линия ЭДЖ в Ge[~ 100] изменяется одинаково для  $P$  от 0.5 до ~ 1.5 кбар. Аналогично ведет себя линия жидкости в случае Ge[111] при  $P$  вплоть до максимальных достигнутых в эксперименте 2.8 кбар. Спектр люминесценции Ge[111] при  $P = 1.1$  кбар приведен на (рис. 5б).

Отметим, что интегральная интенсивность линии жидкости быстро возрастает для  $B$  в области 4–8 Тл, а при  $B > 8$  Тл практически не меняется. Интенсивность линии FE также растет в области полей до 8 Тл, а в интервале 8–14 Тл уменьшается на ~ 15–20%.

Зависимости ширины линии X (EHL) от магнитного поля для различных давлений приведены на рис. 5. Видимая ширина линии X,  $\Delta E_{EHL}$ , возрастает с увеличением  $B$  при любом приложенном давлении 0.5–2.8 кбар (см. рис. 4).

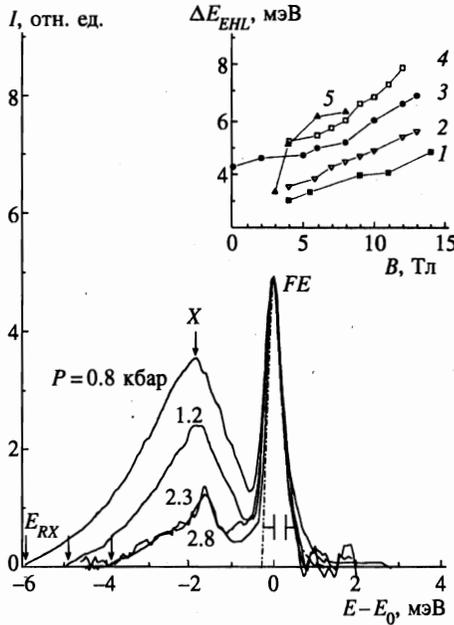
Таким образом, результаты исследования линии X в магнитном поле в зависимости от температуры и давления указывают на то, что она соответствует люминесценции ЭДЖ.

Для того чтобы определить энергию связи ЭДЖ  $\phi$  и ее зависимость от величины  $B$ , были проведены измерения температуры  $T_0$ , при которой линия ЭДЖ исчезает из спектра в условиях фиксированной накачки в интервале полей 4–14 Тл. Оказалось, что для любого  $B = 4$ –14 Тл величина  $T_0$  лежит в интервале 2,6–2,9 К. Спектры люминесценции Ge[~ 100] при  $P = 1.5$  кбар в области температур 1.9–4.2 К представлены на рис. 7.

Для нахождения  $\phi$  мы использовали выражение для плотности газа экситонов, находящегося в равновесии с жидкостью:

$$n_{FE} = \left( \frac{M_{FE} k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\phi'}{k_B T} \right), \tag{1}$$

$\phi' = \phi - 2\sigma/n_{EHL}R$  ( $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $R$  — радиус капли,  $n_{FE}$  — плотность экситонного газа,  $M_{FE}$  — масса плотности состояний экситона  $\simeq 0.35m_0$ ,  $m_0$  —



**Рис. 6.** LA-фононные компоненты спектров люминесценции Ge[~ 100] записаны в магнитном поле  $B = 12$  Тл при постоянной температуре  $T = 1.9$  К, различных значениях давления и близких интенсивностях накачки. Штрихпунктиром обозначена аппроксимация формы линии люминесценции свободного экситона с учетом уширения спектральным прибором. Стрелками показана «красная» граница линии ЭЖД. Мы определяли ее как точку, в которой интенсивность по отношению к интенсивности в максимуме падала в 25 раз. Высокоэнергетическую границу линии жидкости мы считали совпадающей с «красным» краем линии экситона FE. По оси энергий спектры отложены в координатах  $E - E_0$ . Все спектры нормированы на максимум интенсивности линии экситона. На вставке приведены зависимости от магнитного поля при стационарной накачке ширины линии жидкости  $\Delta E_{EHL}$  в деформированном Ge, определенные как описано выше; 1-4 соответствуют Ge[~ 100]: 1 — 2.8 кбар, 2 — 1.6 кбар, 3 — 1.2 кбар, 4 — Ge[111] при давлении 1.1 кбар, 5 — 0.5 кбар

масса электрона). Член, ответственный за поверхностное натяжение при температурах  $> 1$  К, несуществен, и мы им пренебрегали. Используя (1), получаем значение  $\phi \approx 0.35 \pm 0.05$  мэВ.

Известно, что значения  $\phi$ , полученные с использованием (1), оказываются меньше полученных спектроскопическими методами [15]. Это объясняется тем, что формула (1) не учитывает поток экситонов на капли, связанный с необходимостью компенсировать убыль носителей в каплях за счет рекомбинации. Поток экситонов на капли приводит к тому, что плотность газа экситонов вблизи поверхности капель оказывается больше равновесной. В центральной части фазовой диаграммы плотность экситонов превышает равновесную на  $\sim 20-30\%$ . По мере движения вдоль кривой фазового равновесия в сторону меньших  $n_{FE}$  отклонение от равновесной плотности растет и  $n_{FE}$  может превышать равновесную в несколько раз [15].

Несмотря на то что измерения  $T_0$  говорят о том, что величина  $\phi$  фактически не меняется с ростом  $B$ , на увеличение  $\phi$  указывает уменьшение интегральной интенсив-

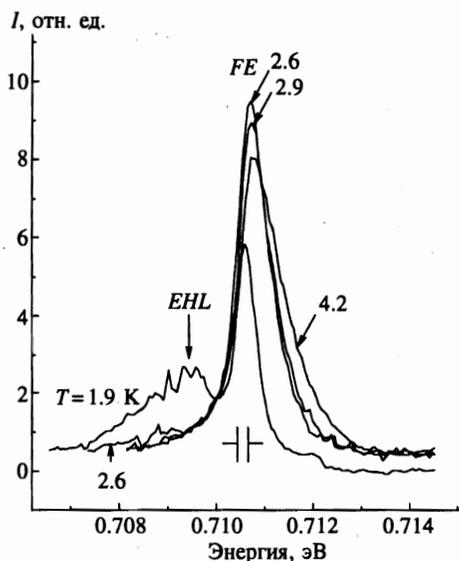


Рис. 7. Спектры Ge[~ 100] с испусканием LA-фона при постоянном давлении  $P = 1.5$  кбар в магнитном поле  $B = 7$  Тл при плотности накачки  $W = 35$  Вт/см<sup>2</sup> и при различных температурах

ности линии экситона, что можно естественно связать с уменьшением их плотности.

Чтобы получить более точные значения энергии связи жидкости и определить ее плотность, мы провели анализ формы ее линии люминесценции.

#### 4. АНАЛИЗ ФОРМЫ ЛИНИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Для анализа мы предполагали, что имеем дело с металлической ЭДЖ. Нас интересовали спектры, записанные при максимальном давлении  $P = 2.8$  кбар, когда металлическая жидкость имеет наименьшие энергию связи и плотность. Случай сильной деформации удобен также тем, что он позволяет пренебречь зависимостью массы дырок от квазиимпульса.

При нахождении формы линии ЭДЖ мы во многом следовали работе [16], в которой авторам удалось описать форму линии ЭДЖ в недеформированном Ge в магнитных полях до 19 Тл.

Спектральная плотность LA-линии люминесценции есть

$$I(h\nu, \mu(n_{EHL}, \Gamma_0)) = A \int_0^\infty D_e(E_e) f(E_e, E_{Fe}, T) D_h(E_h) f(E_h, E_{Fh}, T) dE_e, \quad (2)$$

где  $D_e(E_e), D_h(E_h), f(E_e, E_{Fe}), f(E_h, E_{Fh})$  — плотности состояний и фермиевские функции электронов и дырок;  $E_{Fe}, E_{Fh}$  — соответствующие фермиевские энергии. Энергии рекомбинирующих электронов и дырок связаны соотношением  $E_h = E_e + h\nu - E_g^{LA}$ ,  $E_g^{LA}$  — ширина запрещенной зоны за вычетом энергии LA-фона (27.7 мэВ). Мы предполагаем, что матричный элемент перехода входит в константу  $A$  и не зависит от квазиимпульсов и спинов электронов и дырок. Плотность состояний для электронов

и дырок описывается выражением

$$D = \frac{1}{4\pi^2\lambda_m^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \sum_n \left[ E - \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \pm \frac{g}{2} \mu_B B \right]^{-1/2}$$

Входящие в  $\omega_c$  циклотронные массы электронов и дырок равны  $m_{ce} = 0.135m_0$ ,  $m_{ch} = m_{th} = 0.109m_0$ . Трансляционные массы  $m^*$  вдоль направления  $B$  равны  $m_h^* = m_{lh}^* = 0.04m_0$ ,  $m_e^* = m_{el} \cos^2 \theta + m_{et} \sin^2 \theta = 0.584m_0$ . Здесь  $m_{hl} = (A+B)^{-1}m_0$  — масса дырки вдоль оси деформации, а  $m_{ht} = (A-B/2)^{-1}m_0$  — поперек,  $A = 13.38$ ,  $B = 8.48$  — параметры валентной зоны Ge [8],  $m_{el}$ ,  $m_{et}$  — продольные и поперечные массы электронов,  $\theta$  — угол между осью деформации ( $\sim 100$ ) и осью вращения электронного эллипсоида.

Чтобы учесть конечность времени жизни электронов и дырок в ЭДЖ, было введено уширение энергетических уровней, аналогично [16]:

$$D_{e,h}^*(E, B) = \int_0^\infty L(E, E') D(E', B) dE',$$

$$L(E, E') = \begin{cases} L_0(E, E'), & E' < E \\ \delta(E - E'), & E' > E_f \end{cases},$$

$$L_0(E, E') = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(E')}{(E - E')^2 + (\Gamma(E')/2)^2}.$$

Зависимость  $\Gamma$  от энергии уровня была взята в виде  $\Gamma(E) = \Gamma_0(1 - E/E_F)^2$ ,  $\Gamma_{e0}/\Gamma_{h0} = E_{Fe}/E_{Fh}$  [17, 18]. Уширение уровней вызвано преимущественно оже-процессами под поверхностью Ферми ЭДЖ. Параметр  $\Gamma_0$  зависит от величины магнитного поля и при аппроксимации формы линии варьируется.

Для расчета формы линии жидкости плотности состояний  $D_{e,h}(E, B)$  в выражении (2) заменялись на  $D_{e,h}^*(E, B)$ .

Величины  $g$ -факторов электронов и дырок, образующих ЭДЖ, в деформированном Ge не измерялись. В двухкомпонентной ферми-жидкости, каковой является ЭДЖ, они должны быть близки к значениям  $g$ -факторов свободных носителей. Для свободного электрона  $g_e$  хорошо известен и для направления  $\sim 100$  равен 1.57. Значение дырочного  $g$ -фактора  $g_h = -6.85 \pm 0.06$  для Ge  $[\sim 100]$  было взято из работы по комбинированному резонансу в деформированном Ge [19]. Спиновое расщепление соответственно для электронов и дырок  $\Delta E_e = \mu_B g_e B$  [Тл] = 0.096 мэВ,  $\Delta E_h = \mu_B g_h B$  [Тл] = 0.348 мэВ.

Нулевые уровни Ландау, определяющие изменение энергий дна электронной и дырочной зон, движутся в поле  $B$  со скоростями  $(1/2B)(\hbar\omega_e - g_e \mu_B B) \approx 0.38$  мэВ/Тл (зона проводимости) и  $(1/2B)(\hbar\omega_h + g_h \mu_B B) \approx 0.14$  мэВ/Тл (валентная зона).

По отношению ко дну зон следующий уровень Ландау имеет энергию  $\hbar\omega_h$  [мэВ]  $\approx 1.06B$  Тл и  $\hbar\omega_e$  [мэВ]  $\approx 0.86B$  Тл. Это означает, что в любом поле  $B > 4$  Тл под уровнями Ферми электронов и дырок может находиться пара спиновых компонент лишь нулевых уровней Ландау.

Варьируемыми параметрами были плотность ЭДЖ  $n_{FE}$  и  $\Gamma_0$ . Температура жидкости полагалась равной температуре экситонного газа.

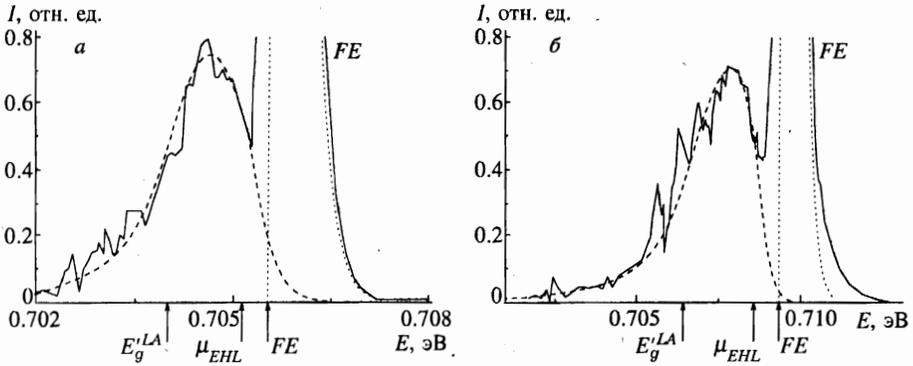


Рис. 8. Результаты аппроксимации формы линии люминесценции ЭДЖ, сопровождающейся испусканием LA-фонона, для  $P = 2.8$  кбар при а)  $B = 5.5$  Тл, б)  $B = 13.5$  Тл

Плотность состояний  $D_{e,h}^*$  представляется в виде суммы плотностей спиновых подуровней  $D_{s_z, j_z}^*(E_{e,h}, B)$ :

$$D_{e,h}^*(E_{e,h}, B) = \sum_{s_z, j_z} D_{s_z, j_z}^*(E_{e,h}, B),$$

$s_z$  — проекция спина электрона,  $j_z$  — дырка.

При аппроксимации формы линии нужно учитывать то, что вероятности рекомбинации электронов и дырок с уровней, соответствующих разным проекциям спина, различны. Интеграл (2) разбивается на сумму

$$I(h\nu) = \sum_{j,k} \alpha(s_z, j_z) I_{s_z, j_z}(h\nu),$$

$$I_{s_z, j_z}(h\nu) = A \int_0^\infty D_e^*(E_e, s_z) f(E_e, E_{Fe}, T) D_h^*(E_h, j_z) f(E_h, E_{Fh}, T) dE_e,$$

$s_z = \pm 1/2, j_z = \pm 1/2$ . Коэффициенты  $\alpha(s_z, j_z)$  определяются из правил отбора для диполь-разрешенного перехода с участием фонона из точки  $L_1$  зоны Бриллюэна в ее центр через промежуточное состояние  $\Gamma_2$  и приведены в работе [20]. Пользуясь ими, получим  $\alpha(1/2, 1/2) = \alpha(-1/2, -1/2) = 1/5, \alpha(1/2, -1/2) = \alpha(-1/2, 1/2) = 4/5$ .

Результаты аппроксимации формы линии с помощью описанной процедуры для двух значений  $B = 5.5$  и  $13.5$  Тл представлены на рис. 8а, б. Стрелками отмечены положения химического потенциала, перенормированной ширины щели  $E_g^{LA}$  и край линии излучения экситона, полученный посредством аппроксимации ее формы выражением  $\sqrt{E} \exp(-E/k_B T)$  с учетом уширения спектральным прибором.

Удовлетворительно описать форму линии ЭДЖ оказалось возможным, приняв, что под уровнями Ферми находится по одному уровню Ландау для электронов и дырок. Величины  $E_{Fe}$  и  $E_{Fh}$  возрастают с ростом  $B$  от 5.5 до 13.5 Тл на  $\sim 50\%$  (соответственно от 1.1 до 1.6 мэВ и от 0.11 до 0.17 мэВ) (рис. 9а). Наблюдаемое увеличение ширины линии ЭДЖ определяется как изменением  $E_{Fe,h}$ , так и ростом параметра  $\Gamma_0(B)$  (рис. 9а, б). Обращают на себя внимание большие в рамках одночастичной модели значения  $\Gamma_0$ .

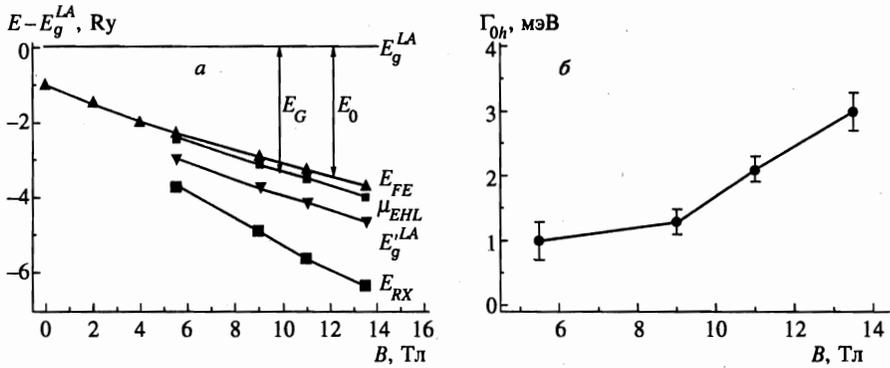


Рис. 9. а) Зависимость параметров ЭДЖ от магнитного поля. Энергия отсчитывается от  $E_g^{LA}$  — ширины запрещенной зоны за вычетом энергии  $LA$ -фонаона,  $E_{FE}$  — красный край линии экситона,  $E_g^{LA}$  — перенормированная ширина запрещенной зоны в области капли,  $E_{RX}$  — красная граница линии ЭДЖ (см. подписи к рис. 6),  $E_0$  — энергия связи экситона,  $E_G$  — энергия основного состояния ЭДЖ,  $\mu_{EHL}$  — химический потенциал жидкости. Энергия отложена в  $Ry = 2.8$  мэВ  $Ge[\sim 100]$ ; б) функция  $\Gamma_{0h}(B)$ , полученная с помощью аппроксимации формы линии люминесценции ЭДЖ

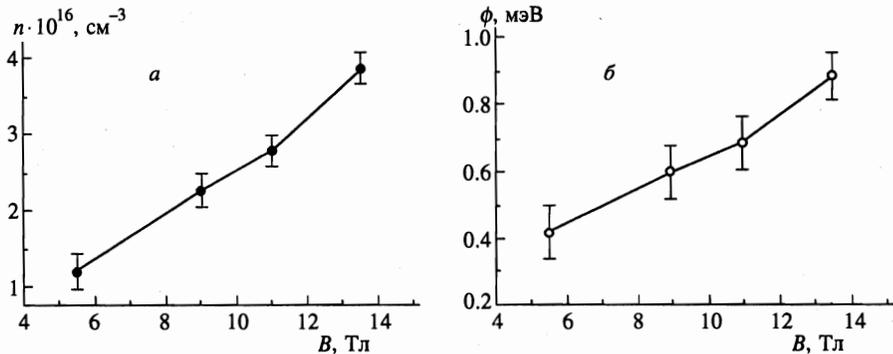


Рис. 10. Плотность  $n_{EHL}(B)$  (а) и энергия связи  $\phi(B)$  (б) ЭДЖ в  $Ge[\sim 100]$  при  $P = 2.8$  кбар,  $T = 1.9$  К, полученные из аппроксимации формы линии люминесценции

Если при  $B = 4$  Тл  $\Gamma_{0h} < E_{Fh}$ , то при  $B = 13.5$  Тл  $\Gamma_{0h}/E_{Fh} \sim 2$ . Такие значения  $\Gamma_0$  оказались необходимы для адекватного описания «красного хвоста» линии жидкости. Тем не менее проведенный анализ формы линии дает, по-нашему мнению, верные, в пределах обозначенной погрешности, значения  $n_{EHL}$  и  $\phi$ , поскольку они слабо зависят от параметра  $\Gamma_0$  (при изменении  $\Gamma_{0h}$  от 0.1 до 3 мэВ значение  $n_{EHL}$  уменьшается меньше чем на 10%, а энергия связи определяется высокоэнергетическим «плечом» линии, который практически не зависит от  $\Gamma_0$ ).

Полученная с помощью аппроксимации зависимость  $n_{EHL}$  от  $B$  приведена на рис. 10а. Плотность ЭДЖ увеличивается в  $\sim 3$  раза в интервале  $B = 5.5-14$  Тл (от  $1.25 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  до  $3.6 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ). Близкий к линейному рост плотности в  $Ge[\sim 100]$  (рис. 10а) при малом изменении  $E_{Fе,н}$  определяется, главным образом, увеличением емкости уровня Ландау  $\sim B$ .

Зависимость энергии основного состояния  $E_G$  на одну ЭДЖ от  $B$  приведена на рис. 9а.

Увеличение энергии основного состояния и плотности ЭДЖ в магнитном поле было предсказано в [4]. В этой работе теоретическое рассмотрение было проведено в предположении, что поле столь сильно, что все электроны и дырки находятся только на основном уровне Ландау. Случай деформированного Ge[~ 100] близок к требованиям теории Келдыша. Полученные нами результаты подтверждают выводы этой теории.

Аппроксимация формы линии позволила определить зависимость энергии связи жидкости  $\phi$  как функции  $B$ . Величина  $\phi$  находилась как расстояние между химическим потенциалом ЭДЖ и красным краем линии  $FE$  (рис. 8). Функция  $\phi(B)$  представлена на рис. 10б. Энергия связи  $\phi$  возрастает от  $0.4 \pm 0.1$  до  $0.8 \pm 0.1$  мэВ в области полей  $B$  от 5.5 до 14 Тл.

Поскольку энергия основных состояний металлической жидкости в пределе  $\gamma \rightarrow \infty$  растет по степенному закону, а энергия связи экситона — логарифмически, то в условиях сильного поля конденсированная фаза более стабильна, чем газ экситонов. В случае промежуточных полей это не так очевидно (см. статью А. П. Силина в [11]). В недеформированном Ge в поле  $B < 19$  Тл (отношение  $\gamma < 1$ , несколько уровней Ландау под уровнем Ферми) авторы [16] не обнаружили увеличения  $\phi$ . Тем более интересен, по-нашему мнению, сам факт появления линии ЭДЖ в спектре люминесценции деформированного Ge и ее быстрый рост с магнитным полем. Видимо малая абсолютная величина энергии связи и близость фазовой границы приводит к тому, что слабое изменение  $\phi$  вызывает быстрый рост капель жидкости (см. рис. 4, 5а). Полученные здесь результаты свидетельствуют о том, что рост  $\phi$  становится заметен уже при  $\gamma \sim 1$ .

Присутствие в спектре сильно деформированного Ge[~ 100] достаточно широкой линии биэкситона при  $B < 4$  Тл не позволяет проследить эволюцию линии ЭДЖ в слабых магнитных полях и ответить на вопрос: существует ли ЭДЖ без магнитного поля при данной температуре или же она возникает при достижении некоторого критического значения  $B_c$ . Согласно теоретическим расчетам электронно-дырочная жидкость в однодолинном Ge(1:1), т. е. таком, где без учета спина электроны и дырки занимают только один невырожденный уровень, существует даже в пределе бесконечного давления [11]. Ее плотность при  $T = 0$  К равна  $n_{EHL} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , критическая температура  $T_c = 2.2\text{--}2.5$  К. В случае конечной деформации  $T_c$  будет больше. При анализе формы линии мы предполагали наличие фазового равновесия между газообразной и конденсированной фазами. Температура ЭДЖ полагалась равной температуре экситонного газа. Реально температура электронно-дырочной капли выше температуры окружающего его газа экситонов [15] и может быть выше той, при которой возможно существование стабильных капель жидкости.

В то же время критическая температура перехода газ-жидкость возрастает с ростом  $\phi$  и  $n_{EHL}$  (в сильном поле  $T_c \propto B^{2/7}$  [21].) Поэтому увеличение  $T_c$  сдвинет границу фазового равновесия и может привести к стабилизации зародышей капель. Линия ЭДЖ должна скачкообразно возникнуть в спектре люминесценции. Возникновение ЭДЖ в магнитном поле большем 2 Тл наблюдалось в InSb [22], где в отсутствие магнитного поля ЭДЖ при гелиевых температурах не существует. В этом случае электроны и дырки также занимают только нулевой уровень Ландау. Плотность конденсированной фазы  $n_{EHL}$  в [22] была  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Энергия связи и плотность жидкости росли с увеличением  $B$ . Отметим также, что вводимый при описании формы линии люминесценции жидкости в магнитном поле параметр  $\Gamma$ , ответственный за уширение уровней электронов и дырок,

сравним с фермиевскими энергиями последних.

В случае деформированного Ge более естественно предположить, что вблизи фазовой границы изначально существует малое количество стабильных капель ЭДЖ, которые быстро растут с включением магнитного поля. В слабом магнитном поле меньшем 4 Тл энергия связи ЭДЖ  $\phi \approx 0.3$  мэВ, т. е. фактически равна энергии связи экситонной молекулы  $\phi_{EM} = 0.27 \pm 0.06$  мэВ [14]. В отсутствие магнитного поля связывание экситонов в биэкситоны конкурирует с процессом конденсации экситонов в жидкость. Включение магнитного поля разрушает биэкситоны, способствуя росту жидкости. Считая, что для рассмотренного случая Ge[~ 100],  $P = 2.8$  мэВ ширина линии жидкости при  $B = 0$  Тл равна ее значению в поле 4 Тл, оценим величину  $n_{EHL}$  в нулевом магнитном поле. Предполагая, что ширина линии жидкости есть сумма фермиевских энергий жидкости  $E_{Fe} + E_{Fh}$ , получим  $n_{EHL} \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Этот результат согласуется со значениями  $n_{EHL}$ , найденными с помощью аппроксимации формы линии люминесценции (рис. 9а). Электронно-дырочная жидкость столь низкой плотности вполне может существовать. В работе [23] исследовалась ЭДЖ с  $n_{EHL} \approx 0.8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (параметр  $r_s \approx 1.65$ ) в одноосно деформированных Ge[~ 100] в отсутствие магнитного поля. В недеформированном Ge при  $T = 2$  К плотность ЭДЖ  $n_{EHL} \approx 2.4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $r_s \approx 0.5$ .

Стабилизации капель жидкости в деформированном Ge в отсутствие магнитного поля будет также способствовать существующая неоднородность деформации.

Авторы благодарят В. Д. Кулаковского за интересное обсуждение и замечания.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 29-02-17535).

## Литература

1. R. J. Elliot and R. Loudon, J. Phys. Chem. Solids **15**, 196 (1960).
2. Г. В. Годиак, Ю. Е. Лозовик, М. С. Обрехт, ФГТ **25**, 1063 (1983).
3. Y. Kuramoto and M. Morimoto, J. Phys. Soc. Jap. **44**, 1759 (1978).
4. Л. В. Келдыш, Т. А. Онищенко, Письма в ЖЭТФ **24**, 70 (1976).
5. S. T. Chui, Phys. Rev. B **9**, 3438 (1974).
6. В. Б. Тимофеев, А. В. Черненко, Письма в ЖЭТФ **61**, 603 (1995).
7. А. В. Черненко, ПТЭ **5**, 141 (1996).
8. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
9. I. Balslev, Phys. Rev. **143**, 636 (1966).
10. J. V. Hensel and K. Suzuki, Phys. Rev. B **9**, 4219 (1974).
11. *Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. Л. В. Келдыша, К. А. Джеффриса*, Наука, Москва (1988).
12. Т. Г. Тратас, В. М. Эдельштейн, ЖЭТФ **81**, 697 (1981).
13. И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ **32**, 304 (1980).
14. В. Д. Кулаковский, И. В. Кукушкин, ЖЭТФ **81**, 685 (1981).
15. Т. Райс, Дж. Хенсел, Т. Филлипс, Г. Томас, *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*, Мир, Москва (1980).
16. H. L. Störmer and R. W. Martin, Phys. Rev. B **20**, 4213 (1979).
17. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).

18. В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, В. М. Эдельштейн, ЖЭТФ 24, 374 (1978).
19. J. S. Hensel and K. Suzuki, Phys. Rev. Lett. 40, 838 (1969).
20. В. М. Аснин, Г. Л. Бир, Ю. Н. Ломасов, Г. Е. Пикус, А. А. Рогачев, ЖЭТФ 71, 1601 (1976).
21. Т. А. Онищенко, ДАН СССР 235, 78 (1977).
22. И. В. Кавецкая, Я. Я. Кость, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Письма в ЖЭТФ 36, 254 (1982);  
I. V. Kavetskaia, N. N. Sibeldin, and V. A. Tsvetkov, Sol. St. Com. 97, 157 (1996).
23. И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, ЖЭТФ 82, 900 (1982).