

УДК 621.315.592

## ЛИНЕЙЧАТАЯ ЭКСИТОННАЯ СТРУКТУРА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КРАЕВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ СУРЬМЯНИСТОГО ИНДИЯ

Р. П. Сейсян, Ш. У. Юлдашев

Исследовалась низкотемпературная краевая люминесценция (НКЛ) кристаллов InSb *n*- и *p*-типа с  $N_D + N_A \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 2 \div 40 \text{ К}$  в магнитном поле  $H = 0 \div 80 \text{ кЭ}$ . Обнаружена линейчатая структура НКЛ (до 10 максимумов). Анализ зависимостей от  $H$ ,  $T$ ,  $J$  позволяет связать природу линий с рекомбинационным излучением диамагнитного экситона, экситон-примесных комплексов (ЭПК)  $D^0X$ , в том числе на глубоких донорах, с прямой рекомбинацией электрона на нейтральном акцепторе, рекомбинацией на  $A^+$ -центре, и с излучением при взаимодействии свободных и связанных экситонов. Наблюдается возгорание в магнитном поле фононного повторения рекомбинационного излучения диамагнитного экситона. Обнаруженная немонотонная зависимость интенсивности линий от  $H$  соответствует теоретической для ЭПК, а диамагнитный сдвиг соответствующих линий находит объяснение через модель псевдоакцептора.

1. Спектры низкотемпературной краевой фотолюминесценции относительно чистых кристаллов InSb подробно изучались еще в [1-3]. Авторы [1-3] зарегистрировали до 6 максимумов излучения, интерпретированных как «зона-зонная» рекомбинация, рекомбинация на уровнях мелких и глубоких акцепторов и собственных дефектов, а также слабые (1/200) фононные повторения «зона-зонной» рекомбинации с участием продольных ( $LO$ ) и (очень слабые) двух поперечных ( $2TO$ ) оптических фононов [3].

Интерес к краевой люминесценции в InSb возобновился существенно позже, после появления [4], где было показано, что при соблюдении определенных мер на «чистых» кристаллах InSb при низких температурах возможно наблюдение максимума поглощения, принадлежащего экситонному  $1s$ -состоянию. Спектры краевой люминесценции таких кристаллов, как выяснилось в [5], могут содержать линии, связанные с образованием экситон-примесных комплексов (ЭПК). Аналогичные наблюдения были выполнены в [6, 7], авторы которых основное внимание уделили возможности проявления в спектрах результатов коллективных взаимодействий и образования электрон-дырочной жидкости. Вместе с тем исследования люминесценции [8], проведенные при двухфотонном возбуждении  $CO_2$  лазером, оказались в хорошем соответствии с предсказаниями теории, не учитывающей экситонных эффектов.

Представляло интерес изучение спектров низкотемпературной краевой люминесценции на различных образцах «чистого» InSb, моделирующих характерные ситуации: на компенсированных *p*-типе ( $N_A \geq N_D$ ) (I), *n*-типе ( $N_D \geq N_A$ ) (II), а также «хорошо выраженном» *n*-типе ( $N_D \geq N_A$ ) (III).

2. Эксперимент выполнялся при  $T = 2 \div 40 \text{ К}$ , для возбуждения применялся GaAs гетеролазер с  $\lambda_{\text{max}} = 0.9 \text{ мкм}$  [5, 9]. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, при этом схема опыта соответство-

вала фарадеевская 2-конфигурация. Максимальная мощность возбуждения соответствовала  $2 \cdot 10^{21}$  фот./см<sup>2</sup>·с в импульсе. Для исследования применялись промышленные кристаллы с концентрацией  $p=6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> (I),  $n=3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> (II) и  $n=1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (III). Образцы из слитка II использовались в [4, 5], где впервые были обнаружены экситонные эффекты в InSb, а слиток III — в [8].

В спектрах поглощения тонких образцов всех исследованных материалов наблюдался максимум 1s-состояния экситона Ванье—Мотта при  $\epsilon_{\text{экс}}=236.3$  мэВ ( $T=2$  К). Образцы для исследования люминесценции имели поверхность, протравленную известным травящим составом CP-4, измерения велись в геометрии «на отражение».

3. Во всех случаях удавалось зарегистрировать многолинейчатую структуру спектра,

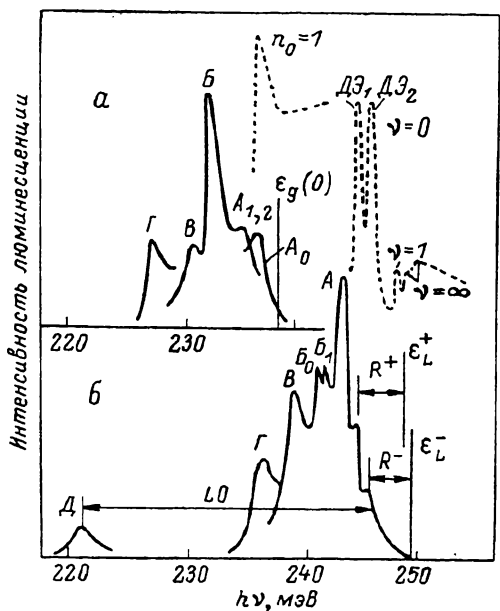


Рис. 1. Спектры низкотемпературной люминесценции InSb ( $T=2$  К) при  $H=0$  (а) и 40 кЭ (б), возбуждаемые GaAs гетеролазером.

Пунктиром показаны спектры поглощения, полученные на том же материале в аналогичных условиях. Обозначения максимумов — в тексте.

включавшую в общем случае при наличии магнитного поля до 8 различных линий. Поведение в магнитном поле позволяет различить до 10 линий для всех типов образцов. Классификация линий приводится в табл. 1, а обобщенные спектры излучения при  $H=0$  и 40 кЭ — на рис. 1.

Линии Г и Д практически совпадают по положению с известными по ранним работам [1-3] линиями: при 228 мэВ, связываемой с рекомбинацией электрона на мелком акцепторе  $A_0^e$ , и при 212 мэВ, связываемой с фононным повторением основной линии излучения. Линии А, В, В

Таблица 1

Энергетические положения максимумов НКЛ InSb ( $T=2$  К) и энергетические интервалы между положением свободного экситона и максимумом НКЛ при  $H=0$

№ п/п	Условное обозначение максимума	Энергия, мэВ		Интервал, мэВ	Вид материала
		$H=0$	$H=40$ кЭ		
1	$D\mathcal{E}_1$	—	245.9	2.8**	I, II, III
2	$D\mathcal{E}_2$	—	244.7	3.6**	I, II, III
3	$A_0$	236.2	243.7	0.1	II
4	$A_1$	235.2	243.5	1.1	III
5	$A_2$	(235.1)	243.3	(1.2)	I
6	$B_1$	(233)*	242.8*	(3.3)*	II, III
7	$B_0$	233.3*	241.7*	3.0*	I, II, III
8	$B$	231.3	240.2	5.0	I, III
9	$\Gamma$	227.8	237.3	8.5	I
10	$D$	(211.3)	221.2	(25.0)	I, II, III

\* Данные для фиксированной интенсивности возбуждения  $W=2 \cdot 10^{21}$  фот./см<sup>2</sup>·с.

\*\* Энергии связи диамагнитного экситона при  $H=40$  кЭ для переходов между уровнями Ландау тяжелой ( $D\mathcal{E}_2$ ) и легкой ( $D\mathcal{E}_1$ ) дырок и электрона с  $l_c=0$ . В скобках приводятся линейно-экстраполированные к  $H=0$  значения.

находятся между краем зоны  $\epsilon_g^b$  и линией  $A^0e$ , т. е., за исключением  $A_0$ , находятся в «мертвой зоне», где отсутствуют переходы, связанные прямой с рекомбинацией на мелких примесных центрах.

Зависимости положений максимумов от величины магнитного поля приведены на рис. 2. Возникающие из экситонного состояния  $n_0=1$  слабые максимумы  $D\mathcal{E}_1$  и  $D\mathcal{E}_2$  становятся различимыми на коротковолновом

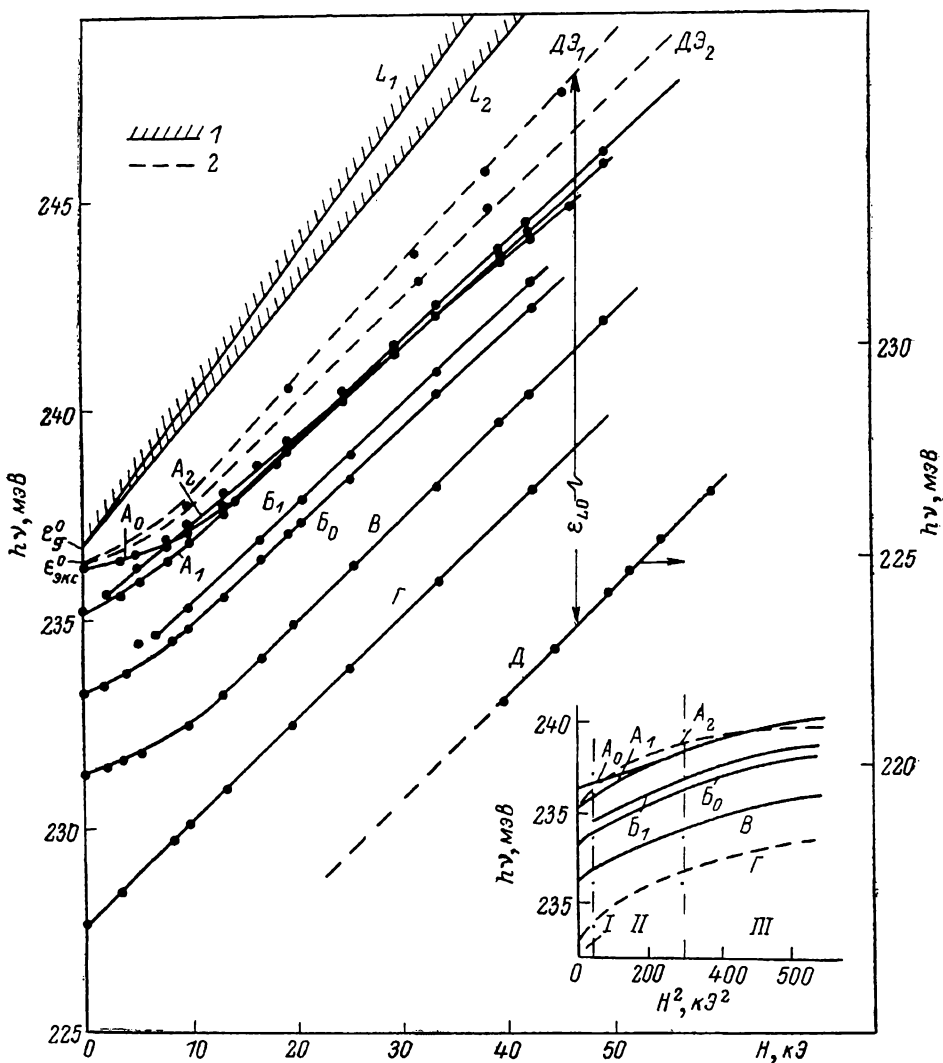


Рис. 2. Зависимость положения максимумов люминесценции в InSb ( $T=2$  К) от напряженности магнитного поля.

1 — расчетные положения  $\epsilon_{\pm}^{\pm}$ -переходов между подзонами Ландау для легкой дырки и электрона ( $a^+(-1)a^c(0)$ ) и тяжелой дырки и электрона ( $a^-(1)a^c(0)$ ); 2 — зависимости для максимумов поглощения соответствующими состояниями диамагнитного экситона.  $D\mathcal{E}_{1,2}$  по [10]. Экспериментальные точки на них соответствуют особенностям на коротковолновом склоне полосы люминесценции. Остальные обозначения — в тексте. На вставке: положения максимумов люминесценции в зависимости от  $H^2$ .

склоне линий  $A$  лишь при  $H \geq 8-10$  кЭ. Эти максимумы совпадают по положению с максимумами поглощения при переходах в состояния диамагнитных экситонов (см. [10]), связанных с верхними подзонами Ландау серии тяжелых дырок  $a^-$  и серии  $a^+$  легких дырок, взаимодействующими с нижним уровнем электрона  $a^c$  (обозначения переходов:  $a^-(1)a^c(0)$  и  $a^+(-1)a^c(0)$  соответственно). Положение линии  $D$  следует при увеличении  $H$  практически параллельно  $D\mathcal{E}_1$ : дистанция, их разделяющая, постоянна. В то же время край запрещенной зоны в магнитном поле

$\epsilon_g(H)$  определяется положением соответствующих уровней Ландау и отделен от [наблюдаемых в эксперименте максимумов  $D\epsilon_{1,2}$  энергиями связи  $R_{ДЭ}^\pm$ , которые растут в поле и при  $H \geq 40$  кЭ в InSb составляют  $\geq 2.8$  мэВ.

Обращает на себя внимание различное поведение энергетического положения линий люминесценции в зависимости от магнитного поля. Так, поведение наиболее коротковолновых линий  $A$  различно во всех видах образцов (они обозначены  $A_0, A_1$  и  $A_2$  для образцов II, III и I соответственно). В «компенсированном»  $n$ -типа материале (II) имеет место отчетливо выраженный сверхлинейный участок, а положение максимума при  $H=0$  ( $\epsilon_{A_0}=236.2 \pm 0.1$  мэВ) находится в непосредственной близости к положению свободного экситона (236.3 мэВ, энергия связи  $R_0=0.5$  мэВ) и рекомбинации дырки на «мелком» доноре (236.2 мэВ, энергия связи  $E_D \approx 0.6$  мэВ). В образцах (III)  $n$ -типа положение максимума при  $H=0$  существенно ниже по энергии ( $\epsilon_{A_1}=235.2$  мэВ), а зависимость  $\epsilon_{A_1}$  от  $H$  также обнаруживает сверхлинейный участок, но далее почти смыкается с  $\epsilon_{A_0}$ . Что же касается образцов  $p$ -типа (I), то нелинейный участок в зависимости  $\epsilon_{A_2}$  от магнитного поля совершенно отсутствует, положение при  $H=0$  почти совпадает с  $\epsilon_{A_1}$ , а наклон в линейной области близок к  $A_0$  и  $A_1$ . Так же только линейна зависимость от магнитного поля положения максимума  $\Gamma$ , тогда как  $B$  и  $B'$  обнаруживают протяженный сверхлинейный участок.

Изучение зависимости положения линий от магнитного поля показывает (вставка к рис. 2), что для линий  $A_0, A_1, B_0$  и  $B$  характерны три участка зависимости: 1) линейный при околонулевых значениях поля, 2) квадратичный в промежуточных полях, 3) вновь приближающийся к линейному при больших напряженностях  $H$ . Коэффициент, характеризующий наклон квадратичного участка, для  $A_0$  равен  $0.8 \cdot 10^{-2}$  мэВ/кЭ<sup>2</sup> и практически идентичен для  $A_1, B, B'$  —  $0.9 \cdot 10^{-2}$  мэВ/кЭ<sup>2</sup>.

На всех образцах для линии  $B$  характерны области независимости интенсивности от температуры до  $T \leq 8$  К и резкого ее падения при дальнейшем повышении температуры. Зависимость от обратной температуры спрямляется на падающем участке в логарифмическом масштабе при энергии активации  $\Delta E \approx 0.9$  мэВ. Такая же падающая зависимость обнаруживается и для линии  $A_0$ , наблюдаемой в компенсированных образцах (II), но с несколько меньшим наклоном.

Интенсивность линий люминесценции  $J$  в основном линейна по накачке, за исключением линии  $B$ , обнаруживающей сверхлинейное поведение:  $J \sim W^2$ .

4. Энергетическое положение полосы излучения  $A$  при наличии магнитного поля определяет принадлежность коротковолновой границы люминесценции. Расстояние от нее до самого нижнего из разрешенных переходов между подзонами Ландау, образующих минимальный запрещенный зазор  $\epsilon_g(H)$ , в полях  $H \geq 10$  кЭ значительно больше возможной ошибки эксперимента; это позволяет предполагать, что коротковолновый край в наших спектрах НКЛ, несмотря на относительно высокую вероятность прямой межзонной излучательной рекомбинации в этом кристалле, вплоть до температур в 30—40 К не связан с переходами «зона—зона». Но природа группы линий  $A$ , очевидно, различна во всех трех случаях. Ключом к пониманию природы линий спектра НКЛ может послужить их поведение в магнитном поле. Электроны в InSb характеризуются большим отрицательным  $g$ -фактором:  $g_e^*(0) = -50.2$  [10]. Величину, эквивалентную  $g$ -фактору дырки для алмазоподобных полупроводников, можно оценить, пользуясь результатами [11]. Пренебрегая малым параметром  $q$ , характеризующим анизотропию спинового расщепления дырок, для  $\tilde{k}$ , играющего роль « $g$ -фактора дырки», можно написать [12]

$$\tilde{k} = k + \frac{32}{5} \left( \frac{\gamma_3^3}{\gamma_1} \right) \left( \frac{7}{6} - \frac{13}{6} \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \right) M, \quad (1)$$

где  $\gamma_{1, 2, 3}$ ,  $k$  — параметры Латтинжера для  $\nu$ -зоны;  $M$  — численный коэффициент, равный 0.281 [11]. Подставляя параметры  $\nu$ -зоны InSb из [10], получим  $k=2.85$ . Соответствующий наклон зависимости  $\varepsilon_{\pm}^{\pm}$  от  $H$  хорошо совпадает с расчетом по более точным формулам [10]. Наклоны для  $D\mathcal{E}_{1, 2}$  уже иные в силу зависимости от  $H$  энергий связи диамагнитного экситона, а для ЭПК мы должны будем в принципе учесть также и зависимость от  $H$  соответствующей энергии связи экситона на центре  $I$  ( $H$ ). Вычисляя  $I(H)$  путем вычитания энергии максимумов линий люминесценции из энергетического положения линий поглощения диамагнитными экситонами, мы получили монотонную зависимость только в том случае, когда за исходную бралась линия диамагнитного экситона на тяжелой дырке  $a^{-}$  (1)  $a^{\pm}$  (0) (рис. 3). При этом экспериментальная зави-

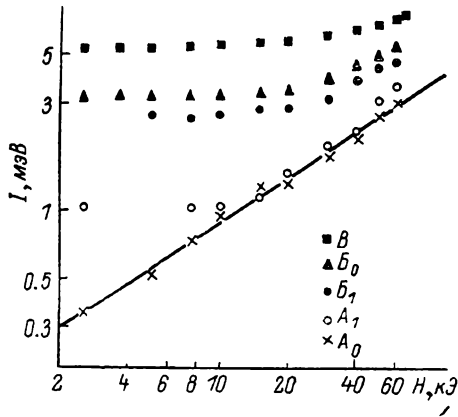


Рис. 3. Зависимости энергий связи с центром для максимумов люминесценции в InSb от магнитного поля, полученные из эксперимента как разность  $I = \varepsilon(D\mathcal{E}_1) - \varepsilon(A_1, B, B_0)$ . Прямая соответствует  $I \sim H^{2/3}$ .

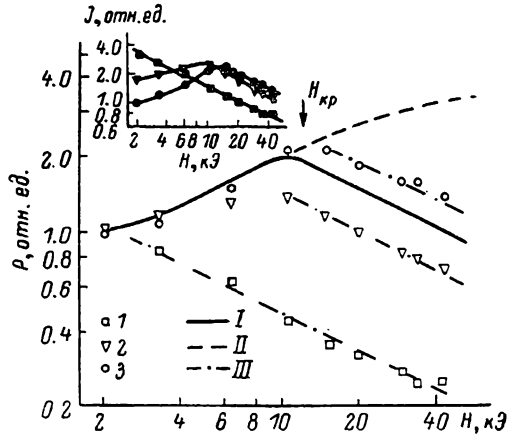


Рис. 4. Зависимости интенсивности люминесценции InSb при  $T=2$  К от напряженности магнитного поля.

$I$  соответствует формуле (7) при  $H_{кр}=10$  кЭ;  $II$  — продолжение теоретической кривой по (7) для  $I(H)=const$  или  $H_{кр} > 50$  кЭ;  $III$  соответствуют значениям  $J \sim H^{-1/2}$ , проведенным по экспериментальным точкам, приведенным к 1 при  $H=2$  кЭ. Точки принадлежат следующим линиям спектра:  $I - B_0$ ,  $2 - A_1$ ,  $3 - B$ . На вставке — те же экспериментальные зависимости с реальной относительной интенсивностью для образцов (III).

симость для  $A_0$ , начиная с 2 кЭ, имеет наклон, приближающийся к  $I(H) \sim H^{2/3}$ . Для других линий характерна область независимости от  $H$  вплоть до некоторой величины  $H_{кр}$ ; затем зависимость, приближающаяся с увеличением  $H$  к такой же степенной  $\sim H^{2/3}$ . Величина  $H_{кр}$  для  $A_1$  составляет около 10 кЭ. Ее можно сопоставить с данными табл. 2, где приводятся расчетные значения критических полей  $H_{\beta=1}$ , соответствующих переходу к квазиодномерной модели относительного движения. Интересно, что  $H_{кр}$  для  $A_1$  приблизительно совпадает с  $H_{\beta=1}$  для «акцепторных» состояний, связывающихся при «средней» массе дырки  $\bar{m}_n = (4/9)m_{hh}^* + (5/9)m_{lh}^*$ , где  $m_{hh}^*$  и  $m_{lh}^*$  — эффективные массы тяжелой и легкой дырок соответственно. Такое «усреднение», полученное при линейной интерполяции результатов расчета, выполненного в [13] для акцептора в алмазоподобных полупроводниках, было успешно применено для расчета энергии связи свободного экситона в  $A_3B_5$  в [14].

Экспериментальные данные не обнаруживают зеемановского расщепления уровней. Это, по-видимому, связано с тем, что мы имеем дело только с одним уровнем электрона из-за большого по абсолютной величине  $g$ -фактора. Для ЭПК в применявшейся здесь фарадеевской конфигурации в таком случае возможны два наиболее длинноволновых перехода, один

в  $\sigma^+$ , другой в  $\sigma^-$ -поляризации, разделенные интервалом  $\sigma^{\pm}$ . Вследствие различия диамагнитных сдвигов для проекций спинового момента  $M = |3/2|$  и  $|1/2|$  его величина может заметно отличаться от  $\delta^{\pm} = 2k'\beta_0 H$ , где  $\beta_0$  — магнетон Бора, а  $k'$  — величина, эквивалентная  $g$ -фактору дырки в ЭПК, аналогичная  $\tilde{k}$ . Наклоны линейных частей зависимостей  $\epsilon(H)$

Таблица 2

Энергии связи, радиусы, диамагнитные сдвиги и критические поля водородоподобных состояний в InSb

Состояние		$R_i$ , мэВ	$a_i^*$ , Å	$\beta_i^{(10)}$	$\sigma = m_h/m_e$	$\mu_i/m$	$\Delta_i^{(10)}$ , мэВ	$H_{кр}^{(i)}$ , кЭ
Свободный экситон, X	0	0.5	860	12.5	10.6	0.009	40	0.8
Донор, Д	1	0.59	680	10.5	—	0.014	33	0.95
Акцептор с «изотропной» дыркой, $m_h^*$	2	1.2	345	5.2	2	0.027	16.5	1.9
Акцептор со «средней» дыркой, $\bar{m}_h$	3	6.2	64	1.0	10.6	0.15	3.2	9.8
Акцептор с «тяжелой» дыркой, $m_{hh}^*$	4	13.3	30	0.5	22.5	0.31	1.5	21.3

Примечание.  $R_i = e^4 \mu_i / 2 \hbar^2 \kappa_0^2$ ,  $a_i^* = (\hbar^2 / e^2) \kappa_0 / \mu_i$ ,  $\beta_i^{(10)} = \hbar \Omega / 2 R_i$  при  $H = 10$  кЭ,  $\Delta_i^{(10)} = (\beta_i^{(10)})^2 R_i / 2$ ,  $H_{кр}^{(i)}$  соответствует достижению  $\beta_i = 1$ ,  $\sigma = m_h / m_e$ .  $\mu_i$  — приведенная масса рассматриваемого состояния, равная  $(\gamma_i / m + 1 / m_e)^{-1}$ ,  $m_e$ ,  $m_h^* = \gamma_1^{-1} m$ ,  $\bar{m}_h = \frac{4}{9} m_{hh}^* \langle 100 \rangle + \frac{5}{9} m_{ih}^*$ ,  $m_{hh}^* \langle 100 \rangle$  — для  $i = 0..4$  соответственно; [100] — кристаллографическое направление, нормальное плоскости образца, вдоль которого приложено поле  $H$ .

окажутся соответственно меньшими наклона нижнего уровня Ландау электрона.

Диамагнитный сдвиг  $\Delta$  для свободного экситона в алмазоподобных полупроводниках в общем случае составляет [11] (для фарадеевской геометрии эксперимента)

$$\Delta_M = R_0 (1/2 - q_1 + q_2 M^2) \beta^2. \quad (2)$$

Здесь  $R_0 = \mu_0 e^4 / 2 \hbar^2 \kappa_0^2$ ;  $\beta = \hbar \Omega / 2 R_0$ ;  $\Omega = eH / \mu_0 c$ ;  $\kappa_0$  — диэлектрическая проницаемость,  $q_{1,2}$  — коэффициенты, зависящие от  $\gamma_{1,2,3}$ ;  $\mu_0^{-1} = \gamma_1 m^{-1} + m_e^{-1}$ ;  $m$  — масса свободного электрона. Для InSb с параметрами из [10] мы получим

$$\Delta_M = b R_0 \beta^2 = (b/2) (e^2 / \mu_0 c^2) a^{*2} H^2, \quad (3)$$

где  $b = 0.3$  и  $0.56$  для  $M = 1/2$  и  $3/2$  соответственно;  $a^* = (\hbar^2 / e^2) \kappa_0 / \mu_0$  — боровский радиус экситона.

Представляет интерес, пользуясь водородоподобным представлением, оценить далее по экспериментальным данным эффективный радиус состояния  $a_{\text{эфф}}^*$ , соответствующий диамагнитному сдвигу предполагаемых ЭПК. Отклонение от водородоподобности для свободного экситона в InSb дается отличием численных коэффициентов  $b$  в (3) от 0.5, соответствующего атому водорода. Ясно, что отклонение от водородоподобной модели несущественно, что позволяет для оценок использовать

$$a_{\text{эфф}}^* = \left(\frac{2}{b}\right)^{1/2} L \sqrt{\frac{\Delta}{\hbar \omega_0} \frac{\mu}{m}} \approx 2L \sqrt{\frac{\Delta}{\hbar \omega_0} \frac{\mu}{m}}. \quad (4)$$

Здесь  $L = (c \hbar / eH)^{1/2}$  — магнитная длина, а  $\omega_0 = eH / mc$ . Этот радиус можно сравнить со значениями  $a^*$  для различных связанных водородоподобных состояний.

Оценка по (4) при использовании  $\mu = \mu_0$  дает  $a_{\text{эфф}}^* \approx 130$  Å, что во много раз меньше радиуса свободного экситона или боровского радиуса водородоподобного донора (табл. 2), и имеет порядок радиуса акцепторного состояния.

В GaAs ЭПК на глубоком акцепторном центре с короткодействующим потенциалом, когда  $I \gg R_0$ , следует рассматривать в рамках псевдодонорной модели [15]: вблизи акцептора находятся две дырки, образующие положительно заряженный центр  $A^+$ , вокруг которого далеко вращается электрон, чувствующий только результирующий положительный потенциал центра. Здесь задача превращается в задачу о водородоподобном доноре и свойства в магнитном поле определяются электронной массой. Поле практически не воздействует на энергию взаимодействия с центром, а экспериментально наблюдаемый сдвиг можно связать только с изменениями во внутреннем движении экситона. Позднейшие вариационные расчеты [16] показали, что выводы [15] вполне справедливы только при  $\sigma \equiv m_h/m_e = 0.5$ , что выполняется для GaAs, в то время как в иных случаях возможны положительные и отрицательные отклонения от  $\Delta I(H) = 0$  — в зависимости от величины  $\sigma$ .

Как следует из рис. 3, в нашем случае условие независимости энергии связи ЭПК от  $H$  соблюдается для линий  $A_1$  до 10 кЭ, уступая при больших значениях  $H$  зависимости  $\sim H^{2/3}$ , характерной для  $A_0$  в диапазоне полей  $H > 2$  кЭ. Случай  $A_0$  — единственный, в котором еще можно предполагать явное выполнение условий модели Рашба:  $I \ll R_0$ . В остальных случаях действует обратное неравенство, так что полученные значения  $a_{\phi\phi}^*$  можно обосновать приближением к псевдоакцепторной модели, когда магнитные свойства определяются главным образом «внешней» дыркой, вращающейся вокруг  $D^-$ -центра.

Представляет интерес зависимость интенсивности люминесценции  $J$  от  $H$ , проходящая для  $A_1$  и  $B$  через максимум при  $H = 8 \div 14$  кЭ. Эти зависимости приведены на вставке к рис. 4. Здесь же приведена зависимость от  $H$  для интенсивности линий  $B$ , имеющая только падающий характер (как  $\sim 1/\sqrt{H}$ ). На такую же зависимость выходят линии  $A_1$  и  $B$  при  $H > 10$  кЭ, что свидетельствует об общности лимитирующего рекомбинационного процесса.

Интенсивность люминесценции определяется как вероятностью излучательной рекомбинации, так и вероятностью конкурирующих безызлучательных процессов. Вероятность излучательной рекомбинации ЭПК  $P$ , согласно [17], легко оценить, если экситон в ЭПК — слабо связанная с центром частица и возможно разделение движения центра масс и относительного движения. В таком случае  $P$  можно рассматривать как

$$P = \frac{4e^2\omega\eta}{3\hbar mc^2} |\psi_0(r)|_0^2 |\chi(R)|^2 d^3R \quad (5)$$

где  $\psi(r)$  — волновая функция относительного движения в экситоне,  $\chi(R)$  — волновая функция движения центра масс.

Здесь можно ожидать конкуренции двух тенденций: возрастания  $P$  из-за роста плотности волновой функции относительного движения при  $r=0$ , пропорциональной  $\beta \ln \beta$ , и уменьшения, обусловленного уменьшением объема локализации экситона, связанного с центром, как [17]

$$V_{\text{ЭПК}} \sim R_1^3 R_1 = \hbar^3 / 2M_H \sqrt{M} I^{1/2}(\beta), \quad (6)$$

$M$  — масса экситона;  $M_H^* = M(1 + (\mu/\mu)\beta/\nu_0)$  — масса экситона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю;  $\nu_0$  — главное квантовое число диамагнитного экситона, даваемое решением трансцендентного уравнения (см., например, [14]);  $\nu_0 \rightarrow 0$ , когда  $\beta \sim H \rightarrow \infty$ . Учитывая (5), (6), легко увидеть, что

$$P = A \frac{\nu_0 + \beta/2}{\nu_0 + (\mu/M)\beta} I^{-3/2}(\beta) \equiv k(H)/I^{3/2}(H), \quad (7)$$

где  $A$  — коэффициент, не зависящий от поля; множитель  $k(H) = A(\nu_0 + \beta/2)/(\nu_0 + \mu\beta/M)$  сложно зависит от  $H$ . Тогда как  $\nu_0$  слабо уменьшается при увеличении  $H$ , массы  $\mu$  и  $M$  несколько растут из-за непараболичности

с-зоны. Наиболее существен рост  $\beta$ , но и здесь реальная зависимость от  $H$  носит сублинейный характер, так как в сильном поле следует в (7) вместо  $\beta$  применять  $\beta^*$  с энергией связи диамагнитного экситона  $R_{дэ}(H)$  вместо  $R_0$ , а увеличение  $R_{дэ}(H)$  замедляет непараболичность электрона.

Таким образом, если известна зависимость  $I(H)$ , можно оценить вклад в интенсивность люминесценции, непосредственно связанный со свойствами ЭПК в рамках модели Рашба, условия применимости которой, как уже отмечалось, явно выполняются только для  $A_0$ . Независимость энергии связи с центром  $I$  от  $H$  тем не менее могла бы означать, что влияние магнитного поля на  $P$  осуществляется только через  $\phi_0(r)$ . Здесь будет происходить рост вероятности излучательной рекомбинации, который ограничивается, однако, достижением  $H=H_{кр}$ , после чего последует спад, обусловленный относительно сильной зависимостью  $I(H)$ . Увеличение  $P$  при  $I(H)=const$  насыщается при  $\beta \rightarrow \infty$ , достигая  $M/2\mu$  раз.

Расчет  $k(H)$ , выполненный с применением экспериментальной зависимости  $I(H)$ , дает, как выясняется, вполне удовлетворительное совпадение с опытными данными для  $A_1$ ,  $B_0$  и  $B$  как по характеру изменений  $P_x$  так и по порядку относительной величины роста  $P$  в максимуме (рис. 4). Это могло бы свидетельствовать о том, что в условиях нашего эксперимента рекомбинационные процессы определяются спецификой поведения ЭПК в магнитном поле для этих линий, предположительно имеющих экситонную природу. Интересно, что поведение  $B_0$  при этом совпадает с ожидаемым для  $A_0$ .

5. Известны [18] четыре глубоких центра в InSb, связанные с ответственными за рекомбинационные процессы собственными структурными дефектами. Помимо уровней  $E_r$ ,  $E_i$  и  $E_c$ , которые образуются в  $n$ -InSb при энергиях на 0.06, 0.078 и 0.13 эВ ниже дна зоны проводимости соответственно, в  $p$ -InSb наблюдается «собственный» глубокий уровень  $E_s = \epsilon_c + 0.068$  эВ [18], а также уровень  $E_l$ , который наблюдается и в  $n$ -типе. И те и другие ведут себя как доноры, а про состояния  $E_i = \epsilon_c - 0.078$  эВ и  $E_c = \epsilon_c - 0.13$  эВ известно [18], что они строятся на волновых функциях тяжелых дырок (центры  $h$ -типа с симметрией  $\Gamma_8$ ). Центры имеют притягивающий характер при переходе электронов в зону проводимости и конечное нейтральное состояние при возбуждении дырки в валентную зону. Присутствие линии  $B$  как в  $n$ -, так и в  $p$ -типа «чистом» материале позволяет думать, что она принадлежит ЭПК, связанному с уровнем  $E_l: D_i^0 X$ . Как показывает исследование ЭПК на глубоких донорах в GaP [19], в этом случае уже не действует правило Хайнса, связывающее энергию комплекса с энергией ионизации центра  $E_i$  в линейном приближении:  $R = R_0 + \delta E_i$ . Здесь лучше соответствует экспериментальным данным степенная зависимость  $R \sim E_i^m$ , где  $m \approx 3/2$ , что находит в [18] обоснование для модели глубокого центра с короткодействующим потенциалом. Применение таких представлений к нашему случаю позволяет достичь приблизительного соответствия, если считать линии  $A_1$  и  $B$  связанными с собственными глубокими донорными дефектами, образующимися при энергиях  $E_r$  и  $E_l$  соответственно.

Что же касается  $A_0$ , то отсутствие ее в спектрах образцов (I) и (III) наряду с малой энергией активации могло бы указывать на связь с мелким нейтральным донором. При этом во всех рассмотренных случаях диамагнитный сдвиг соответствует приближению к модели псевдоакцептора:  $\Delta$  определяется главным образом «внешней» дыркой.

Рассмотрим поведение линии  $A_2$ , характерной для  $p$ -InSb (I). Учтем, что в случае, когда масса дырки гораздо больше электронной массы ( $m_h \gg m_e$ ), экситонный комплекс  $A^0 X$ , который мог бы образоваться в таком материале, по энергетической и пространственной структурам напоминает нейтральный донор. Ядром такого «донора» является положительно заряженный  $A^+$ -центр, характерная энергия связи и размеры которого определяются большой массой тяжелой дырки и равны по порядку величины  $R_h = m_{hh}^* e^4 / 2\hbar^2 \kappa_0^2$  и  $a_h^* = \hbar^2 \kappa_0 / e^2 m_{hh}^*$ . Энергия связи электрона с «псевдодонором» имеет порядок  $R_e = m_e^4 / 2\hbar^2 \kappa_0^2 \ll R_h$ . В действи-



тельность условие малой энергии связи электрона по сравнению с энергией в  $A^+$ -центре выполняется плохо, так как энергия связи второй дырки в  $A^+$ -центре составит менее  $0.055 R_h$  [20]. Тем не менее можно ожидать, что порядок величины энергии связи в такой модели определен правильно. Тогда положение линии  $A^0X$  должно близко совпадать с переходом электрона на  $A^+$ -центр. В то же время зависимость положения линии от  $H$  для рекомбинации электрона на  $A^+$ -центре должна быть практически линейной с наклоном, близким к наклону нижнего уровня Ландау проводимости. Именно такое поведение характерно для линии  $A_2$ , возникающей в образце  $p$ -типа (I), положение ее при  $H=0$  близко к возможному положению с  $A^0X$ . Таким образом, линия  $A_2$ , возникающая только в образцах  $p$ -типа, по-видимому, принадлежит  $A^+$ -центру.

Очевидна принадлежность линии  $\Gamma$ , также возникающей только в образцах  $p$ -типа, прямой рекомбинации «акцептор—электрон» ( $A^0e$ ). Соответствующая величина  $\epsilon_g^0 - \epsilon_g^1 = 9.0$  мэВ близка к теоретическому значению энергии ионизации мелкого акцептора типа кадмия или цинка [21] и к известным литературным значениям [22]. Соответственно такой интерпретации ход энергии  $\epsilon_g$  в зависимости от магнитного поля практически линеен, а наклон близок к наклону нижней электронной подзоны за вычетом небольшой добавки, определяемой « $g$ -фактором» дырки.

Не вызывает сомнений также природа линии  $D$ , интенсивность которой линейно растет в магнитном поле, а положение следует практически параллельно наиболее длинноволновой линии диамагнитного экситона с тяжелой дыркой ( $a^-$  ( $1$ )  $a^c$  (0)). Энергетический интервал, отделяющий линию  $D$  от этого максимума диамагнитного экситона, как отмечалось выше, соответствует характеристической энергии  $LO$ -фонона в InSb. Как было показано в [23], сечение взаимодействия для многофононного резонансного комбинационного рассеяния света при включении сильного магнитного поля возрастает, становясь величиной первого порядка по фредлиховской константе связи. Физическая причина такого эффекта заключается в изменении характера движения электронов в сильном магнитном поле, которое становится квазиодномерным. (Движение остается свободным только вдоль магнитного поля, тогда как в плоскости, перпендикулярной  $H$ , оно финитно). Вероятность аннигиляции электрона и дырки, согласно [23], обратно пропорциональна объему, занимаемому электрон-дырочной парой (ЭДП); так как в плоскости, перпендикулярной  $H$ , положение электрона относительно дырки не зависит от вероятности испускания  $LO$ -фонона, а следовательно, и от константы взаимодействия  $\alpha$ , характерный объем для ЭДП, испустивших  $N$  фононов, пропорционален уже  $1/\alpha$ , а не  $1/\alpha^3$ , как в случае нулевого магнитного поля. Для InSb, где  $\alpha$  очень мало ( $\alpha \simeq 0.014$ ), в квантующем магнитном поле сечение рассеяния становится в  $5 \cdot 10^3$  раз больше, чем при  $H=0$ . Таким образом, по-видимому, в наших экспериментах впервые обнаруживается эффект возгорания экситон-фононного взаимодействия в магнитном поле, предсказанный в [23].

Особое место занимает природа линий  $B$ , для которых характерны быстрое температурное гашение и квадратичная зависимость интенсивности от накачки. Линия  $B$  доминирует в спектре при относительно высоком уровне возбуждения, если  $H=0$ . В магнитном поле возникает коротковолновый спутник  $B_1$ ; интенсивности  $B_0$  и  $B_1$  имеют тенденцию к выравниванию с ростом  $H$ , но обе линии при этом быстро угасают. Дистанция между  $B_0$  и  $B_1$  практически не зависит от  $H$ . Кроме того, при  $H=0$  наблюдается некоторое длинноволновое смещение линии  $B_0$  с увеличением интенсивности накачки  $W$ , составляющее  $\delta\epsilon \sim 1.2$  мэВ при  $W_{\max} = 2 \cdot 10^{21}$  фот./см<sup>2</sup>·с, и асимметричная форма с пологим коротковолновым «хвостом». Судя по положению и отдельным признакам, именно эта полоса явилась предметом пристального изучения в [6-8], авторы которых, увеличивая накачку, обнаруживали признаки электрон-дырочной жидкости (ЭДЖ) [6, 7], стимулированное излучение [7] или же свойства электрон-дырочной плазмы [8]. Рассматривалась также возможность

ее образования при излучательном распаде ЭПК на глубоком акцепторе [5]. Таким образом, интерпретация этой линии весьма противоречива.

Подобие диамагнитных сдвигов и зависимостей интенсивности от  $H$ , низкое значение энергии активации, а также длинноволновое смещение с накачкой дают основание предположить принадлежность линии процессам рассеяния экситонов на ЭПК с излучением кванта и одновременной диссоциацией ЭПК. Вероятность такого процесса в InSb может оказаться высокой из-за «гигантских» радиусов свободного экситона и областей локализации ЭПК.

Другую возможность возникновения линий  $B$  дает неоднородность возбуждения, соответствующая коротковолновой накачке. Применение данных [24] позволяет вычислить длину диффузии, время жизни и приповерхностную концентрацию фотоносителей в InSb, которые составят единицы микрометров,  $10^{-8}$  с и  $n \approx 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  соответственно. Такой концентрации при  $H=0$  достаточно для экранирования связанных состояний. Тогда можно качественно объяснить длинноволновое появление «зона-зонных» переходов, сдвинутых к меньшим энергиям из-за электрон-электронного взаимодействия в приповерхностной плазме [8] — на фоне экситонной люминесценции, исходящей из более глубоких слоев материала, находящихся за границей раздела фаз. Однако здесь не находят объяснения наблюдаемое поведение в магнитном поле и температурное гашение, а также появление спутника  $B_1$ . Отметим, что в сильном магнитном поле, позволяющем рассматривать электрон-дырочное взаимодействие как однородное, полное экранирование не происходит даже при больших концентрациях фотоносителей, а появление спутника можно объяснить магнитным вымораживанием мелкого донора. Природа линий  $B$  достойна дальнейшего изучения.

Отметим при этом, что в отличие от [7] в условиях нашего эксперимента не наблюдается стимулированного излучения, а применение представлений об ЭДЖ еще не представляется достаточно обоснованным.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Benoit C. à la Guillaum, Lavallard P. In: Proc. Intern. Conf. Semicond. Phys. Exeter, 1962, p. 875—879.
- [2] Pehek J., Levinstein H. Phys. Rev., 1965, vol. 140, N 2A, p. A576—A586.
- [3] Mooradian A., Fan H. Y. Phys. Rev., 1966, vol. 148, N 2, p. 873—885.
- [4] Канская Л. М., Козановский С. И., Сейсян Р. П. ФТП, 1979, т. 13, № 12, с. 2424—2426.
- [5] Иванов-Омский В. И., Козановский С. И., Сейсян Р. П. и др. ФТП, 1983, т. 17, № 3, с. 532—534.
- [6] Кавецкая И. В., Кость Я. Я., Сибельдин Н. Н., Цветков В. А. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 36, № 7, с. 254—256.
- [7] Калугина Н. А., Скок Э. М. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 5, с. 251—253.
- [8] Бреслер М. С., Гусев О. Б., Степанов А. О. ФТП, 1983, т. 17, № 7, с. 1195—1201.
- [9] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Мальцева В. А., Смирнов В. А. ФТП, 1981, т. 15, № 6, с. 1109—1115.
- [10] Козановский С. И., Канская Л. М., Сейсян Р. П., Эфрос А. Л. ФТП, 1981, т. 15, № 9, с. 1854—1857; Efros A. L., Kokhanovskii S. I., Kanskaya L. M., Seysyun R. P. Phys. St. Sol. (b), 1982, vol. 114, N 2, p. 373—382.
- [11] Baldereschi A., Lipari N. O. Phys. Rev., 1971, vol. B3, N 2, p. 439—451; 1973, vol. B8, N 6, p. 2697—2709.
- [12] Dean P. J., Herbert D. C. In: Topics in Current Physics, ed. Cho R. Springer, Berlin, 1979, vol. 14, p. 55—182.
- [13] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. ФТП, 1971, т. 5, № 11, с. 2191—2193.
- [14] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 272 с.
- [15] Dreybordt W., Willmann F. Sol. St. Commun., 1973, vol. 12, N 11, p. 1217—1220.
- [16] Dujardin F., Stébé B., Munsch G. Phys. St. Sol. (b), 1984, vol. 126, N 1, p. 329—334.
- [17] Харченко В. А. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 5, с. 1971—1977.
- [18] Колчанова Н. М., Сиповская М. А., Сметанникова Ю. С. ФТП, 1982, т. 16, № 12, с. 2194—2196.
- [19] Herbert D. C. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, vol. 17, N 5, p. 901—903.
- [20] Larsen D. M. Phys. Rev. B, 1979, vol. 20, N 12, p. 5217—5227.

- [21] *Baldereschi A., Lipari N. O.* Phys. Rev. B, 1974, vol. 9, N 4, p. 1525—1539.  
[22] *Kaplan R.* Sol. St. Commun., 1966, vol. 12, N 5, p. 224—227.  
[23] *Белицкий В. И., Гольцев А. В., Ланг И. Г., Павлов С. Т.* ФТТ, 1983, т. 25, № 4, с. 1224—1226.  
[24] *Алмазов А. А., Малютенко В. К., Федоренко Л. Л.* ФТП, 1983, т. 17, № 7, с. 1211—1216.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
5 мая 1987 г.

