

37.311.33

МНОГОЭКСИТОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Д. Кулаковский, Г. Е. Шикус, В. Б. Тимофеев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	237
2. Оболочечная модель связанных многоэкситонных комплексов	238
3. Спектры излучения МЭПК в Si	241
а) Одноэлектронные переходы (241). б) Двухэлектронные переходы в ЭПК (245).	
4. Тонкая структура уровней ЭПК в Ge	246
5. Правила отбора для переходов в МЭПК в Si и Ge	249
6. Влияние упругих одноосных формаций на спектры излучения МЭПК	252
а) Вырождение зон и стабильность комплексов (252). б) Расщепление зон, уровней свободного экситона и мелких примесей в деформированном Si (254). в) Расщепление уровней МЭПК в Si, деформированном вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (256). г) Влияние расщепления зоны проводимости (258). д) «Горячая» люминесценция МЭПК (259). е) Особенности расщепления уровней при сильной $j - j$ связи (260). ж) Поляризация линий излучения МЭПК в деформированном кремнии (262). з) Энергия связи МЭПК в деформированном Si (266).	
7. Влияние магнитного поля на спектры МЭПК	267
а) Зеемановское расщепление (267). б) α -линии в Si (P) в геометрии Фойхта (269). в) α -линии в Si (P) в геометрии Фарадея (271). г) МЭПК в Si (B) в геометрии Фойхта (273). д) Спектры $HA\dot{E}_m$ при сильном $j - j$ -взаимодействии (274). е) Поляризация излучения МЭПК в продольном магнитном поле (275). ж) g -факторы электронов и дырок в МЭПК (277). з) Диамагнитное расщепление термов ЭПК на НД в Ge (278). и) Диамагнитные сдвиги линий МЭПК в Si (279).	
8. Электронно-дырочный и электронно-электронный обмен и тонкая структура уровней МЭПК в Si	280
9. Заключение	282
Цитированная литература	282

1. ВВЕДЕНИЕ

В спектрах излучения полупроводников наряду с линиями излучения свободных экситонов наблюдаются линии, обусловленные рекомбинацией экситонов, связанных на примесях. Предположение о возможности существования в полупроводниках экситонов, связанных с мелкими примесями (экситонно-примесных комплексов — ЭПК), было впервые высказано Лампертом¹ еще в 1958 г. В этой работе рассматривался экситон, связанный на нейтральном доноре (НД) или акцепторе (НА), как аналог двухатомной молекулы. В полупроводнике (Si) связанные состояния экситона с мелкими примесями были обнаружены Хейнсом в 1960 г.² В настоящее время наряду с экситонно-примесными комплексами на нейтральных центрах во многих кристаллах обнаружены также экситоны, связанные на заряженных центрах и изоэлектронных ловушках.

В 1970 г. Каминский и Покровский³ обнаружили, что в спектрах излучательной рекомбинации Si, легированного бором, при больших уров-

них возбуждения появляется серия узких линий, расположенных в шкале энергий ниже линии излучения ЭПК на акцепторе. При этом, как было установлено в ³⁻⁵, более длинноволновые линии возгораются при больших уровнях возбуждения. Основываясь на этом, авторы интерпретировали обнаруженный спектр как результат излучательной рекомбинации комплекса, состоящего из нейтрального примесного центра и нескольких связанных на нем экситонов. Такие многоэкситонные комплексы будем далее обозначать символом МЭПК, а состояние с определенным числом m связанных экситонов на нейтральном доноре — НДЭ $_m$ и акцепторе — НАЭ $_m$. Авторы ³⁻⁵ предположили, что более длинноволновые линии обнаруженного дискретного спектра соответствуют комплексам с большим числом m . Работы Покровского с соавторами ³⁻⁵, Зауэра ⁶, Косаи и Гершензона ⁷, в которых были обнаружены новые серии линий, связанные с другими примесями в Si, и детально исследована зависимость интенсивности линий серии от уровня возбуждения, подтвердили высказанное в ³ предположение о их природе. Однако результаты последующих работ Зауэра и Вебер ^{8, 9}, посвященных исследованию расщепления линий, приписываемых связанным многоэкситонным комплексам, в магнитном поле и в деформированных кристаллах Si, не нашли первоначально объяснения в рамках модели МЭПК, в связи с чем авторы ^{8, 9} категорически отвергли эту идею. Хотя их вывод оказался поспешным, сами работы ^{8, 9} несомненно стимулировали интерес к проблеме МЭПК. В результате выполненных за последние годы экспериментальных и теоретических работ концепция МЭПК была не только подтверждена, но и был достигнут существенный прогресс в понимании их структуры, а также значительно расширен как круг изучаемых объектов, так и число экспериментальных методик, использованных для изучения таких комплексов.

Авторы настоящего обзора ставят целью изложить основные результаты экспериментальных и теоретических исследований в этой области, а также отметить ряд вопросов, требующих дальнейшего изучения.

2. ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ СВЯЗАННЫХ МНОГОЭКСИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

Причиной устойчивости связанных многоэкситонных комплексов с несколькими экситонами в не прямых полупроводниках Si, Ge, SiC и других является высокая степень вырождения зон. Если в полупроводниках с простыми зонами в точке Γ в одном и том же орбитальном $1s$ -состоянии могут находиться только 2 электрона с противоположными спинами, то в Si, где экстремумы расположены в точках Δ , в этом состоянии могут находиться 12 электронов, отличающихся либо спинами, либо блоховскими функциями. В Ge экстремумы зоны проводимости находятся в точках L , и кратность вырождений основного электронного состояния равна 8. Во всех этих кристаллах валентная зона в точке экстремума Γ 4-кратно вырождена, и поэтому в одном и том же орбитальном состоянии могут находиться 4 дырки с моментами $j_x = \pm 3/2, \pm 1/2$. Роль вырождения зон, как причины устойчивости связанных многочастичных состояний, была проиллюстрирована еще в 1972 г. Вангом и Киттелем ¹⁰, которые на примере модельного многодолинного полупроводника с отношением эффективных масс электронов и дырок $m_e/m_h \rightarrow 0$ показали возможность существования таких комплексов с энергией связи порядка экситонного ридберга на каждую связанную пару. Еще в первых работах, посвященных связанным экситонам ^{11, 12} для их описания использовалось одноэлектронное приближение, т. е. предполагалось, что электроны и дырки находятся в самосогласованном поле, симметрия которого совпадает с симметрией

примесного центра. При этом учитывалось орбитально-долинное расщепление основного состояния НД и предполагалось, что оба электрона в ЭПК на НД находятся в нижнем из расщепившихся состояний Γ_1 , и поэтому их спины антипараллельны. Эта модель позволила объяснить наблюдаемое зеемановское расщепление линий излучения ЭПК в GaP и Si. Подобная модель использовалась Дином и др.¹³, которые исследовали расщепление линий излучения комплексов в кубических кристаллах SiC в магнитном поле. Они нашли, что для объяснения одинакового числа зеемановских компонент у линий МЭПК с разным числом e-h-пар достаточно предположить, что электроны и дырки в комплексах заполняют одночастичные состояния в соответствии с принципом Паули.

Логическое завершение эти идеи получили в работах Кирченко^{14, 15}, в которых было высказано предположение о том, что в комплексах на нейтральных донорах (НДЭ_m) два электрона заполняют нижний уровень Γ_1 , а остальные $m - 1$ электронов заполняют верхние уровни, отщепившиеся в результате орбитально-долинного взаимодействия. Например, в Si, где 12-кратно вырожденное основное состояние НД в результате взаимодействия с короткодействующим полем донора расщепляется на 3 терма Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 ¹⁶, $m - 1$ электронов заполняют термы Γ_3 и Γ_5 , имеющие практически одну и ту же энергию. Исключение составляет только Li, для которого нижними являются уровни Γ_3 и Γ_5 . В Ge 8-кратно вырожденное основное состояние НД расщепляется на Γ_1 и Γ_5 ¹⁶ и в комплексах с $m \geq 2$ заполняется уровень Γ_5 . Величина орбитально-долинного расщепления Δ_{VO} , так же как и энергия связи, зависит от числа связанных экситонов, а также от примеси, на которой происходит связывание. Основным состоянием для дырки в ЭПК в Si, Ge, SiC является 4-кратно вырожденное состояние Γ_8 . Соответственно для двух дырок основными состояниями являются антисимметризованные по спину состояния с полным моментом $J = 0$ (Γ_1) и $J = 2$. Разность энергий этих состояний называется $j - j$ -расщеплением. Состояние $J = 2$ короткодействующим потенциалом примеси расщепляется на 2 терма Γ_3 и Γ_5 ¹⁵. Для трех дырок основным состоянием является состояние Γ_8 с $J = 3/2$, а для четырех — невырожденное состояние Γ_1 с $J = 0$. Следующие дырки заполняют возбужденные состояния Γ_x , отличающиеся от основного плавной функцией. Согласно¹⁷, в Si ближайшим к Γ_8 является двухкратно вырожденное состояние Γ_7 , в которое значительный вклад дают функции валентной зоны Γ_7 , отщепившейся от зоны Γ_8 в результате спин-орбитального взаимодействия.

Для экситонов, связанных на НД, $j - j$ -расщепление, так же как и $\Gamma_3 - \Gamma_5$ -расщепление терма $J = 2$, мало и обычно не проявляется в спектрах. В этом случае можно считать, что две дырки заполняют все возможные в соответствии с принципом Паули состояния, как это показано на рис. 1, где приведена схема заполнения состояний НДЭ_m¹⁵. В соответствии с этой схемой основное состояние НДЭ_m в Si можно обозначить в виде

$$\left. \begin{aligned} &\{2\Gamma_1; \Gamma_8\} \text{ при } m = 1, \\ &\{2\Gamma_1, (m-1)\Gamma_{3,5}; m\Gamma_8\} \text{ при } 2 \leq m \leq 4, \\ &\{2\Gamma_1, (m-1)\Gamma_{3,5}; 4\Gamma_8, (m-4)\Gamma_7\} \text{ при } m = 5, 6. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

В соответствии с оболочечной моделью (ОМ) нижнее возбужденное состояние МЭПК образуется при переходе одного электрона из оболочки Γ_1 в $\Gamma_{3,5}$. При $m \leq 4$ эти состояния обозначаются как

$$\{\Gamma_1, m\Gamma_{3,5}; m\Gamma_8\} \quad (2)$$

Существенное понижение энергии в состоянии Γ_1 для НД связано с большой амплитудой плавной волновой функции электрона в области притягивающего потенциала центральной ячейки. В комплексах на НА электроны наоборот выталкиваются полем иона из центральной ячейки. Поэтому для комплексов, связанных на НА в Si, расщепление между электронными состояниями Γ_1 и $\Gamma_{3,5}$ незначительно и практически не проявляется

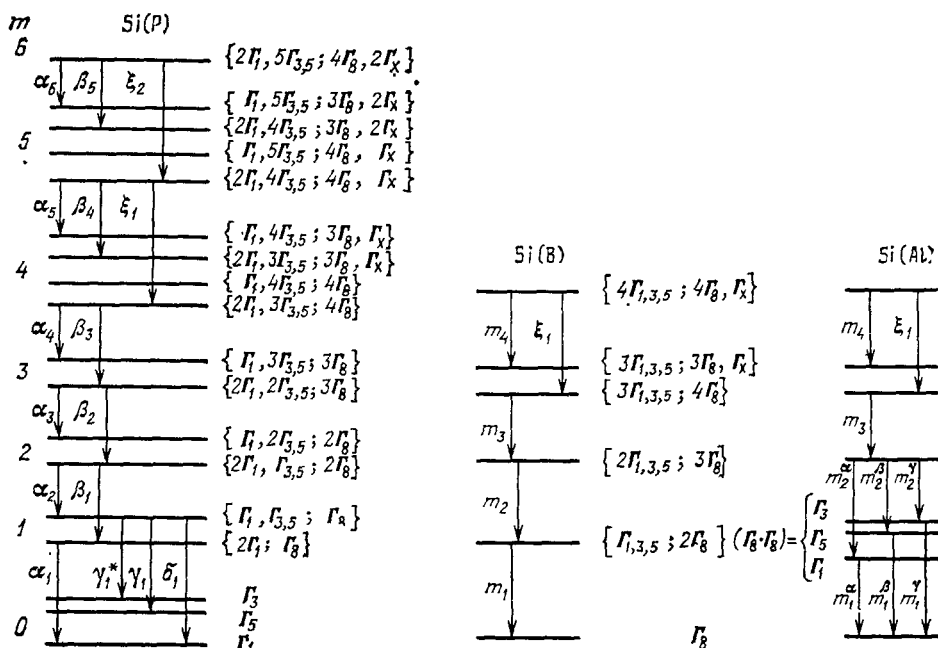


Рис. 1. Схема оптических переходов между энергетическими термами МЭПК на мелких нейтральных примесях замещения P, B и Al в Si.

P — нейтральный донор, B и Al — нейтральные акцепторы в случаях слабого и сильного $j-j$ -взаимодействия.

в спектрах. В этом случае в нижнем состоянии $\Gamma_{1,3,5}$ может находиться до 12 электронов. В ЭПК на наиболее мелком акцепторе — боре, $j-j$ -расщепление также мало^{18,19}. Схема заполнения состояний МЭПК на боре показана на рис. 1. В соответствии с этой схемой основное состояние НАЭ_m в Si можно обозначить как

$$\begin{aligned} &\{m\Gamma_{1,3,5}; (m+1)\Gamma_8\} \quad \text{при } m \leq 3, \\ &\{m\Gamma_{1,3,5}; 4\Gamma_8, (m-3)\Gamma_7\} \quad \text{при } m = 4, 5. \end{aligned} \quad (3)$$

Для комплексов на более глубоких акцепторах — Al, Ga, In в спектрах люминесценции НАЭ_m с одним и двумя связанными экситонами отчетливо наблюдается расщепление линий, вызванное расщеплением основного состояния дырок в ЭПК на 3 терма Γ_1 , Γ_3 , Γ_5 ^{15, 20-22 *}).

*) В ранних работах^{23, 24} расщепление терма $J = 2$ связывалось с обменным взаимодействием дырок $J = 2$ с электроном $s = 1/2$, приводящим к образованию двух состояний с полным моментом $3/2$ и $5/2$. Однако величина наблюдаемого расщепления существенно превышала ожидаемое для Si обменное расщепление. В^{15, 25} было предположено, что появление трех линий в спектрах может быть связано с расщеплением терма $J = 2$ короткодействующим полем примеси, имеющим симметрию T_d . Для МЭПК и НД, также как и на B, это расщепление мало из-за малой плотности волновой функции дырок на центре.

Кратность вырождения термов в оболочечной модели выше, чем это следует из теории групп для кубического кристалла, в котором максимальная степень вырождения для состояний с целым спином равна 3 и с полуцелым — 4. Это обстоятельство связано с тем, что оболочечная модель не учитывает корреляции между частицами, которые должны приводить к дополнительному расщеплению термов. Тонкая структура линий излучения МЭПК в Si была обнаружена в работе ²⁶ при использовании спектральной аппаратуры с высоким разрешением (решеточный монохроматор + интерферометр). В Ge, где эти расщепления больше, дополнительная тонкая структура уровней ЭПК на НД недавно обнаружена в ²⁷. Ниже мы подробнее обсудим причины возникновения тонкой структуры уровней МЭПК.

3. СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МЭПК В Si

В не прямых полупроводниках рекомбинация электронов и дырок сопровождается передачей импульса фонону или примеси. В Si разрешены переходы с испусканием (или поглощением) всех четырех фононов TO, TA, LO и LA. Соответствующие линии сдвинуты, по сравнению с бесфононными (NP), на частоту соответствующего фонона с волновым вектором K_{Δ} . Наиболее интенсивными в Si являются NP- и TO-линии.

а) Одноэлектронные переходы

Наиболее интенсивными излучательными переходами в комплексах являются одноэлектронные переходы, в результате которых рождается фотон и образуется новый комплекс с меньшим на единицу числом связанных экситонов. Как указывалось выше, в комплексах на донорах замещения 2 электрона находятся на нижнем уровне Γ_1 , а остальные $m - 1$ на верхнем, т. е. $\Gamma_{3,5}$ в Si и Γ_5 в Ge. В этом случае в комплексах, содержащих 2 или более экситонов, возможны переходы двух типов (см. рис. 1) ¹⁵, а именно, так называемые α -переходы:

$$\{2\Gamma_1, (m - 1) \Gamma_{3,5}; m\Gamma_8\} \rightarrow \{\Gamma_1, (m - 1) \Gamma_{3,5}; (m - 1) \Gamma_8\}, \quad (4)$$

когда рекомбинирует электрон Γ_1 и остающийся комплекс находится в возбужденном состоянии, и β -переходы:

$$\{2\Gamma_1, (m - 1) \Gamma_{3,5}; m\Gamma_8\} \rightarrow \{2\Gamma_1, (m - 2) \Gamma_{3,5}; (m - 1) \Gamma_8\}, \quad (5)$$

когда рекомбинирует электрон $\Gamma_{3,5}$ и комплекс остается в основном состоянии. В НДЭ₁ (2 электрона Γ_1) возможен только α -переход, при этом в результате излучательного распада остается нейтральный донор в основном состоянии. Ключевым для объяснения спектров МЭПК на НД явилось сделанное Кирченовым ¹⁵ предположение о том, что все линии, наблюдаемые в бесфононных спектрах НДЭ_m в Si (P) (рис. 2), связаны с рекомбинацией электрона из состояния Γ_1 , т. е. являются α -линиями. Хотя β -линии в NP спектрах в Si и не запрещены правилами отбора (см. ниже), они практически не наблюдаются. Причина этого заключается в том, что комбинации блоховских функций, соответствующие всем состояниям терма $\Gamma_{3,5}$, обращаются в нуль в центре донора, где его короткодействующий потенциал максимален. Амплитуда волновой функции дырки на доноре также мала. Поэтому матричный элемент для соответствующих не прямых NP-переходов мал.

Линии излучения, обусловленные рекомбинацией электронов $\Gamma_{3,5}$ были обнаружены Тьюалтом (см. рис. 2) ¹⁸ в фононных компонентах спектра. В согласии с тем, что доля электронов $\Gamma_{3,5}$ увеличивается с ростом числа

экситонов в комплексе, отношение интенсивностей β - и α -линий $I(\beta_{m-1})/I(\alpha_m)$ возрастает с увеличением m .

Энергии связи экситона в комплексах δ_m можно определить по положению линий α_1 для $m = 1$ и β_{m-1} для $m = 2-4$. В Si (P) они равны 4,58; 3,8; 6,69 и 9 мэВ для $m = 1, 2, 3$ и 4 соответственно. Немонотонное поведение δ_m при $m = 2$ связано с началом заполнения новой электронной оболочки $\Gamma_{3,5}$ в НДЭ₂. В работе²⁸ была сделана попытка определить энергии связи экситонов в МЭПК термодинамическим методом. Полученные

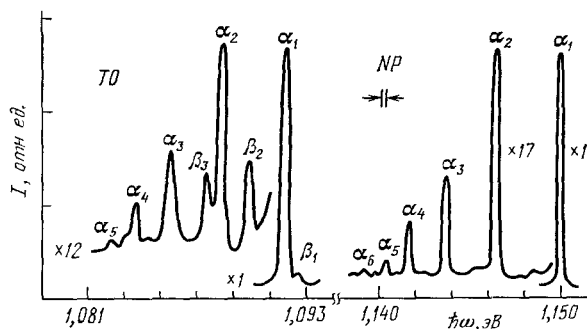


Рис. 2. Спектры излучения МЭПК в Si (P), в бесфононной (NP) области и с испусканием ТО-фононов ($T = 4,2$ К)¹⁸.

авторами значения для δ_1 и δ_2 оказались близкими к указанным выше, а значения δ_3 и δ_4 — в 3—4 раза меньше. Однако не исключено, что для короткоживущих МЭПК с $m = 3$ и 4 не достигается термодинамическое равновесие.

Разность частот линий β_m и α_{m-1} определяет величину орбитально-долинного расщепления: $\Delta_{mvo} = \hbar\omega(\beta_{m-2}) - \hbar\omega(\alpha_{m-1})$. В Si (P) для МЭПК с $m = 1-3$ Δ_{mvo} составляет примерно 4 мэВ¹⁸. Как и ожидалось, эта величина заметно меньше расщепления $\Gamma_1 - \Gamma_5$ для нейтрального донора (~ 12 мэВ). Более того, в отличие от величины расщепления $\Gamma_1 - \Gamma_5$, в нейтральном доноре величины Δ_{mvo} почти не изменяются при переходе от одного донора к другому²⁴. Отметим также, что $\Delta_{2vo} > \delta_3 = 3,8$ мэВ, т. е. возбужденное состояние МЭПК с двумя экситонами в Si (P) нестабильно по отношению к распаду на ЭПК и свободный экситон. Тем не менее из полуширины линии излучения α_3 следует, что время жизни этого состояния, по крайней мере, не меньше, чем 10^{-10} с.

В Si (Li) (донор внедрения), где электроны в МЭПК при низких температурах находятся только на нижнем уровне $\Gamma_{3,5}$, каждому комплексу в спектре излучения отвечает только одна линия m_m (рис. 3). Аналогичная ситуация имеет место в МЭПК на НА при отсутствии $j-j$ -расщепления (т. е. в Si (B) (рис. 4)), так как для этих центров, как было указано выше, состояния Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 имеют практически одну и ту же энергию.

Энергии связи экситонов в МЭПК в Si (Li) и Si (B) можно определить по спектральному положению линий m_m . Величина δ_m монотонно возрастает по мере заполнения основных электронной и дырочной оболочек (табл. I). Из табл. I видно, что в Si (B) $\delta_3 \approx 2\delta_1$, а в Si (Li) $\delta_4 \approx 3\delta_1$.

В МЭПК на нейтральных донорах с $m \geq 5$ и нейтральных акцепторах с $m \geq 4$ дырки заполняют помимо оболочки Γ_8 верхнюю оболочку Γ_x .

Т а б л и ц а I

Энергии связи МЭПК в Si, определенные спектроскопическим (δ) и термодинамическим (δ^*) методами (по данным работ 18, 28, 30)

m	В		Al		Р		Li
	δ_{18}	δ^*_{28}	δ_{18}	δ^*_{28}	δ_{18}	δ^*_{28}	δ_{30}
1	3,9	3,6	5,1	4,4	4,6	4,9	3,4
2	6,1	6,0	5,2	4,6	3,8	5,8	5,9
3	8,3	6,1	8,5	6,8	6,7	4,5	8,15
4	—	3,0	—	—	—	3,3	10
5	—	—	—	—	—	2,2	7,5
6	—	—	—	—	—	—	8,8

Поэтому в спектрах излучения таких комплексов в принципе могут наблюдаться две серии линий, связанные с рекомбинацией дырок из оболочки Γ_8 и из оболочки Γ_X . Соответственно в первом случае МЭПК переходит в возбужденное состояние:

$$\{m\Gamma_{1,3,5}; 4\Gamma_8, (m-3)\Gamma_X\} \rightarrow \{(m-1)\Gamma_{1,3,5}; 3\Gamma_8, (m-3)\Gamma_X\}. \quad (6)$$

При рекомбинации дырки Γ_X МЭПК переходит в основное состояние:

$$\{m\Gamma_{1,3,5}; 4\Gamma_8, (m-3)\Gamma_X\} \rightarrow \{(m-1)\Gamma_{1,3,5}; 4\Gamma_8, (m-4)\Gamma_X\}. \quad (7)$$

Пьезо- и магнетоспектроскопические исследования (см. гл. 6, 7) показали, что линии, наблюдаемые в спектрах МЭПК на НД и НА, отвечают переходам типа (6), поэтому по положению этих линий в случае комплексов

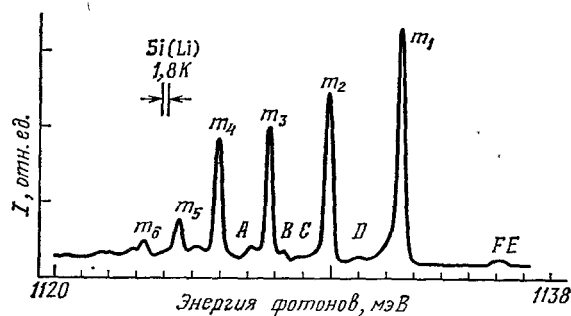


Рис. 3. Спектр излучения МЭПК в Si (Li) с испусканием ТА-фонона ($T = 1,8$ K) ³⁰.

с числом дырок, превышающим четыре, уже нельзя судить об энергии связи δ_m . Переходам типа (7) для МЭПК с $m = 5$ и 6 в Si (Li), возможно, отвечают слабые линии А и В ³⁰ (рис. 3). Однако амплитуда этих линий мала, и они до сих пор не исследовались сколь-нибудь подробно. В Si (В) линия излучения МЭПК, отвечающая переходу (7), должна быть расположена фиолетовее линии m_4 в области интенсивных линий $m_1 \div m_3$ и пока не выделена на их фоне.

В МЭПК на НД линии (7), отвечающие рекомбинации дырок Γ_X с электронами из внутренней оболочки Γ_1 , должны наблюдаться и в бесфононном спектре, где линии уже и их число существенно меньше (при-

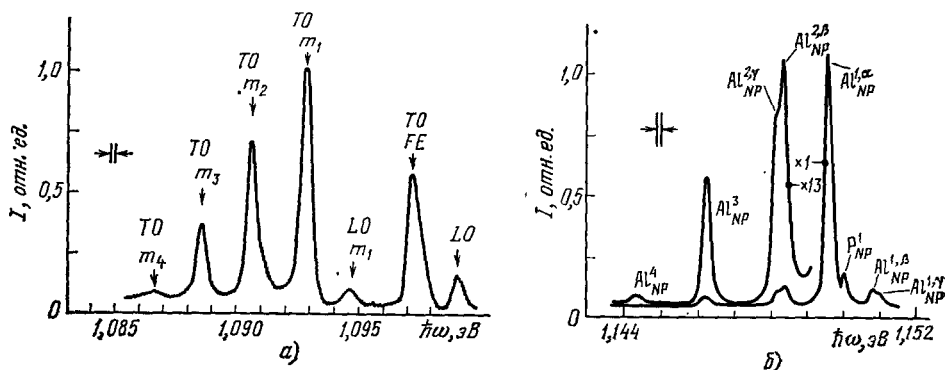


Рис. 4. Спектры излучения МЭПК на акцепторах.
а) $\text{Si}(\text{B})^{18}$, $T = 1,8 \text{ K}$; б) $\text{Si}(\text{Al})^{18}$, $T = 4,2 \text{ K}$. Линия P_{NP}^1 связана с излучением НДЭ, на остаточной примеси фосфора.

сутствуют только α -линии). Обнаружение этих линий позволило бы идентифицировать дырочную оболочку Γ_X . Как указано выше, на более глубоких, чем бор, акцепторах в ЭПК оказывается существенным $j-j$ взаимодействие дырок, которое приводит к расщеплению уровня ЭПК на три

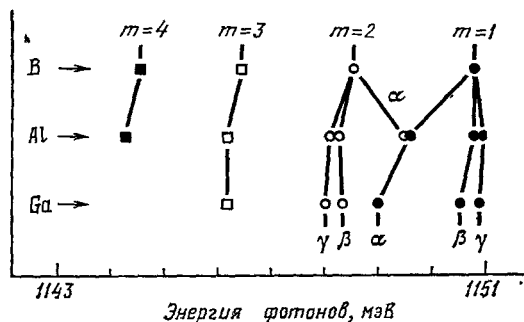


Рис. 5. Расположение в шкале энергий линий излучения МЭПК в Si , легированном различными акцепторами.

терма Γ_1 , Γ_3 , Γ_5 . Схема переходов в этом случае показана на рис. 1, а положение соответствующих линий для B, Al и Ga ¹⁸ — на рис. 5.

В спектрах излучения экситонов, связанных на НД в Si , наряду с линиями α и β при повышении температуры до 19 K наблюдаются дополнительные линии, связанные с переходом из возбужденных состояний, в которых один из электронов возбужден из уровня Γ_1 в состояние $\Gamma_{3,5}$ (рис. 6) ¹⁸. В этом случае возможна рекомбинация электрона Γ_1 (переходы γ^1 , γ^{1*} в возбужденное состояние НД) и электрона $\Gamma_{3,5}$ (переход δ в основное состояние НД). В $\text{Si}(\text{P})$ разрешаются обе линии $\gamma^{(1)}$ и γ^{1*} , соответствующие переходам в состояния Γ_5 и Γ_3 НД, несколько различающиеся по энергии. Переходы из возбужденного состояния ЭПК впервые, по-видимому, наблюдались Дином с соавторами ³¹, однако правильно были проинтерпре-

тированы лишь в рамках ОМ Тьюалтом¹⁸, разрешившим в спектре излучения Si (P) при 19 К все три линии γ^1 , γ^{1*} и δ . Несколько раньше пере-

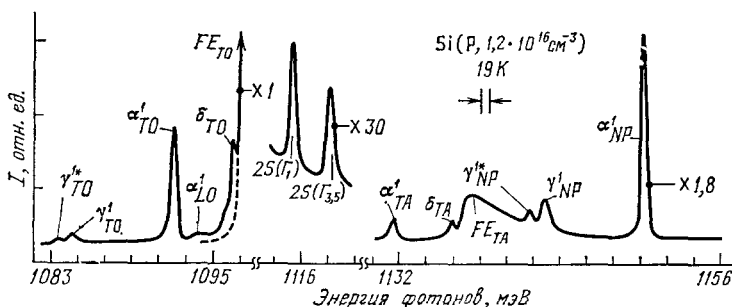


Рис. 6. Спектр излучения НДЭ₁ в Si (P) ($T = 19$ К)¹⁸.

ход δ был обнаружен в спектрах модуляционного поглощения Si (P)³², однако авторы ошибочно интерпретировали его как двухэлектронный переход для свободного экситона (см., например,³³).

б) Двухэлектронные переходы в ЭПК

Помимо рассмотренных выше одноэлектронных переходов в спектрах излучения ЭПК на донорах фосфора наблюдались также так называемые двухэлектронные переходы, при которых один из оставшихся электронов переходит из основного состояния $1s$ в возбужденное состояние ns , а именно переходы^{18, 34}

$$\{2\Gamma_1(1s); \Gamma_8\} \rightarrow \{\Gamma_1(ns)\} \text{ с } n = 2 - 6 \quad (8)$$

и переходы (рис. 6)¹⁸

$$\{\Gamma_1, \Gamma_{3,5}(1s); \Gamma_8\} \rightarrow \{\Gamma_{3,5}(2s)\}. \quad (9)$$

Интенсивность линий излучения, отвечающих этим переходам, значительно меньше, чем линий α_1 или δ . Строго говоря, переходы (8), (9) не являются запрещенными в рамках одноэлектронной модели, так как волновые функции $1s$ -электронов в ЭПК не ортогональны функциям ns -электронов в НД. Различие между переходами (8), (9) и (4), (5) носит с этой точки зрения количественный характер, и Кирченко предлагает называть их также одноэлектронными¹⁵.

В рамках оболочечной модели запрещенными являются такие переходы, в которых конечное электронное состояние ортогонально исходному. К ним относятся, например, переходы¹⁵

$$\{2\Gamma_1(1s); \Gamma_8\} \rightarrow \Gamma_{3,5}(ns) \quad (10)$$

с $n = 1, 2, \dots$, поскольку любое состояние Γ_1 ортогонально любому состоянию $\Gamma_{3,5}$. Переходы такого типа не наблюдались в слабелегированных кристаллах Si ни в бесфононных спектрах, ни в спектрах соответствующих фононных повторений.

Заметим, что в общем случае, т. е. при учете корреляции между частицами в комплексе, нужно рассматривать не представления отдельных частиц, а общие представления начального и конечного состояния. При таком общем подходе теория групп, например, не запрещает перехода типа (10)¹⁵. Действительно, такие переходы наблюдались в Ge, где корреляционные расщепления существенно больше, чем в Si (см. гл. 4).

4. ТОНКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЭПК В Ge

В отличие от кремния, в Ge твердо установлено существование МЭПК только с одним и двумя связанными экситонами ^{35, 27}.

В работах ²⁷ была обнаружена тонкая структура уровней экситона, связанного на НД (Bi, P, As). Эта тонкая структура проявилась как в бесфононных спектрах люминесценции, связанных с переходами $\text{НДЭ}_2 \rightarrow \text{НДЭ}_1$ и $\text{НДЭ}_1 \rightarrow \text{НД}$, так и в спектрах поглощения, связанных с возбуждением связанного экситона и LA-фонона.

На рис. 7 показана тонкая структура линий ЭПК на As и P.

В Ge 4-кратно вырожденное состояние НД в результате орбитально-долинного взаимодействия расщепляется на 2 терма Γ_1 и Γ_5 . В соответствии с оболочечной моделью в основном состоянии ЭПК электроны заполняют оба спиновых состояния Γ_1 , в первом возбужденном — одно — Γ_1 и одно Γ_5 . Приведенные на рис. 7 спектры соответствуют переходам в основное и первое возбужденное состояние НД. Как указывалось выше, оболочечная модель не учитывает электрон-электронных и электрон-дырочных корреляций. В соответствии с теорией групп в результате электрон-электронных корреляций возбужденное состояние $\{\Gamma_1, \Gamma_5; \Gamma_8\}$ должно расщепиться на два, соответствующих симметризованному и антисимметризованному произведению $(\Gamma_1 \cdot \Gamma_5)$. Волновая функция состояния $\{(\Gamma_1 \cdot \Gamma_5)_c; \Gamma_8\}$, содержащая симметризованное произведение волновых функций разных долин, антисимметризована по спину (полный спин двух 1s-электронов равен нулю). Антисимметризованным по орбитальным состояниям термам $\{(\Gamma_1 \cdot \Gamma_5)_{ac}; \Gamma_8\}$ соответствуют симметризованные по спину состояния с $S = 1$ и $S_z = \pm 1; 0$. Верхнее возбужденное состояние $\{2\Gamma_5; \Gamma_8\}$ расщепляется на 4 терма, соответствующих $(\Gamma_5 \cdot \Gamma_5)_c = \Gamma_{1c} + \Gamma_{3c} + \Gamma_{5c}$ и $(\Gamma_5 \cdot \Gamma_5)_{ac} = \Gamma_{5ac}$.

Состояние Γ_{1c} может смешиваться с основным состоянием Γ_1 , состояния Γ_{5c} и Γ_{5ac} — с соответствующими термами первого возбужденного уровня, что приводит к изменению их энергий и волновых функций. Причиной расщепления симметризованных и антисимметризованных состояний является различие в энергии двух электронов, находящихся в одной или разных долинах. Из-за сильной анизотропии эффективных масс в Ge ($m_{e\parallel} \approx 20 m_{e\perp}$) волновая функция электрона на доноре в каждой долине сжата вдоль главной оси долины. Из-за меньшего перекрытия волновых функций энергия кулоновского отталкивания для электронов, находящихся в разных долинах меньше, чем для электронов в одной и той же долине. Подобное расщепление одно- и двухдолинных состояний

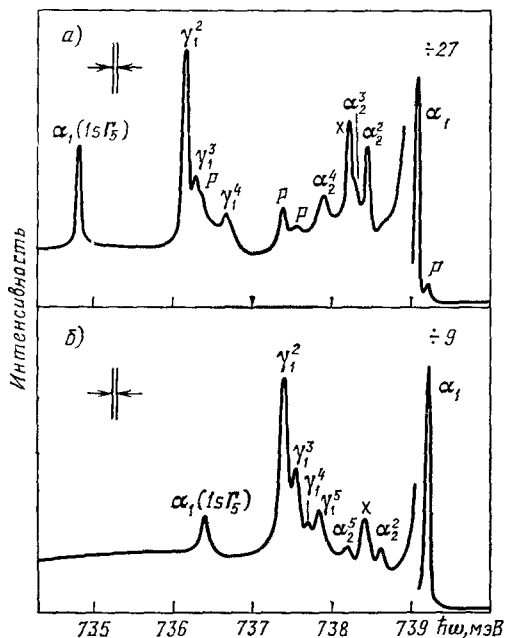


Рис. 7. Спектры излучения МЭПК на доноре в Ge в бесфононной области ($T = 1,5 \text{ K}$) ²⁷. Число связанных в комплексе экситонов указывает нижний индекс. а) Ge(As), б) Ge(P).

наблюдалось в ^{37, 38} на D^- центрах в Ge и Si. Указанное расщепление мы будем называть корреляционным. Если величина орбитально-долинного расщепления равна Δ_{1VO} , а разность энергий одно- и двух долинных состояний двух электронов — Δ_{cor} , то энергия основного состояния $\{2\Gamma_1; \Gamma_8\}$ равна ³⁶

$$E(\Gamma_1) = \Delta_{1VO} + \frac{1}{2} \Delta_{cor} - \sqrt{\Delta_{1VO}^2 + \frac{1}{2} \Delta_{1VO} \Delta_{cor} + \frac{1}{4} \Delta_{cor}^2}, \quad (11)$$

а энергия двух расщепившихся термов $\{\Gamma_1, \Gamma_5; \Gamma_8\}$ —

$$E(\Gamma_{5c}) = \frac{3}{2} \Delta_{1VO} + \frac{1}{2} \Delta_{cor} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_{1VO}^2 + \Delta_{cor}^2}, \quad (12)$$

$$E(\Gamma_{5ac}) = \Delta_{1VO}. \quad (13)$$

Для возбужденных состояний $\{2\Gamma_5; \Gamma_8\}$

$$E(\Gamma_{3c}) = E(\Gamma_{4c}) = 2\Delta_{1VO}, \quad (14)$$

$$E(\Gamma_{5c}) = \frac{3}{2} \Delta_{1VO} + \frac{1}{2} \Delta_{cor} + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_{1VO}^2 - \Delta_{cor}^2}, \quad (15)$$

$$E(\Gamma_{1c}) = \Delta_{1VO} + \frac{1}{2} \Delta_{cor} + \sqrt{\Delta_{1VO}^2 + \frac{1}{2} \Delta_{1VO} \Delta_{cor} + \frac{1}{4} \Delta_{cor}^2}. \quad (16)$$

Таким образом, при $\Delta_{cor} \ll \Delta_{1VO}$ расщепление терма $\{\Gamma_1, \Gamma_5; \Gamma_8\}$ равно $\Delta_{1VO}/2$. Корреляция между электронами и дырками должна приводить к дальнейшему расщеплению вырожденных состояний. В принципе имеются два механизма электронно-дырочного взаимодействия, приводящих к снятию вырождения. Один из них — электронно-дырочный обмен, приводящий к расщеплению термов с моментом дырок $3/2$ и моментом электронов $S = 1$ на 3 уровня с полным моментом $1/2, 3/2$ и $5/2$. По оценкам величина обменного расщепления в Ge не превышает 0,1 мэВ, и экспериментально оно не наблюдалось. Второй механизм связан с кристаллическим расщеплением основного состояния дырок Γ_8 в экситоне на два терма $L_4 + L_5$ и L_6 . Это расщепление вызывается несферическим распределением электронов, связанным с анизотропией эффективной массы. Состояния $L_4 + L_5$ и L_6 соответствуют проекциям момента дырок на направление данного экстремума равным $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$. Величина кристаллического расщепления Δ_{cr} для свободного экситона в Ge около 1 мэВ ^{39, 40}, в Si — около 0,3 мэВ ⁴¹. В ЭПК в результате кристаллического расщепления терм $\{\Gamma_5; \Gamma_8\}$ расщепляется на три: Γ_8, Γ_8 и $(\Gamma_6 + \Gamma_7)$, а состояние $\{\Gamma_3; \Gamma_8\}$ на два — Γ_8 и $(\Gamma_6 + \Gamma_7)$. Согласно расчетам энергия состояний Γ_6 и Γ_7 одинакова. Кристаллическое расщепление также смешивает состояния $\Gamma_{8c}, \Gamma_{8ac}$ или $(\Gamma_6 + \Gamma_7)_c$, произошедшие из разных термов. Схема расщепления уровней ЭПК в результате корреляционного и кристаллического расщеплений ³⁶ показана на рис. 8. Там же указаны величины смещений уровней, рассчитанные при условии, что $\Delta_{cor} \ll \Delta_{1VO}$ и $\Delta_{cr} \ll \Delta_{1VO}$. Для состояний $\{2\Gamma_5; \Gamma_8\}$ также предполагалось, что $\Delta_{cr} \ll \Delta_{cor}$. В этом приближении энергия трех состояний $\Gamma_6 + \Gamma_7, \Gamma_8, \Gamma_6 + \Gamma_7$ не меняется. Заметим, что учет только кристаллического расщепления при $\Delta_{cor} = 0$ приводит к полному расщеплению термов в соответствии с рис. 7. Согласно этой схеме состояние $\{\Gamma_1, \Gamma_5; \Gamma_8\}$ должно расщепляться на 6 подуровней. В работах ²⁷ наблюдалось 4 уровня для As и 5 уровней для Р. Для идентификации этих уровней и определения величин корреляционного и кристаллического расщеплений необходимы дальнейшие эксперименты. В частности, было бы желательно исследовать поведение этих уровней в магнитном поле и при деформации. Для экситона, связанного на нейтральном акцепторе, орби-

тально-долинное расщепление, по-видимому, всегда мало. Как указано выше, в результате обменного взаимодействия при учете кубической анизотропии поля акцептора состояние двух дырок $(\Gamma_8 \cdot \Gamma_8)_{ac}$ расщепляется на 3 терма Γ_1 , Γ_5 , Γ_3 . Величину расщепления $\Gamma_5 - \Gamma_1$ будем обозначать Δ_{ex} , расщепление $(\Gamma_3 - \Gamma_1) - \Delta'_{ex}$. Кулоновское взаимодействие дырок с электроном, находящимся в определенной долине, понижает симметрию

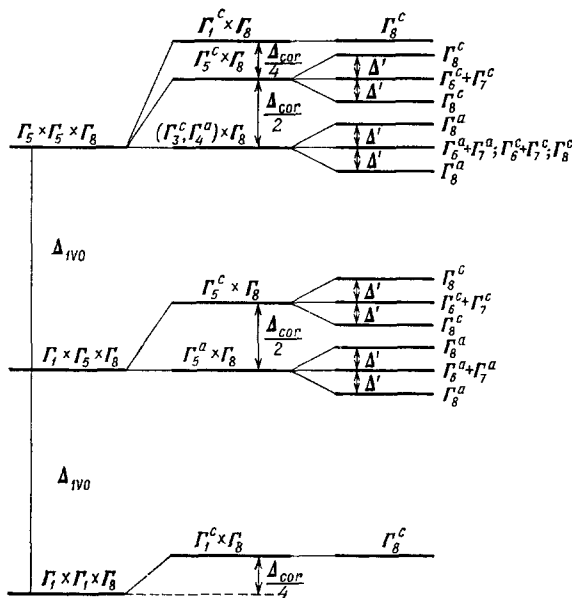


Рис. 8. Схема расщепления уровней НДЭ₁ в Ge³⁶.

$$\Delta' = \frac{1}{4} \Delta_{cr}, \quad \Delta_{cor} - \text{корреляционное расщепление.}$$

с T_d до C_{3v} . В результате происходит расщепление состояния Γ_5 на L_1 и L_3 , а состояния Γ_1 и Γ_3 преобразуются соответственно в L_1 и L_3 . При этом может происходить смешивание состояний L_1 , произошедших из Γ_1 и Γ_5 , а также термов L_3 , произошедших из Γ_3 и Γ_5 (см. рис. 8). Энергия состояний 1, 4, соответствующих представлениям Γ_1 , при учете кристаллического расщепления равна

$$E_{1,4} = \frac{1}{2} \Delta_{ex} \pm \sqrt{\frac{1}{2} \Delta_{ex}^2 + \Delta_{cr}^2}. \quad (17)$$

Энергия остальных уровней не меняется, т. е.

$$E_{2,3} = \Delta_{ex} \text{ и } E_{5,6} = \Delta'_{ex}. \quad (18)$$

Каждый из этих уровней четырехкратно вырожден по числу долин и двукратно по спину электронов.

Величина кристаллического расщепления для одной дырки Δ_{cr} в (17) может отличаться от значения Δ_{cr} для свободного экситона и экситона, связанного на нейтральном доноре. Видно, что согласно (18) смешивание состояний L_3 , произошедших из Γ_3 и Γ_5 , не происходит. Этот результат является следствием приближений, сделанных при выводе (17) и (18): в соответствии с оболочечной моделью предполагалось, что волновая функция двух дырок является антисимметризованным произведением функций каждой из дырок или суммой таких произведений, преобразующейся по соответствующему представлению.

5. ПРАВИЛА ОТБОРА ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ В МЭПК В Si И Ge

В рамках одноэлектронного приближения, лежащего в основе оболочечной модели, правила отбора для переходов из состояния МЭПК с m -экситонами в состояние с $(m - 1)$ - или $(m + 1)$ -экситонами определяются правилами отбора для рекомбинации или генерации отдельной пары электрон — дырка. При не прямых переходах излучение или поглощение фотона возможно только при одновременном излучении (поглощении) фонона или при передаче импульса примесному центру. В Si не прямые переходы можно рассматривать как результат виртуального перехода дырки Γ_{25} в одну из Δ -зон или электрона Δ_1 в одну из Γ -зон и последующую прямую рекомбинацию (или прямое возбуждение пары с последующим рассеянием электрона или дырки). В Ge не прямые переходы сопровождаются рассеянием электрона L_1 в одну из Γ -зон или дырки Γ_{25} в одну из L -зон. При расчете вероятности перехода необходимо учитывать интерференцию всех возможных каналов.

Применение метода инвариантов, основанного на общих соображениях симметрии, дает возможность определить общий вид матричных элементов перехода, не рассматривая конкретно вклад каждого из каналов. Эти правила отбора определяются лишь симметрией группы волнового вектора в точках экстремума и представлениями, по которым преобразуются волновые функции электронов и дырок в точке экстремума.

В табл. II приведены правила отбора для электронов Δ_6 и дырок Γ_8 в Si и электронов L_6 и дырок Γ_8 в Ge, полученные указанным методом^{25,42}. Эти правила отбора справедливы как для пар свободных носителей, так и для свободных экситонов. В табл. II ось z направлена по главной оси соответствующего экстремума, для Ge ось x выбрана в одной из плоскостей σ_v , в Si направление осей x, y произвольно. Значения j_z и s_z указывают проекции моментов дырок ($j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$) и электронов ($s_z = \pm 1/2$). В Si не прямые переходы разрешены с участием всех фононов, а именно продольного акустического LA-фонона с амплитудой смещения u_{LA} , соответствующего представлению Δ_1 , продольного оптического LO-фонона (u_{LO}) (представление Δ'_2) и поперечных ТО- и ТА-фононов (представление Δ_5). (В табл. II предполагается, что соответствующие смещения u_x, u_y преобразуются как yz и xz .) Видно, что правила отбора при рассеянии на LA-фононах определяются одной константой γ , на LO, ТО и ТА-фононах двумя — λ и η или α и β .

При определении правил отбора для бесфононной линии удобно представить потенциал примеси $V(r)$, на котором происходит рассеяние и который преобразуется по представлению Γ_1 группы T_d , как сумму потенциалов $V^+(r)$ и $V^-(r)$ четного и нечетного по отношению к операции C_{4v} , входящей в группу Δ (C_{4v}), но отсутствующей в группе T_d . Потенциалы V^+ и V^- преобразуются по представлениям Δ_1 и Δ'_2 группы Δ . Зная эти представления, можно определить правила отбора, приведенные в табл. II. При этом константа $\bar{\gamma}$ связана с рассеянием на V^+ , а $\bar{\lambda}$ и $\bar{\eta}$ — с рассеянием на V^- . В Si переходы через разные зоны дают сравнимый вклад. При переходах только через зону Γ_5 отличны от нуля $\alpha = \beta$, γ и $\bar{\gamma}$. При переходах через Δ_5 не равны нулю β , γ , η и $\bar{\eta}$. При переходах через Γ'_2 — $\eta = \lambda$, $\bar{\eta} = \bar{\lambda}$, остальные константы равны нулю. В Ge не прямые переходы из точки L в Γ разрешены лишь с участием LA-фонона с амплитудой u_{LA} (представление L_2) и ТО-фононов с амплитудами u_x, u_y (представление L_3). Правила отбора для LA-фонона определяются двумя константами λ и η , для ТО-фонона — тремя: α , β и γ ⁴². Переход с участием LO- и ТА-фононов разрешается при отступлении от точек экстремума⁴³. При опреде-

Таблица II

Правила отбора для непрямых переходов в Ge и Si

а) Ge, $\Gamma_8^+ - L_6$

j_z, s_z	3/2, -1/2	-3/2, 1/2	1/2, 1/2	-1/2, -1/2	1/2, -1/2	-1/2, 1/2
Фонон:						
LA	$-\eta e_{-u_{LA}}$	$\eta e_{+u_{LA}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \eta e_{-u_{LA}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} \eta e_{+u_{LA}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \lambda e_z u_{LA}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} \lambda e_z u_{LA}$
TO	$-(\alpha e_z u_{-} + \gamma e_{+} u_{+})$	$\alpha e_z u_{+} - \gamma e_{-} u_{-}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} (\alpha e_z u_{-} + \gamma e_{+} u_{+})$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} (\alpha e_z u_{+} + \gamma e_{-} u_{-})$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} \beta (e_{+} u_{-} + e_{-} u_{+})$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \beta (e_{+} u_{-} + e_{-} u_{+})$
NP	$-\bar{\eta} e_{-}$	$\bar{\eta} e_{+}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{\eta} e_{-}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{\eta} e_{+}$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\alpha} e_z$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\lambda} e_z$

б) Si, $\Gamma_8^+ - \Delta_6$

j_z, s_z	3/2, -1/2	-3/2, 1/2	1/2, 1/2	-1/2, -1/2	1/2, -1/2	-1/2, 1/2
Фонон:						
LA	$-\gamma e_{+} u_{LA}$	$-\gamma e_{-} u_{LA}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \gamma e_{+} u_{LA}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \gamma e_{-} u_{LA}$	0	0
LO	$-\eta e_{-} u_{LO}$	$\eta e_{+} u_{LO}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \eta e_{-} u_{LO}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} \eta e_{+} u_{LO}$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \lambda e_z u_{LO}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} \lambda e_z u_{LO}$
TO, TA	$-\alpha e_z u_{-}$	$\alpha e_z u_{+}$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \alpha e_z u_{-}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} \alpha e_z u_{+}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} \beta (e_{+} u_{-} + e_{-} u_{+})$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \beta (e_{+} u_{-} + e_{-} u_{+})$
NP	$-(\bar{\gamma} e_{+} + \bar{\eta} e_{-})$	$-(\bar{\gamma} e_{-} - \bar{\eta} e_{+})$	$\frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{\gamma} e_{+} + \bar{\eta} e_{-})$	$\frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{\gamma} e_{-} - \bar{\eta} e_{+})$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\alpha} e_z$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\lambda} e_z$

лении правил отбора для бесфононных переходов потенциал примеси $V(r)$ представляется в виде суммы потенциалов V^+ и V^- , четного и нечетного по отношению к инверсии i , входящей в группу L ($C_{3v} \cdot i$), но не входящей в T_d . Потенциалы V^+ и V^- преобразуются по представлениям L_1 и L_2' -группы L . Переходы из точки L в Γ разрешены только с рассеянием на потенциале V^- и правила отбора определяются двумя константами $\bar{\lambda}$ и $\bar{\eta}$.

В Ge разность энергии между экстремумами Γ_8' и L_1 намного меньше, чем расстояние от L_1 или Γ_{25}' от любого другого экстремума. Поэтому основной вклад в LA- и NP-линии вносят переходы через зону Γ_8' . При учете только этих переходов $\eta = \lambda$, $\bar{\eta} = \bar{\lambda}$ и правила отбора для LA- и NP-линий совпадают с правилами отбора для прямых переходов $\Gamma_8' - \Gamma_{25}'$. Переходы через зону L_2' дают вклад только в η и $\bar{\eta}$, через зону L_1' только в λ и $\bar{\lambda}$. При переходах через зону Γ_{15} $\lambda = -2\eta$, $\bar{\lambda} = -2\bar{\eta}$. Переходы

с участием ТО-фононов через зону Γ_2 запрещены. Переходы через зону L'_2 дают вклад только в γ ; через L'_2 — только в α , при переходах через Γ_{15} — $\alpha = \beta = \gamma/2$.

При построении табл. II не учитывалось, что вследствие спин-орбитального взаимодействия к термам L_6 и Γ_8^+ , произошедшим из L_1 и Γ_{25} , могут подмешиваться состояния других зон. В этом приближении оптические переходы из состояний $(3/2, 1/2)$ и $(-3/2, -1/2)$ запрещены. Для непрямых экситонов не учитывалось возможное примешивание других возбужденных состояний к термам с $j_z = \pm 3/2$ и $j_z = \pm 1/2$, возникающее в результате кристаллического расщепления. Если это расщепление сравнимо с энергией связи, то силы осцилляторов для перехода в эти состояния могут несколько различаться, но зависимость матричных элементов от направления вектора поляризации e не меняется.

Используя табл. II и зная волновые функции электронов и дырок в МЭПК, можно найти правила отбора для переходов, связанных с рекомбинацией определенной пары в комплексе *). При этом для фононных переходов складываются вероятности переходов через разные экстремумы, отвечающие излучению фононов с соответствующим волновым вектором K . Поэтому правила отбора для состояний электронов Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 в Si или Γ_1 и Γ_5 в Ge одинаковы и интенсивности этих линий (при равной заселенности) пропорциональны статистическому весу этих состояний. Для бесфононных линий складываются матричные элементы переходов, и поэтому вероятности переходов для разных состояний электронов различны. Правила отбора для состояний Γ_1 в Si и Ge совпадают с правилами отбора для прямого экситона $\Gamma_8^+ \cdot \Gamma_2'$. В табл. III приведены значения относительных интенсивностей линий, связанных с рекомбинацией электронов Γ_1, Γ_3 и Γ_5 в Si и Γ_1, Γ_5 в Ge, усредненные по всем возможным состояниям дырок и просуммированные по вырожденным состояниям электронов (т. е. учитывающие вырождение термов Γ_3 и Γ_5). Как указывалось в гл. 3, в бесфононных спектрах Si β -линии, связанные с рекомбинацией электронов $\Gamma_{3,5}$, практически не наблюдаются. Следовательно, константы $\tilde{\gamma}$ и $(\tilde{\eta} - \tilde{\alpha})$ **) малы. Указанное обстоятельство связано с тем, что для состояний Γ_3 и Γ_5 значение соответствующих комбинаций блоховских функций обращается в нуль в точке, где потенциал $V(r)$ максимален.

*) Правила отбора для фононных линий экситонов, связанных на центре, могут несколько отличаться от правил отбора для свободных экситонов. Причина этого заключается в том, что для свободных экситонов матричный элемент перехода M пропорционален $f(r)|_{r=r_e-r_h=0}$, тогда как для связанных $M \sim \int f_e(r) f_h(r) d^3r$. Вследствие этого интенсивности переходов для состояний с $j_z = \pm 3/2$ и $j_z = \pm 1/2$ могут несколько различаться даже при отсутствии кристаллического расщепления, что можно учесть введя дополнительные множители $(1 + \kappa)$ и $(1 - \kappa)$ в матричные элементы переходов в эти состояния. Для бесфононных переходов, сопровождаемых передачей примеси большого импульса $K \sim 1/a$, где a — постоянная решетки, матричный элемент перехода определяется короткодействующей составляющей потенциала примеси $V(r)$ при $r \sim a$. Поэтому для таких переходов $M \sim f_e(0) f_h(0)$ и правила отбора для них совпадают с правилами отбора для свободных экситонов.

**) В работе ¹⁴ указано, что наилучшее согласование наблюдаемой степени поляризации NP-линии излучения свободных носителей в Si (B) в продольном магнитном поле с результатами теоретических расчетов имеет место при $[(\tilde{\lambda} - \tilde{\eta}) + 3\tilde{\gamma}^2]/(2\tilde{\eta} + \tilde{\lambda})^2 = 0,18$.

Таблица III

Относительные интенсивности линий излучения при рекомбинации электронов Γ_i , усредненные по всем возможным состояниям дырок, в Ge и Si

Терм	Si	Ge
Γ_1	$(2\tilde{\eta} + \tilde{\alpha})^2$	$(2\tilde{\eta} + \tilde{\alpha})^2$
Γ_3	$2(\tilde{\eta} - \tilde{\alpha})^2$	—
Γ_5	$6\tilde{\gamma}^2$	$2(\tilde{\eta} - \tilde{\alpha})^2$

Вероятности переходов для состояний двух дырок Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 , образованных в результате спин-орбитального расщепления, одинаковы, и поэтому интенсивности этих линий при разной заселенности пропорциональны статистическому весу состояний 1 : 2 : 3.

Таблица IV
Расщепление состояний Γ_1 , Γ_3 , Γ_5 и Γ_8 в Si при деформации вдоль различных осей

Направление деформации	Симметрия	Состояния			
Без деформации	T_d	Γ_1	Γ_3	Γ_5	Γ_8
$\langle 111 \rangle$	C_{3v}	Γ_1	Γ_3	$\Gamma_1 + \Gamma_3$	$\Gamma_4 + \Gamma_5 + \Gamma_6$
$\langle 110 \rangle$	C_{2v}	Γ_1	$\Gamma_1 + \Gamma_3$	$\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_4$	$\Gamma_3 + \Gamma_5$
$\langle 100 \rangle$	D_{2d}	Γ_1	$\Gamma_1 + \Gamma_3$	$\Gamma_4 + \Gamma_5$	$\Gamma_6 + \Gamma_7$

В следующих разделах мы используем эти правила отбора для расчета поляризации излучения в магнитном поле и в деформированных кристаллах.

6. ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ОДНООСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ НА СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МЭПК

а) Вырождение зон и стабильность комплексов

В соответствии с оболочечной моделью максимальное число электронов и дырок в основном состоянии комплексов определяется степенью вырождения зоны проводимости и валентной зоны. Поэтому естественно было ожидать, что при сильных одноосных деформациях, приводящих к частичному снятию вырождения, комплексы с большим числом связанных экситонов либо вообще не будут образовываться, либо будут иметь значительно меньшую энергию связи. Впервые влияние сильных одноосных деформаций на МЭПК в Si было исследовано в ¹⁹. При использованных деформациях величина расщепления валентной зоны существенно превышала энергию связи экситонов в комплексах, поэтому могли заполняться только состояния, отвечающие нижней отщепленной зоне. В этих условиях вырождение валентной зоны равно двум. Зона проводимости остается вырожденной не менее чем четырехкратно, так как долины, расположенные на одной оси, остаются нерасщепленными. Поэтому в МЭПК на донорах и на акцепторах в деформированном Si первой заполняется дырочная оболочка, в которой может находиться всего лишь две дырки. Проведенные исследования показали, что и в Si (B) и в Si (P) при больших деформациях вдоль любой из осей $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ линии излучения комплексов с тремя и четырьмя дырками исчезают. В Si (P) остаются лишь линии излучения, отвечающие комбинации $e - h$ -пар в комплексах с одним и двумя экситонами, а в Si (B) — только с одним (рис. 9). Позднее аналогичные результаты были получены при исследовании стабильности комплексов на различных донорах (P, As, Sb) и акцепторах (B, Al) в ^{26,30,34}. Во всех случаях было найдено, что линии излучения комплексов с тремя дырками при 2 К исчезают из спектра, если их энергия связи становится меньше 1 мэВ. Очевидно, что образование комплексов со столь малой энергией оказывается термодинамически невыгодным.

Несколько отличается ситуация в сильно сжатом Si (Li), в котором остается также линия излучения комплекса с тремя дырками³⁰. В Si (Li) основным электронным состоянием является не спиновой синглет Γ_1 , а 10-кратно вырожденное состояние $\Gamma_{3,5}$. Благодаря этому энергия связи НДЭ₃ (4 электрона и 3 дырки) в Si (Li) в 1,5 раза больше, чем в Si (P). В этих условиях НДЭ₃ остается стабильным и в сильно сжатом Si, несмотря

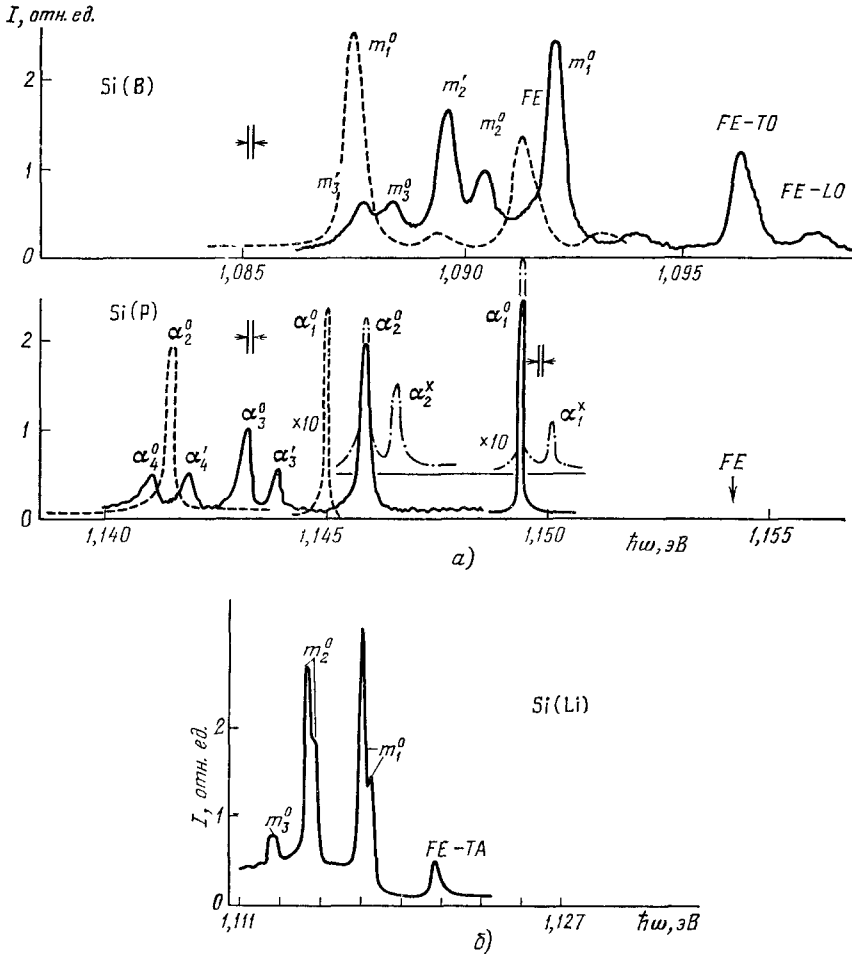


Рис. 9. Спектры излучения МЭПК в одноосно сжатом Si, легированном В, Р и Li. а) Si(B), Si(P), давление $P \parallel \langle 111 \rangle$, $T = 1,8$ К, $P = 20$ МПа — сплошная линия, $P = 120$ МПа — штриховая линия; $P = 20$ МПа, $T = 7$ К — штрих-пунктир¹⁹; б) Si(Li), $P \parallel \langle 100 \rangle$, $P = 175$ МПа, $T = 1,6$ К³⁰.

на то что он включает дырку в возбужденном состоянии, подобно тому, как это имеет место в МЭПК с пятью дырками в недеформированном Si. При этом энергия связи экситона в НДЭ₃ в сильно сжатом Si (Li) уменьшается в четыре раза по сравнению с недеформированными кристаллами, в то время как энергия связи комплексов с одной и двумя дырками почти не изменяется. Эти эксперименты подтверждают, что орбитальное вырождение зон является необходимым условием для образования связанных МЭПК с $m > 1$. В условиях, когда вырождение зон позволяет образование комплекса с двумя или более экситонами, в которых все электроны и дырки

находятся в основном $1s$ -состоянии, возможность связи с таким комплексом еще одного экситона с дыркой в возбужденном состоянии возрастает с ростом вырождения зон. Так, в сильно сжатом Si комплексы с тремя дырками образуются только в Si (Li), а в недеформированном Si комплексы с пятью дырками образуются на всех донорах и акцепторах.

Ценную информацию об электронных состояниях комплексов можно получить на основании изучения характера расщепления линий излучения МЭПК в условиях слабой одноосной деформации, когда величины расщепления зон Δ_{ec} , Δ_{ev} меньше энергии связи экситонов в комплексах. Как отмечалось выше, в первых работах в этом направлении^{8,45} было найдено, что все линии m_m в Si (B) и α_m в Si (P) расщепляются на такое же число компонент, как и линии излучения ЭПК m_1 и α_1 соответственно. В рамках одноэлектронного приближения, лежащего в основе оболочечной модели, этот результат находит естественное объяснение, так как величина сдвига каждой из линий определяется только изменением энергии рекомбинирующей пары и не зависит от изменения энергии других электронов и дырок^{15,18}. Соотношения между интенсивностями компонент должны изменяться от линии к линии, так как с ростом числа $e-h$ -пар в МЭПК изменяется число электронов и дырок, занимающих соответствующие состояния. Этот эффект особенно сильно проявляется при расщеплениях уровней, превосходящих величину kT : в этих условиях в МЭПК с малым числом экситонов заполняются только нижние уровни, а при увеличении числа связанных пар происходит заполнение уровней с большими энергиями. Детальное исследование расщепления линий α в Si (P) и m в Si (B) было выполнено в работах^{19,30,34}.

б) Расщепление зон, уровней свободного экситона и мелких примесей в деформированном Si

В многодолинных полупроводниках Si, Ge, SiC степень расщепления зоны проводимости зависит от направления деформации P , в то время как четырехкратно вырожденная валентная зона ($J = 3/2$) всегда расщепляется на две, вырожденных двухкратно. Энергия этих зон в точке экстремума ($K = 0$) определяется выражением¹⁶

$$E = \pm \sqrt{\mathcal{E}_e} = \\ = \pm \sqrt{\frac{\bar{b}^2}{2} [(\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy})^2 + (\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})^2 + (\epsilon_{yy} - \epsilon_{zz})^2] + d^2 (\epsilon_{xy}^2 + \epsilon_{xz}^2 + \epsilon_{yz}^2)}. \quad (19)$$

При деформации вдоль главных осей $\langle 100 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$ расщепившимся уровням соответствуют состояния с $j_z = \pm 3/2$ и $\pm 1/2$. При сжатии нижним для дырок является уровень ($\pm 1/2$), а при растяжении — ($\pm 3/2$). При деформации по другим направлениям расщепленным состоянием нельзя приписать определенное значение проекции момента j_z на направление деформации, хотя для краткости их часто также обозначают как состояния с $j_z = \pm 3/2$ или $\pm 1/2$. При кинетических энергиях дырки, сравнимых с величиной деформационного расщепления, величина деформационного смещения и значение j_z зависит от направления квазиимпульса при сжатии вдоль любой оси.

Зона проводимости в Si не расщепляется при $P \parallel \langle 111 \rangle$, а при $P \parallel \langle 100 \rangle$ и $P \parallel \langle 110 \rangle$ она расщепляется на две. Число долин в нижней зоне равно двум при сжатии вдоль оси $\langle 100 \rangle$. При других направлениях деформации происходит расщепление на 3 зоны. В Ge зона проводимости

не расщепляется при $P \parallel \langle 100 \rangle$, при $P \parallel \langle 111 \rangle$ и $P \parallel \langle 110 \rangle$ происходит расщепление на две, при остальных направлениях на три или четыре зоны. Расщепление уровня свободного экситона обусловлено расщеплением как зоны проводимости, так и валентной зоны, причем их вклады являются аддитивными¹⁶. Поэтому уровень свободного экситона в Si расщепляется на два при $P \parallel \langle 111 \rangle$ и четыре при $P \parallel \langle 100 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$ ⁴⁶. При малых деформациях следует учитывать кристаллическое расщепление дырочных состояний свободного экситона. Его можно описать введением в (19) начальной деформации ϵ_0 , направленной по главной оси соответствующего экстремума (100), (010), (001) в Si и (111), $(11\bar{1})$, $(\bar{1}11)$ в Ge. В Si, где кристаллическое расщепление мало ($\sim 0,3$ мэВ⁴¹), оно проявляется лишь при очень малых нагрузках (≤ 10 МПа), при которых в сдвигах расщепленных уровней свободного экситона наблюдается нелинейность. В Ge кристаллическое расщепление составляет ~ 1 мэВ⁴⁰.

В МЭПК на донорах электроны заполняют состояния нейтрального донора. Расщепление основного $1s$ -состояния нейтрального донора хорошо изучено (см., например, ¹⁶). В первом приближении при описании зависимости энергетических уровней от деформации можно пренебречь понижением симметрии примесного центра в деформированных кристаллах и считать орбитально-долинное расщепление независимым от деформации. В этом случае для Si матрица взаимодействия с деформацией имеет вид¹⁶

$$\begin{array}{l} \Gamma_1 \\ \Gamma_3 \\ \Gamma_5 \end{array} \left\{ \begin{array}{ccccccc} \frac{1}{3}(E_1 + & \frac{1}{\sqrt{6}}(E_1 - E_2) & -\frac{1}{3\sqrt{2}}(2E_3 - & 0 & 0 & 0 \\ & + E_2 + E_3) & -E_1 - E_2) & & & \\ \frac{1}{\sqrt{6}}(E_1 - E_2) & \frac{1}{2}(E_1 + E_2) + & \frac{1}{2\sqrt{3}}(E_1 - E_2) & 0 & 0 & 0 \\ & + \Delta_3 & & & & \\ -\frac{1}{3\sqrt{2}}(2E_3 - & \frac{1}{2\sqrt{3}}(E_1 - E_2) & \frac{1}{6}(E_1 + E_2) + & 0 & 0 & 0 \\ & -E_1 - E_2) & + \frac{2}{3}E_3 + \Delta_3 & & & \\ 0 & 0 & 0 & E_1 + \Delta_5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & E_2 + \Delta_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_3 + \Delta_5 \end{array} \right. \quad (20)$$

где E_i — сдвиг долины на оси $i = x, y, z$, Δ_3, Δ_5 — величины орбитально-долинного расщепления для термов Γ_3 и Γ_5 в недеформированном Si. При $P \parallel \langle 111 \rangle$, когда $E_1 = E_2 = E_3$, расщепление уровней Γ_3, Γ_5 и Γ_1 отсутствует. При $P \parallel \langle 100 \rangle$ или $P \parallel \langle 110 \rangle$ зона проводимости расщепляется на две зоны: четырехкратно и двухкратно вырожденную. В первом случае $E_1 = -\frac{2}{3}\Delta_{ec}$, $E_2 = E_3 = \frac{1}{3}\Delta_{ec}$, во втором — $E_1 = E_2 = -\frac{1}{3}\Delta_{ec}$, $E_3 = \frac{2}{3}\Delta_{ec}$, где Δ_{ec} — деформационное расщепление зоны проводимости (при сжатии $\Delta_{ec} > 0$, а при растяжении $\Delta_{ec} < 0$). При этом состояние НД в соответствии с (20) расщепляется на 5 уровней; при $\Delta_3 = \Delta_5$ два из них совпадают. Отметим, что число расщепленных уровней, произошедших из терма Γ_5 при деформации по $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ (рис. 10), меньше, чем разрешено теорией групп (табл. IV). Это обстоятельство связано с тем, что в (20) не учитывалось изменение орбитально-долинного расщепления при деформации. Это изменение мало и практически всегда его можно не учитывать.

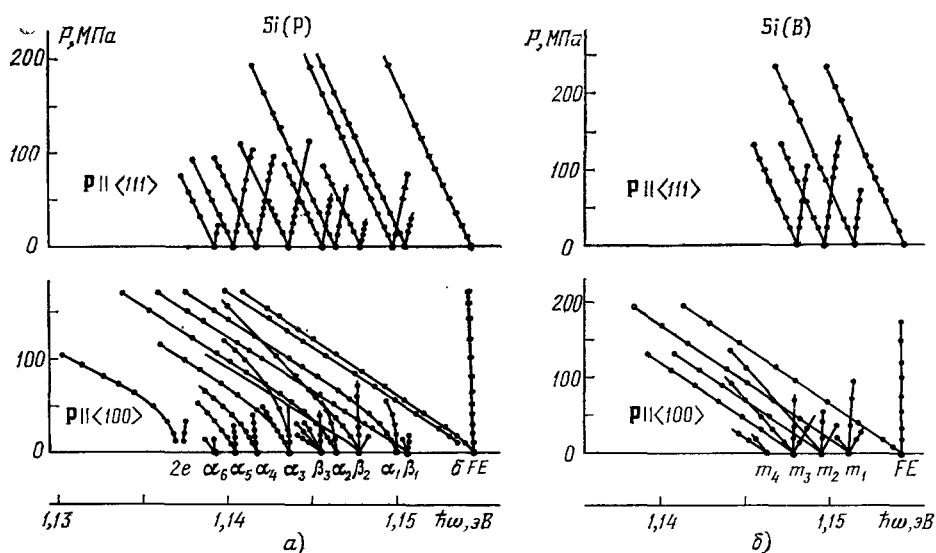


Рис. 11. Расщепление линий МЭПК в Si (P) и Si (B) при деформации сжатия вдоль осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ ^{19, 30, 48}.

Для удобства сравнения спектров β -линии в Si(P) и FE-линии в Si(B) и Si(P), измеренные в фоновой области, смещены на величину энергии ГО-фонона (58,05 мэВ) в бесфононную часть спектра.

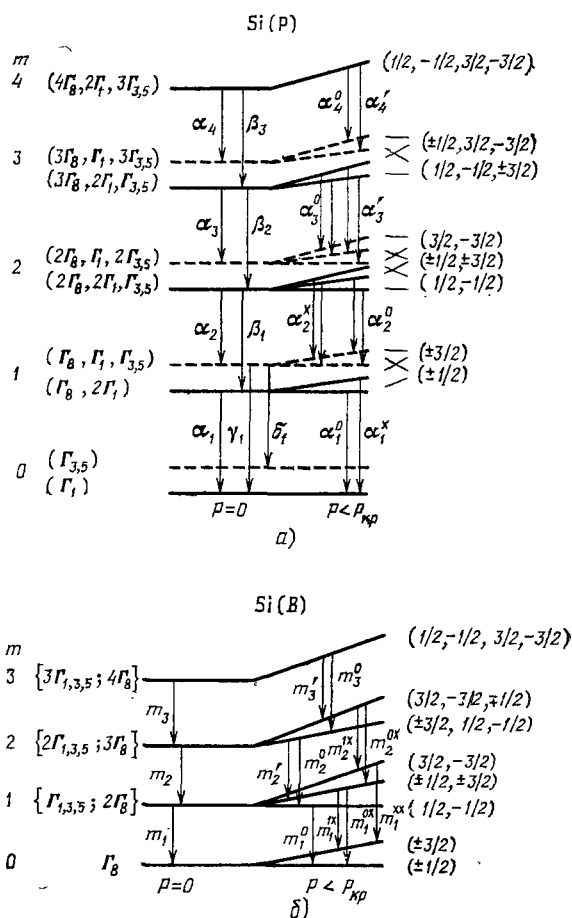


Рис. 12. Схема разрешенных оптических переходов между уровнями МЭПК при слабой деформации вдоль оси $\langle 111 \rangle$.

а) Si(P), б) Si(B). Расщепление β -линий в Si(P) не показано.

Измеренные зависимости $I'/I(\Delta^h)$ при фиксированной температуре в Si(B), Si(P)^{19, 34, 30} и Si(Li)³⁰ хорошо согласуются с ожидаемыми в рамках ОМ. Для линий α_5 и α_6 в Si(P) и линии m_4 в Si(B) отношение I'/I , так же, как и для α_4 и m_3 , равно 1²⁵. Это показывает, что линии α_5 , α_6 и m_4 обусловлены рекомбинацией дырок из основного состояния Γ_8 , как и предполагалось ранее^{15, 18}.

При увеличении деформации и в Si(P) и в Si(B) абсолютные интенсивности линий излучения комплексов с одной и двумя дырками слегка возрастают, а с тремя и больше — уменьшаются и полностью исчезают при $P > P_{кр} \sim 120$ МПа¹⁹. По положению линий β'_2 и β'_3 в Si(P) и m'_2 и m'_3 в Si(B), отвечающих переходам в основные состояния, можно проследить за изменением энергий связи экситонов в МЭПК с $n_h = 3$ и 4 соответственно. Экстраполяция положения этих линий к $P = P_{кр}$ в Si(P) и Si(B) приводит к значениям энергии связи экситона ~ 1 мэВ в комплексах с $n_h = 3$ и ~ 3 мэВ в комплексах с $n_h = 4$. Таким образом, исчезновение комплексов с $n_h = 3$ при $P \sim P_{кр}$ обусловлено тепловой диссоциацией^{19, 30}. Их отсутствие приводит к исчезновению также МЭПК с $n_h = 4$, так как вероятность одновременного захвата на комплекс двух экситонов ничтожно мала по сравнению с временем жизни таких комплексов. В соответствии со значительно большей энергией связи комплексов с $n_h = 4$ отношения интенсивностей линий α_4 и α_3 в Si(P) и m_3 и m_4 в Si(B) слабо зависят от деформации вплоть до $P \sim P_{кр}$.

г) Влияние расщепления зоны проводимости

Как отмечалось выше (см. рис. 10), состояние Γ_1 остается синглетным при деформации вдоль любой оси, поэтому линии излучения α_m в Si(P) при $P \parallel \langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ так же, как и при $P \parallel \langle 111 \rangle$, расщепляются только на две компоненты из-за расщепления дырочной оболочки. Дополнительные компоненты появляются лишь у линий, обусловленных рекомбинацией электронов $\Gamma_{3,5}$, т. е. у β -линий в Si(P) и у всех линий в Si(Li) и Si(B). Так как при $P \parallel \langle 100 \rangle$ $\Gamma_{3,5}$ расщепляется на 3 подоболочки Γ_4^5 , Γ_1^3 и $\Gamma_{3,5}^{3,5*}$), то число компонент в β -линиях с учетом двукратного расщепления дырочной оболочки может достигать шести. Хотя β -линии имеют большую полуширину и в этой же фоновой области спектра присутствуют интенсивные α -линии, большинство компонент удается разрешить^{30, 47}. Остановимся на основных особенностях поведения β -линий в сжатом Si(P). При очень больших деформациях $P \parallel \langle 100 \rangle$ в спектре излучения остается лишь одна компонента линии излучения НДЭ₂ β_1 , отвечающая переходу $\{2\Gamma_1^1, \Gamma_4^5; 2\Gamma_8^3\} \rightarrow \{2\Gamma_1^1; \Gamma_8^3\}$ и проявляющаяся только в фоновой области спектра^{19, 30}. При малых деформациях в фоновой области можно различить по четыре компоненты в линиях излучения НДЭ₃ — β_2 и НДЭ₄ — β_3 , причем по две из них (более слабые) проявляются и в бесфоновом спектре³⁰. Эту особенность линий β_2 и β_3 можно легко понять, если обратиться к схеме расщепления состояний НД (см. рис. 10). Компоненты, отсутствующие в бесфоновом спектре, обусловлены рекомбинацией электронов в состоянии Γ_4^5 , а наблюдающиеся в бесфоновом спектре — рекомбинацией электронов из более высокого терма — $\Gamma_1^{3,34,30}$.

Как указывалось в гл. 3, интенсивность линий, отвечающих рекомбинации электронов Γ_3 и Γ_5 , в бесфоновом спектре очень мала. При деформациях по $\langle 100 \rangle$ (а также по $\langle 110 \rangle$) происходит смешивание состояний Γ_1^1 и Γ_1^3 , что и приводит к возгоранию линии γ . При больших деформациях,

*) Верхние индексы означают состояния, из которых произошли данные подолочки.

когда деформационное расщепление Δ_{ec} намного превышает орбитально-долинное, волновая функция электронов Γ_1^3 представляет собой симметризованную комбинацию функций четырех верхних долин, а функция Γ_1^1 — двух нижних долин.

Наличие в деформированном Si симметричного по долинам электронного состояния Γ_1^3 приводит также к возгоранию линии 2e, отвечающей двухэлектронным переходам $\{2\Gamma_1^1(1s); \Gamma_8^2\} \rightarrow \{\Gamma_1^3\}^{30,48}$ (см. рис. 12). Отношение интенсивности линии (2e) к интенсивности линии α_1 , отвечающей переходу из этого же состояния ЭПК, не зависит от плотности возбуждения и температуры, а разность $\hbar\omega(\alpha_1) - \hbar\omega(2e)$ (см. рис. 11) хорошо согласуется с известным для нейтрального донора фосфора расщеплением состояний Γ_1^1 и Γ_1^3 (см. рис. 10, а). Переходы из $\{2\Gamma_1^1; \Gamma_8^2\}$ в антисимметричные состояния Γ_4^5 и $\Gamma_{3,5}^{3,5}$ так же, как и переход из $\{2\Gamma_1^1; \Gamma_8^2\}$ в $\Gamma_{3,5}$ в недеформированном Si, не наблюдаются. В Si (Li), сжатом вдоль оси $\langle 100 \rangle$, расщепление нижних термов Γ_4^5 и Γ_1^3 (см. рис. 10, б) в НДЭ_т невелико даже при больших сжатиях $P \gtrsim 100$ МПа. ($E(\Gamma_4^5) - E(\Gamma_1^3) \sim 0,1$ мэВ.) Поэтому в условиях равновесия даже при $T \approx 1,6$ К будет заполнен верхний уровень. В спектре излучения сжатого таким образом Si (Li) при любых давлениях наблюдается дублетная структура линий НДЭ₁ и НДЭ₂ (рис. 9, б)³⁰.

д) «Горячая» люминесценция МЭПК

Помимо рассмотренных переходов из основных состояний МЭПК в Si (P), сжатом вдоль оси $\langle 100 \rangle$, даже при 2 К хорошо видны линии излучения, отвечающие переходам из возбужденного состояния ЭПК $\{\Gamma_1^1, \Gamma_4^5; \Gamma_8^2\}$ в Γ_1^1 (переход δ) и в Γ_4^5 (переход γ)^{30,34}. В недеформированном Si эти

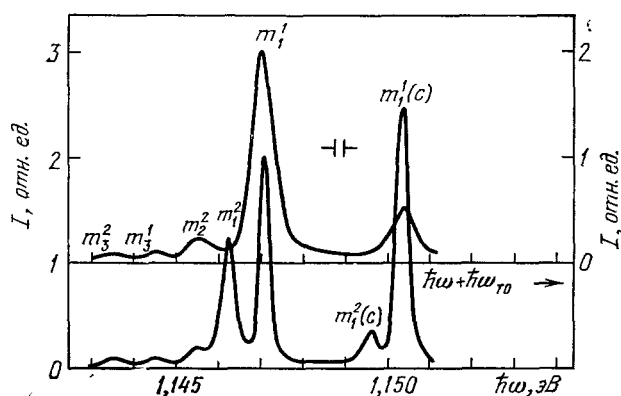


Рис. 13. Спектр излучения МЭПК в Si (Al), сжатом вдоль $\langle 111 \rangle$ ($T = 1,8$ К)²⁰. Вверху — ТО-компонента, внизу — бесфононная область. Линии излучения НАЭ₁ с электроном в верхней отщепленной долине обозначены индексом С. Классификация линий соответствует схеме переходов рис. 14, б.

линии возгораются лишь при $T > 15$ К¹⁸. Отношение $I(\delta)/I(\gamma)$ не зависит от интенсивности возбуждения и температуры. Одной из причин возрастания интенсивности этих линий является уменьшение расщепления между этими состояниями с 4 мэВ в недеформированном Si до 1,5 мэВ в сильно сжатом. Однако и при таком расщеплении при 2 К доля возбужденных ЭПК в условиях термодинамического равновесия должна быть ничтожно малой. По всей вероятности, время релаксации при деформации

увеличивается и оказывается сравнимым с временем жизни состояния. Заметное отклонение от термодинамически равновесного распределения наблюдается и для комплексов с $m > 1$, содержащих электроны из возбужденных состояний $\Gamma_{3,5}$, кроме терма Γ_1^{30} . Расчеты времени релаксации электронов в таких комплексах не проводились.

Наиболее сильное отклонение от термодинамически равновесного состояния наблюдается в комплексах на акцепторах (В, Al) (рис. 13)^{19, 20, 30} когда волновая функция электрона на примесном центре во всех состояниях мала, и поэтому передача импульса примеси затруднена. Так, в относительно чистых кристаллах Si(B) с концентрацией примесей $\sim 10^{13}$ см⁻³ линия излучения «горячего» ЭПК на атомах бора видна при 2К при расщеплении зоны проводимости, большем 10 мэВ^{19, 49}. Смещение линий m'_1 и m_1 (с) в Si (B) линейно по деформации (рис. 11). Это показывает, что орбитально-долинное расщепление состояний Γ_1 и $\Gamma_{3,5}$ в МЭПК в недеформированном Si(B) практически отсутствует, что и следовало ожидать для акцепторного центра.

е) Особенности расщепления уровней при сильной $j-j$ связи

Как указывалось в гл. 2, в ЭПК на более глубоких, чем бор, акцепторах состояние $\Gamma_8 \times \Gamma_8$ двух дырок расщепляется на 3 терма Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 . При отсутствии расщепления термов Γ_3 и Γ_5 , когда эти 5 уровней образуют состояние с полным моментом $J = 2$ и $J_z = \pm 2, \pm 1, 0$, при деформации происходит смешивание состояний с $J_z = 0$, термов $J = 0$ и $J = 2$ (при деформации по $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ ось z направлена по соответствующей оси). Энергия этих состояний^{50, 51}

$$E_{1,2} = -\frac{1}{2} \Delta_{ex} \pm \sqrt{\Delta_{ex}^2 + 4\Delta_{ev}^2}; \quad (22)$$

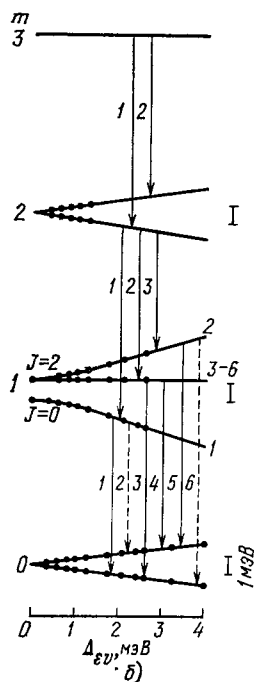
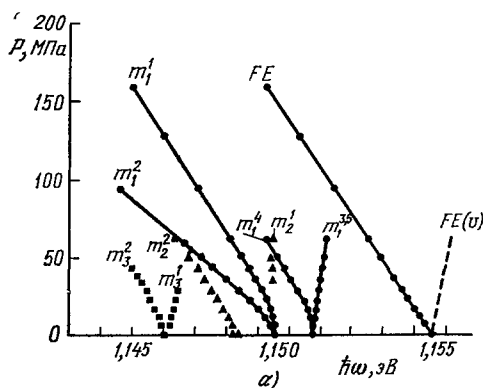


Рис. 14. Расщепление линий излучения МЭПК в Si (Al) при сжатии вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ²⁰. а) Наблюдаемое расщепление, б) схема расщеплений. Точками показаны измеренные величины расщеплений уровней.

здесь Δ_{ex} — обменное расщепление, а Δ_{ev} — деформационное, $\Delta_{ev} = 2\sqrt{\mathcal{E}_e}$, где \mathcal{E}_e определяется формулой (19). Энергия остальных термов с $J = 2$ не меняется. Если величины обменного расщепления термов

$\Gamma_5 - \Gamma_1 (\Delta_{ex})$ и $\Gamma_3 - \Gamma_1 (\Delta'_{ex})$ различны, то при произвольном направлении деформации состояние Γ_5 и Γ_3 расщепляется на 2 уровня каждое, при деформации по оси $\langle 100 \rangle$ расщепляется только уровень Γ_3 , при деформации по оси $\langle 111 \rangle$ только Γ_5 ; энергии двух уровней, зависящих от деформации, определяются формулой (22), причем в первом случае под Δ_{ex} следует понимать расстояние до уровня Γ_3 , т. е. Δ'_{ex} , во втором — до $\Gamma_5 (\Delta_{ex})$. При заметном кристаллическом расщеплении кроме внешней деформации следует учитывать внутреннюю, направленную по оси соответствующего экстремума.

Все переходы для МЭПК на акцепторах, которые разрешены в сильно деформированных кристаллах как одноэлектронные (сплошные стрелки на рис. 14, б), хорошо видны в спектрах излучения Si(Al) — (рис. 14, а) ²⁰. Переходы, показанные на рис. 14, б пунктиром, разрешены лишь при малых деформациях в силу смешивания различных одночастичных волновых функций в состояниях E_1 и E_2 из-за обменного взаимодействия. При деформациях по осям $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ интенсивность этих линий должна уменьшаться с ростом деформации по закону

$$\frac{I_f(\Delta_{ev})}{I_f(0)} = 1 - \frac{\Delta_{ev}}{\sqrt{\frac{1}{4} \Delta_{ex}^2 + \epsilon_e}}, \quad (23)$$

в то время как интенсивность разрешенных линий при этом слегка возрастает:

$$\frac{I_a(\Delta_{ev})}{I_a(0)} = 1 + \frac{\Delta_{ev}}{\sqrt{\frac{1}{4} \Delta_{ev}^2 + \epsilon_e}}. \quad (24)$$

При деформации по оси, отличной от $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, расщепившиеся состояния дырок не имеют определенного момента и формулы (23), (24) справедливы лишь при выполнении условия изотропии

$$\frac{2b}{c_{11} - c_{12}} = \frac{d}{\sqrt{3} c_{44}}. \quad (25)$$

Для Si

$$\frac{2b}{c_{11} - c_{12}} \frac{\sqrt{3} c_{44}}{d} \approx 1,14,$$

поэтому отступление от (24), (23) должно быть невелико. Линия излучения ЭПК m_1^2 , отвечающая переходу 2, расположенная краснее линии излучения m_1^1 на величину расщепления уровня нейтрального акцептора, хорошо видна в бесфононном спектре рис. 13. Однако ее не удается проследить в фононных повторениях ²⁰. Зависимости отношений интенсивностей бесфононных линий m_1^2 и m_1^1 при $P \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ показаны на рис. 15 вместе с рассчитанной по формулам (23) и (24) при двух значениях констант d и b , измеренных для НАЭ₁ и НА. Из рисунка видно, что экспериментальная зависимость $I(m_1^2)/I(m_1^1)$ для «холодных» ЭПК в Si(Al), сжатом

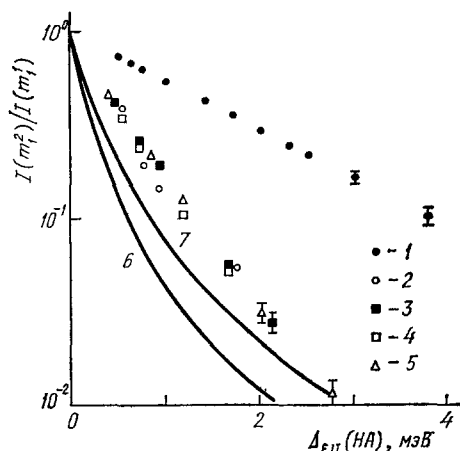


Рис. 15. Зависимости отношений интенсивностей линий МЭПК m_1^2 и m_1^1 в Si(Al) от величины расщепления основного состояния НА.

Экспериментальные значения получены в следующих условиях: 1 — $P \parallel \langle 100 \rangle$, «холодные» НАЭ₁; 2 — $P \parallel \langle 100 \rangle$, «горячие» НАЭ₁; 3 — $P \parallel \langle 110 \rangle$, «холодные» НАЭ₁; 4 — $P \parallel \langle 110 \rangle$, «горячие» НАЭ₁; 5 — $P \parallel \langle 111 \rangle$. Сплошными линиями показан расчет при значениях параметров $d/b_{FE} = 0,6$ и $0,8$ — кривые 6 и 7, соответственно.

вдоль оси $\langle 100 \rangle$, оказывается значительно слабее, чем в других случаях. Такое поведение свидетельствует о заметных отступлениях от оболочечной модели.

Из расщепления линий излучения можно определить константы деформационного потенциала для дырок во всех МЭПК в Si(B) и Si(Al), определяющие расщепление линий при деформации по $\langle 111 \rangle$ или $\langle 100 \rangle$:

$$\Delta \varepsilon_{111} = \frac{d_m}{\sqrt{3}} \varepsilon_{111}, \quad (26)$$

$$\Delta \varepsilon_{100} = b_m \varepsilon_{100}; \quad (27)$$

здесь ε_{111} и ε_{100} — относительные деформации при $P \parallel \langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ соответственно, m — число экситонов в комплексе. Как и ожидалось (см. гл. 3),

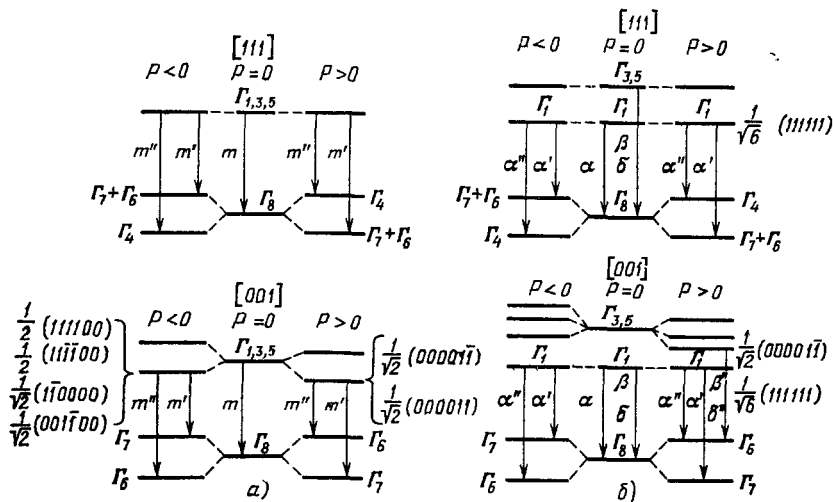


Рис. 16. Одноэлектронные переходы в МЭПК на акцепторе и доноре замещения при одноосном растяжении ($P < 0$) и сжатии ($P > 0$) вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ ⁵⁵.

а) МЭПК на акцепторе, б) МЭПК на доноре, в) МЭПК на акцепторе, г) МЭПК на доноре.

значения d_m (b_m) в НАЭ_m на боре не зависят от числа связанных экситонов и составляют так же, как и для НА бора, $\sim 0,84 d_{FE}$ (b_{FE}) ^{20, 52}. Для более глубокого акцептора Al $d_{НА}$ ($b_{НА}$) $\approx 0,6 d_{FE}$ (b_{FE}) ⁵². При переходе же к НАЭ₁ на Al значения деформационных констант d_1 (b_1) возрастают до значения $0,8 d_{FE}$ (b_{FE}). При дальнейшем увеличении числа экситонов в НАЭ_m они не изменяются.

ж) Поляризация линий излучения МЭПК в деформированном кремнии

В рамках ОМ поляризация каждой линии излучения МЭПК, как и ее положение в спектре, определяется состояниями рекомбинирующих электрона и дырки. Одноосная деформация приводит к изменению энергии этих состояний и расщеплению соответствующих линий излучения. Как отмечалось выше, в простейшем случае при $P \parallel \langle 111 \rangle$, когда расщепляется только валентная зона, все линии излучения МЭПК расщепляются на дублеты. Компоненты дублета удобно обозначать как X_i^a , где верхний и нижний индексы указывают соответственно состояния рекомбинирующих электрона и дырки (рис. 16). Обратим внимание на то, что при сжатии

длинноволновыми являются линии $X_{+1/2}^a$, а при растяжении — $X_{\pm 3/2}^a$. При $P \parallel \langle 100 \rangle$ расщепляются и электронные состояния (см. рис. 19), что приводит к дополнительному расщеплению линий излучения. Так, линии излучения экситонов расщепляются на два дублета $FE_{\pm 1/2}^{(001), (010)}$ и $FE_{\pm 3/2}^{(100)}$, $FE_{\pm 3/2}^{(001), (010)}$.

Как отмечалось выше, при рекомбинации электронов и дырок в МЭПК с участием фононов следует суммировать интенсивности для переходов

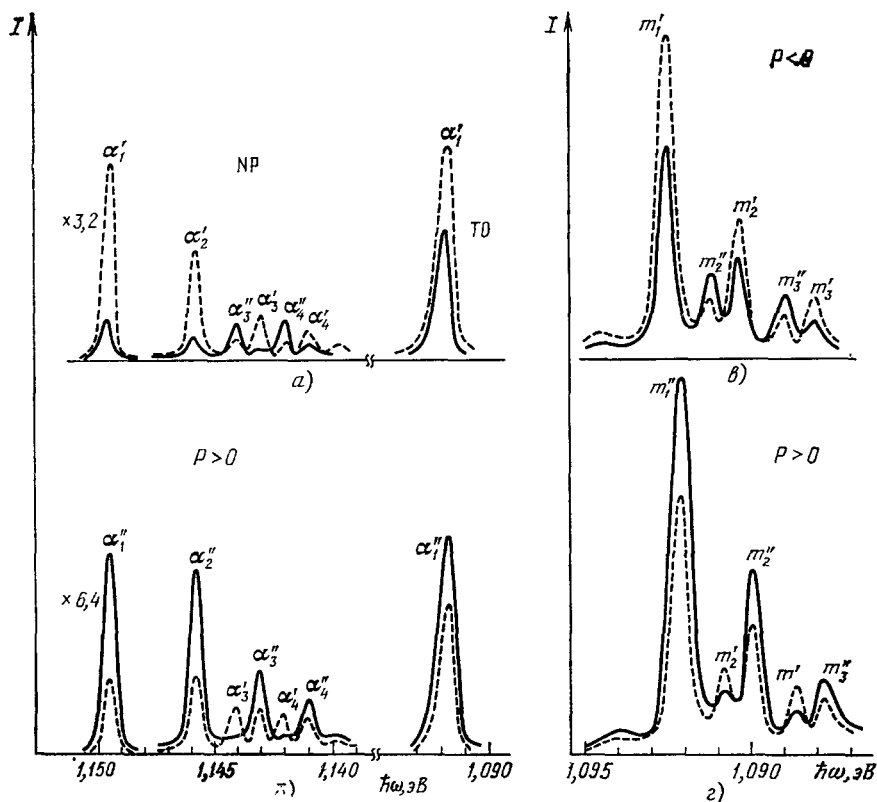


Рис. 17. Спектры излучения МЭПК в поляризациях параллельно (сплошная линия) и перпендикулярно (штриховая линия) направлению деформации $P \parallel \langle 111 \rangle$ ⁵⁵. а), б) Si(P), $P = 25$ МПа, $T = 2$ К; в), г) Si(B), $P = 22$ МПа, $T = 2$ К. Рис. а) и в) — соответствую растяжению ($P < 0$), рис. б) и г) — сжатию ($P > 0$).

из разных долин. Правила отбора для переходов, связанных с рекомбинацией электронов $\Gamma_1, \Gamma_{3,5}$ с дыркой Γ_8 , для ТО (ТА)-линий приведены в табл. II. Используя эту таблицу, можно рассчитать относительные интенсивности ТО (ТА)-линий излучения свободных экситонов в деформированном Si (табл. V) ^{25, 53}. Из экспериментальных исследований поляризации экситонных линий излучения при одноосной деформации Si ⁵³, а также в магнитном поле ⁵⁴ следует, что для ТО-линии $\alpha/\beta = 0,5$. Численные значения интенсивностей переходов в этом случае также указаны в табл. V.

Наиболее простая ситуация имеет место для МЭПК в Si(B), для которых орбитально-долинное расщепление электронной 1s-оболочки отсутствует. Вследствие этого электронные состояния расщепляются в соответствии с расщеплением долин. Как и следовало ожидать в этом случае, поляризация фононных компонент линий излучения МЭПК в Si(B) совпа-

дает с поляризацией соответствующих линий излучения свободных экситонов (рис. 17, в, г и табл. VI)⁵⁵.

Таблица V

Относительная интенсивность ТО-, ТА-линий излучения в деформированном Si в π - и σ -поляризациях

Р	Терм	I^π	I^σ	При $\alpha/\beta=0,5$	
				I^π	I^σ
$\langle 111 \rangle$	$X_{\pm 1/2}^{\Gamma_{1,3,5}}$	$2(\alpha^2 + \alpha\beta + \beta^2)$	$2(\alpha^2 + \beta^2) - \alpha\beta$	3,5	2,0
	$X_{\pm 3/2}^{\Gamma_{1,3,5}}$	$2(\alpha^2 - \alpha\beta + \beta^2)$	$2(\alpha^2 + \beta^2) + \alpha\beta$	1,5	3,0
$\langle 100 \rangle$	$X_{\pm 1/2}^{(100)}$	α^2	$2\beta^2$	0,25	2
	$X_{\pm 3/2}^{(100)}$	$3\alpha^2$	0	0,75	0
	$X_{\pm 1/2}^{(010)(001)}$	β^2	$\frac{1}{2}(5\alpha^2 + \beta^2)$	1	1,125
	$X_{\pm 3/2}^{(010)(001)}$	$3\beta^2$	$\frac{3}{2}(\alpha^2 + \beta^2)$	3	1,875

В Si(P) основное состояние электронов Γ_1 при $P \parallel \langle 111 \rangle$ включает волновые функции всех шести нерасщепленных долин одинаковым образом. Поэтому измеренная поляризация фононных повторений линий излу-

Таблица VI

Степень поляризации линий излучения МЭПК в одноосно деформированном Si ((+) — сжатие, (-) — растяжение)

Примесь	Деформация		Фонон	Линия	Состояние рекомбинирующих частиц		Степень поляризации			
	Направление	Знак			Электрон	Дырка	Расчет	Эксперимент		
								Измеренная	Исправленная	Экситонная линия FE (ТО)
Р	$\langle 111 \rangle$	—	NP	α_1	Γ_1	$\pm 3/2$	—100	—70	—100 *)	
		+	NP	α_1	Γ_1	$\pm 1/2$	60	45	64	
	$\langle 100 \rangle$	—	NP	α_1	Γ_1	$\pm 3/2$	—100	—62	100 *)	
		+	NP	α_1	Γ_1	$\pm 1/2$	60	42	66	
	$\langle 111 \rangle$	+	ТО	α_i	Γ_1	$\pm 1/2$	27	19	27	
		—	ТО	α_i	Γ_1	$\pm 3/2$	—33	—23	—33	
	$\langle 100 \rangle$	—	ТО	α_i	Γ_1	$\pm 1/2$	—43	—31	—49	
		Слабое сжатие	ТО	α_i	Γ_1	$\pm 1/2$	—78	—50	—79	
			Сильное сжатие	ТО	α_i	Γ_1	$\pm 1/2$	—78	—50	
	В	$\langle 111 \rangle$	+	ТО	β, δ	$\Gamma_{3,5}$	$\pm 1/2$	—78	—50	
—			ТО	α_i	Γ_1	$\pm 3/2$	33	20	33	
$\langle 111 \rangle$		+	ТО	m_1	$\Gamma_{1,3,5}$	$\pm 1/2$	27	19	27	
		+	ТО	m_2	$\Gamma_{1,3,5}$	$\pm 1/2$	27	17	24	
$\langle 100 \rangle$		+	ТО	m_1	(100)	$\pm 1/2$	—78	—47	—72	
		+	ТО	m_2	(100)	$\pm 1/2$	—78	—41	—65	
$\langle 100 \rangle$		—	ТО	m_1	(010)(001)	$\pm 3/2$	23	17	26	
		—	ТО	m_2	(010)(001)	$\pm 3/2$	23	18	27	

*) Значения, по которым определялся фактор деполяризации.

*) Значения, по которым определялся фактор деполяризации.

чения ЭПК также совпадает с поляризацией соответствующих экситонных линий⁵⁵.

При $\mathbf{P} \parallel \langle 100 \rangle$ долины в зоне проводимости не эквивалентны. Орбитально-долинное взаимодействие смешивает состояния разных долин. Это смешивание проявляется в двух термах:

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} \left[\left(-\frac{1}{3} \Delta_{ec} + \Delta_{vo} \right) \pm \sqrt{\Delta_{ec}^2 + \Delta_{vo}^2 + \frac{2}{3} \Delta_{ec} \Delta_{vo}} \right]. \quad (28)$$

Вследствие этого поляризация соответствующих линий излучения МЭПК на донорах зависит от соотношения между величинами деформационного Δ_{ec} и орбитально-долинного Δ_{vo} -расщеплений. Интенсивность этих линий (без учета населенностей) в π и σ поляризациях определяется формулами

$$I_{E_1}^{\pi(\sigma)} = \frac{1}{6(1+2\zeta^2)} [4I^{\pi(\sigma)}(FE_{3/2(1/2)}^{(100)})(1-\zeta)^2 + I^{\pi(\sigma)}(FE_{3/2(1/2)}^{(010)(001)})(1+2\zeta)^2], \quad (29)$$

$$I_{E_2}^{\pi(\sigma)} = \frac{1}{3(1+2\zeta^2)} [I^{\pi(\sigma)}(FE_{3/2(1/2)}^{(100)})(1+2\zeta)^2 + I^{\pi(\sigma)}(FE_{3/2(1/2)}^{(010)(001)})(1-\zeta)^2], \quad (29')$$

где $\zeta \equiv \Delta_{ec}/3E_1$.

Остальные четыре терма образуются либо только электронами долины (100) ($E_3 = \Delta_{vo} - \frac{2}{3}\Delta_{ec}$), либо электронами долин (010) и (001) ($E_{4-6} = \Delta_{vo} + \frac{1}{3}\Delta_{ec}$). Поляризация отвечающих этим термам линий излучения должна совпадать с поляризацией экситонных линий $FE_{3/2(1/2)}^{(100)}$ и $FE_{3/2(1/2)}^{(001)(010)}$ соответственно, а относительные интенсивности равны 1 (E_3) и 3 (E_{4-6}).

Из (28), (29) видно, что при малых деформациях, когда помешиванием состояний Γ_3 в Γ_1 можно пренебречь, для α -линии в Si (P):

$$I(\alpha_{3/2(1/2)}) = \frac{1}{3} [I(FE_{3/2(1/2)}^{(100)}) + I(FE_{3/2(1/2)}^{(010)(001)})], \quad (30)$$

т. е. интенсивность равна сумме интенсивностей экситонных переходов из разных долин. При больших деформациях ($\zeta \rightarrow 1$) нижнее электронное состояние включает лишь волновые функции двух нижних долин и

$$I(\alpha_{3/2(1/2)}) \rightarrow I(FE_{3/2(1/2)}^{(100)}). \quad (31)$$

Рассчитанные и экспериментальные значения степени поляризации ТО-компонент ряда линий в Si(P)⁵⁵ приведены в табл. VI. В условиях эксперимента, из-за многократных отражений внутри кристалла, выходящее из кристалла излучение оказывается частично деполяризовано. Поэтому при сопоставлении рассчитанных и экспериментальных значений степени поляризации удобно ввести соответствующий коэффициент деполяризации. Этот коэффициент мы определили по измеренной поляризации NP линии $\alpha_{1,3/2}^{\Gamma_1}$, которая согласно теории должна быть равна 100%. Как видно из табл. VI, с учетом этого коэффициента согласие между рассчитанными и экспериментальными значениями для всех линий оказывается достаточно хорошим.

Выше мы рассмотрели переходы в МЭПК с участием фононов. Как указывалось выше, расчет интенсивностей бесфононных линий отличается от расчета фононных компонент наличием интерференции между переходами из различных долин. Относительно интенсивности бесфононных переходов при рекомбинации электронов Γ_1 при $\mathbf{P} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{P} \parallel \langle 111 \rangle$

совпадают (табл. VII). Из табл. VII следует, что степень поляризации для линий $\alpha_{i,\pm 3/2}^{\Gamma_1}$ и $\alpha_{i,+1/2}^{\Gamma_1}$ должна составлять соответственно 100% и 60%. Экспериментальные спектры излучения МЭПК в Si(P) показаны на рис. 17, а, б⁵⁵. Так же, как и для ТО-компонент, согласие между измеренными и рассчитанными значениями степени поляризации с учетом фактора деполяризации оказывается хорошим.

При деформации вдоль направлений, отличных от $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, интенсивности I^π и I^σ зависят от направления распространения света, а также от соотношения упругих модулей ($s_{11} - s_{12}$)/ s_{44} и констант деформационного потенциала b/d (как и для прямых переходов $\Gamma_2^1 - \Gamma_8$, они определяются формулами (40—39) из¹⁶).

Таблица VII
Относительная
интенсивность NP-линий
 α_m в деформированном
Si в π - и σ -поляризациях
при $P \parallel \langle 100 \rangle$ и $P \parallel \langle 111 \rangle$

Терм	I^π	I^σ
$X_{\pm 1/2}^a$	4	1
$X_{\pm 3/2}^a$	0	3

При наличии $j - j$ связи (МЭПК на акцепторах Al, Ga, In) нужно учесть дополнительное расщепление состояния с двумя дырками $\Gamma_8 \times \Gamma_8 = \Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_5$. Если расщепление Γ_3 и Γ_5 достаточно мало, то его можно не рассматривать. При одноосной деформации четыре из пяти уровней $\Gamma_3 + \Gamma_5$, имеющие $J_z = \pm 2 (\pm 1/2, \pm 3/2)$ и $J_z = \pm 1 (\pm 1/2, \pm 3/2)$, не смещаются. Поляризация линий $X_{\pm 1/2}^a$ и $X_{\pm 3/2}^a$ совпадает с поляризацией соответствующих линий излучения свободных экситонов $FE_{\pm 1/2}^a$ и $FE_{\pm 3/2}^a$. Суммарная интенсивность этих линий равна четырем.

Спиновые состояния двух оставшихся уровней (см. рис. 14, б) E_1 и E_2 представляют суперпозицию состояний $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$. Поэтому обе линии, отвечающие переходам из этих состояний, расщепляются на дублеты из-за расщепления конечного состояния НА. При этом поляризация линий с меньшей энергией в этих дублетах совпадает с поляризацией коротковолновой компоненты в дублете, возникающем при рекомбинации дырок в состояниях $J_z = \pm 2, \pm 1$, произошедших из $\Gamma_{3,5}$.

С ростом деформации вклад дырок ($\pm 3/2$) в E_1 и ($\pm 1/2$) в E_2 уменьшается и линии, соответствующие рекомбинации дырок в этих состояниях, исчезают из спектра. При сильной деформации остается пара линий, образующая дублет, расщепленный на величину $2\Delta_{ec}$ и смещенный относительно дублета E_{3-6} на энергию $\Delta_{v0}/2$. Расположение линий в этом дублете такое же, а относительная интенсивность в 2 раза меньше, чем в дублете E_{3-6} (без учета заселенностей уровней).

а) Энергии связи МЭПК в деформированном Si

Энергии связи ЭПК в Si(B) и Si(Li) не изменяются с точностью до ошибки их определения ($\sim 0,2$ мэВ) при деформации кристаллов Si вдоль любой оси^{19, 30}. Иная ситуация в случае Si(P). В недеформированном Si(P), и в Si(P), сжатом по осям $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, энергия связи ЭПК составляет соответственно $\delta_1 = 4,5$, $\delta_{1(111)} = 4,3$, $\delta_{1(110)} = 3,3$ и $\delta_{1(100)} = 2,9 \pm 0,2$ мэВ¹⁹. Из приведенных значений видно, что величина δ_1 сильно изменяется в тех случаях, когда деформация приводит к расщеплению зоны проводимости и уменьшению химического сдвига, связанного с орбитально-долинным взаимодействием. В соответствии с (20) химический сдвиг нижнего уровня Γ_1^1 в Si(P) при сильном сжатии по оси $\langle 100 \rangle$ должен уменьшаться на величину $2\Delta_{v0}/3$, а при сжатии по $\langle 110 \rangle$ на $\Delta_{v0}/3$, где Δ_{v0} — орбитально-долинное расщепление в недеформированном кристалле. Это приводит к уменьшению расстояния от уровня Γ_1^1 до ближайшего из расщепленных уровней $\Gamma_{3,5}$ в первом случае в 3 раза.

во втором — в 1,5 раза (при этом не учитывается изменение плавных функций при деформации). Отличие Si(Li) от Si(P) заключается в том, что в Si(Li) химический сдвиг нижнего многократно вырожденного $\Gamma_{3,5}$ -уровня при деформации по $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ не изменяется (хотя расстояние до ближайших уровней, как указано выше, также уменьшается в 3 ($P \parallel \langle 100 \rangle$) и 1,5 ($P \parallel \langle 110 \rangle$) раза). Поэтому величины δ_1 и δ_2 в Si(Li) не зависят от деформации.

Отметим также, что энергия связи НДЭ₂ в основном состоянии $\{2\Gamma_1^1, \Gamma_4^5; 2\Gamma_6^8\}$ в сильно сжатом вдоль $\langle 100 \rangle$ Si(P) ($4,4 \pm 0,2$ мэВ) несколько больше, чем в недеформированном Si ($3,8 \pm 0,2$ мэВ)³⁰. Энергия связи ЭПК в Si (Al) уменьшается в деформированных кристаллах с 5,1 мэВ до 4,2 мэВ уже при расщеплении валентной зоны $\Delta_{ev} \sim \Delta_{ex} \sim 1$ мэВ²⁰. Это может быть объяснено уменьшением обменной энергии.

7. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ МЭПК

а) Зеемановское расщепление

В рамках оболочечной модели в отсутствие орбитально-долинного и $j-j$ -взаимодействий расщепление линий излучения МЭПК определяется только изменением энергии рекомбинирующей пары. При отсутствии $e-h$ -обмена это изменение энергий есть сумма изменения энергии электрона и дырки:

$$\hbar\Delta\omega = E_{Hs}^e + E_{Hj}^h. \quad (32)$$

При не очень сильных магнитных полях H в (32) достаточно учитывать лишь линейное по полю зеемановское расщепление. Соответствующий гамильтониан \mathcal{H}_H^e для электронов имеет вид¹⁶

$$\mathcal{H}_H^e = \frac{1}{2} \mu [g_{\parallel} \sigma_z H_z + g_{\perp} (\sigma_x H_x + \sigma_y H_y)]. \quad (33)$$

Здесь ось z направлена по главной оси данного экстремума. В (33) μ — магнетон Бора, σ_i — матрица Паули, g_i — g -факторы электрона. Согласно (33) каждый электронный уровень данной долины расщепляется на два с энергиями

$$E_{Hs}^e = s\mu \sqrt{g_{\parallel}^2 H_z^2 + g_{\perp}^2 H^2}, \quad s = \pm \frac{1}{2}. \quad (34)$$

Для Si g_{\parallel} практически не отличается от g_{\perp} , и расщепление не зависит от направления H :

$$E_{Hs}^e = sg_e \mu H. \quad (35)$$

Для Ge, где $g_{\parallel} \neq g_{\perp}$, характер расщепления уровней для Γ_1 и Γ_5 состояний различен. Магнитное поле смешивает эти состояния. Поэтому расщепление линий излучения НДЭ₁ и НДЭ₂ при $\Delta_{v0} \neq 0$ уже не определяется простой формулой (34). В Si ($g_{\parallel} = g_{\perp} = g_e = 2$) расщепление электронных уровней для всех термов Γ_1 , Γ_3 и Γ_5 одинаково и определяется формулой (35) и при $\Delta_{v0} \neq 0$.

Гамильтониан \mathcal{H}_H^h , описывающий зеемановское расщепление уровней дырок, имеет вид

$$\mathcal{H}_H^h = \mu [g_1 (\mathbf{JH})^2 + g_2 (J_x^2 H_x^2 + J_y^2 H_y^2 + J_z^2 H_z^2)], \quad (36)$$

здесь g_1 и g_2 — изотропный и анизотропный g -факторы дырки. Для свободных дырок $g_2 \ll g_1$, однако для связанных они могут быть сравнимы. При $g_2 = 0$ 4-кратно вырожденное состояние Γ_8 расщепляется на 4 терма

Таблица VIII
Относительные интенсивности NP-линий α_m в магнитном поле в Si
в геометрии Фарадея и Фойхта

j_z	s_z	Геометрия Фарадея		Геометрия Фойхта	
		I_-	I_+	I^π	I^σ
3/2 -3/2	-1/2 1/2	3 -3	3	0	3
1/2 -1/2	1/2 -1/2	1 -1	1	0	1
1/2 -1/2	-1/2 1/2	0 0	0	4	0

Таблица IX
Относительные интенсивности ТО-, ТА-линий излучения в Si
в геометриях Фарадея и Фойхта

$\mathbf{P} \parallel \langle 111 \rangle$

j_z	s_z	Геометрия Фарадея		Геометрия Фойхта	
		I_-	I_+	I^π	I^σ
3/2 -3/2	-1/2 1/2	-9 Φ_T 9 Φ_T	3 (2 + Φ_T)	3 (1 - Φ_T)	$\frac{3}{2}$ (2 + Φ_T)
1/2 -1/2	1/2 -1/2	-3 Φ_T 3 Φ_T	2 + Φ_T	1 - Φ_T	$\frac{1}{2}$ (2 + Φ_T)
1/2 -1/2	-1/2 1/2	0 0	4 (1 - Φ_T)	2 (1 + 2 Φ_T)	2 (1 - Φ_T)

$\mathbf{P} \parallel \langle 100 \rangle$

3/2 -3/2	-1/2 1/2	-6 Φ_T 6 Φ_T	3	3	3/2
1/2 -1/2	1/2 -1/2	-2 Φ_T 2 Φ_T	1	1	1/2
1/2 -1/2	-1/2 1/2	0 0	4	0	2

$\Phi_T = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} ; \quad \Phi_T = 0,4 \quad \text{при} \quad \frac{\alpha}{\beta} = 0,5.$

с $j = J_z = \pm 3/2, \pm 1/2$:

$$E_{Hj}^h = g_1 \mu H j. \quad (37)$$

При $g_2 \neq 0$ расстояние между уровнями не эквидистантно и зависит от направления \mathbf{H} ¹⁶:

$$E_{H, \pm 3/2}^h = \pm 3/2 g_{h_{3/2}} \mu H, \quad E_{H, \pm 1/2}^h = \pm \frac{1}{2} g_{h_{1/2}} \mu H. \quad (38)$$

Таким образом, при выполнении условий (32) в спектрах излучения каждая линия может расщепляться на 8, соответствующих 2 значениям $s_z = \pm 1/2$ электрона и 4 значениям J_z для дырок. (В Ge при $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ расщепление $E_{H_s}^e$ различно для разных долин.) В соответствии с правилами отбора (табл. II) переходы из состояний $(3/2, 1/2)$ и $(-3/2, -1/2)$ запрещены. Поэтому в тех случаях, когда спины электронов и дырок параллельны, соответствующие линии излучения не наблюдаются. Из формул (33) видно, что при $g_{\parallel} \neq g_{\perp}$ \mathbf{s} не параллелен \mathbf{H} , если \mathbf{H} направлено не по главной оси или не перпендикулярно ей. Согласно (34) \mathbf{J} не параллельно \mathbf{H} , если $g_2 \neq 0$ и \mathbf{H} направлено не по главным осям $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$. В этих случаях могут наблюдаться все 8 линий. В табл. VIII, IX приведены относительные интенсивности NP- и TO-, TA- компонент α -линий для всех возможных переходов. Для бесфононных α -линий относительные интенсивности не зависят от направления магнитного поля. В этом случае в геометрии Фарадея из шести линий две запрещены. Эта же таблица определяет относительные интенсивности линий в НАЭ_m при $\bar{\eta} = \bar{\lambda}$ и $\bar{\gamma} = 0$. Для TO, TA-линий относительные интенсивности зависят от направления магнитного поля. В таблицах указаны значения $I_- = I_{++} - I_{--}$ и $I_+ = I_{++} + I_{--}$ в геометрии Фарадея и $I^{\pi} = I_{zz}$ и $I^{\sigma} = I_{xx}$ в геометрии Фойхта при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$. Здесь I_{++} и I_{--} — интенсивности в правой и левой циркулярной поляризации, $z \parallel \mathbf{H}$, а $x \perp \mathbf{H}$. В рассмотренных случаях I_{xx} не зависит от направления оси x в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} . Табл. VIII, IX определяют поляризацию каждой из линий излучения МЭПК. Интенсивность каждой из линий зависит также от заселенности соответствующих состояний. Рассмотрим особенности спектров излучения комплексов в геометриях Фойхта и Фарадея.

б) α -линии в Si (P) в геометрии Фойхта

α -линии в спектрах МЭПК связаны с рекомбинацией электрона Γ_1 и одной из дырок Γ_8 . В общем случае в Si при $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ наблюдаются 6 линий.

При $g\mu H \ll kT$ интенсивности зеемановских компонент определяются вероятностями одноэлектронных переходов между соответствующими спиновыми подуровнями (табл. VIII, IX), и поэтому относительная интенсивность линий одинакова для всех комплексов.

Качественное различие в спектрах излучения комплексов наблюдается в больших магнитных полях, когда $g\mu H \gg kT$ и возбужденные спиновые подуровни не заселены ($H \gtrsim 50$ кЭ в Si). В этом случае ^{56, 57} число наблюдаемых зеемановских компонент изменяется от 1 для α_1 до 6 для линии α_4 (рис. 18). При увеличении магнитного поля от 50 до 80 кЭ относительные интенсивности зеемановских компонент для всех α -линий в Si (P) не изменяются и энергетические расстояния между компонентами линейно увеличиваются с ростом магнитного поля. Такое поведение линий находит естественное объяснение в рамках ОМ.

В сильном магнитном поле $H \sim 50 \div 80$ кЭ два электрона Γ_1 , по-прежнему, в основном состоянии ЭПК образуют спиновый синглет,

$S = 0$, а дырка имеет $J_z = -3/2$. Согласно правилам отбора (табл. VIII) в этом случае разрешен только один переход, который и наблюдается в спектре излучения ЭПК (см. рис. 18). При увеличении числа $e - h$ -пар дырки в основном состоянии комплекса в соответствии с принципом Паули занимают последовательно состояния с проекциями $j_z = -1/2, 1/2$ и $3/2$. Электроны при этом попадают в оболочку $\Gamma_{3,5}$ и не проявляются в α -линиях,

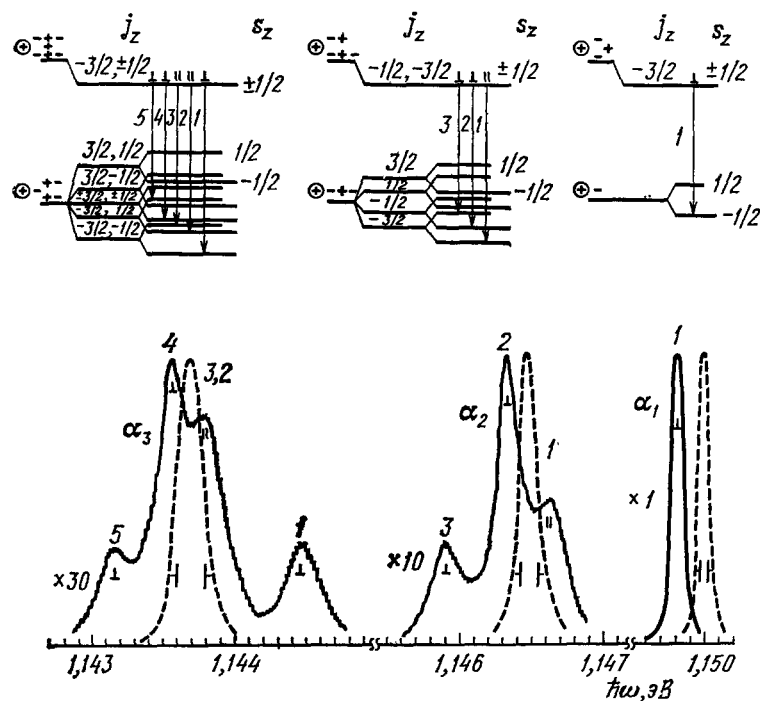


Рис. 18. Расщепление бесфононных α -линий излучения МЭПК в Si (P) в магнитном поле ⁶⁷. Вверху — схема переходов.

$H = 62$ кЭ, $T = 1,8$ К, геометрия Фойхта ($H \perp K$, $H \parallel [111]$) ²⁷. Штриховые линии — МЭПК при $H = 0$. Поляризация линий вдоль и перпендикулярно H указана символами \parallel и \perp . На схеме переходов (вверху) расщепление терма $\Gamma_{3,5}$ не показано.

связанных с рекомбинацией электронов из оболочки Γ_1 . Схемы ожидаемых в рамках ОМ α -переходов из основных состояний МЭПК в расщепленные по спину состояния $ND\mathcal{E}_{m-1}$ показаны на рис. 18. (Расщепление оболочки $\Gamma_{3,5}$, электроны которой не участвуют в α -переходах, не показано.) Из рис. 18 видно, что экспериментально наблюдаемое число зеемановских компонент в α -линиях и их состояние поляризации хорошо согласуются с ожидаемым в рамках ОМ. Линии излучения, отвечающие переходам с $\Delta(S_z + J_z) = 0$, не разрешаются в спектре из-за близких значений g -факторов для электронов Ge и дырок со спином $1/2$ ($g_{h_{1/2}}$).

Отметим также различие между измеренными и рассчитанными с использованием табл. VIII относительными интенсивностями зеемановских компонент. Частично оно связано с деполаризацией излучения в образце из-за многократного рассеяния. Однако причина различия для одинаково поляризованных линий остается пока не ясной.

Значительно проще картина расщепления α -линий в одноосно сжатом Si (P), когда валентная зона лишь двукратно вырождена по спину. На рис. 19 показаны спектры излучения МЭПК в упруго деформированном вдоль оси $\langle 111 \rangle$ кристалле, помещенном в магнитное поле $H \parallel P$, изме-

ренные в конфигурации Фойгта ⁵⁷. Обе линии α_1 и α_2 расщепляются на триплеты. Схема переходов показана на рис. 19 справа. Компоненты 2 и 3 не расщепляются из-за совпадения g -факторов электронов и дырок. Поляризация отдельных компонент согласуется с ожидаемой в рамках ОМ. В НДЭ₂, где основное состояние не расщеплено, относительные интенсивности зеемановских компонент не изменяются. Интенсивность компоненты 4 в ЭПК уменьшается при увеличении H в согласии с тем, что она отвечает переходу из возбужденного состояния. Заметим, однако, что отношение интенсивностей компонент 4 и 1 в ЭПК на порядок превышает ожидаемое в условиях квазиравновесия между спиновыми подуровнями.

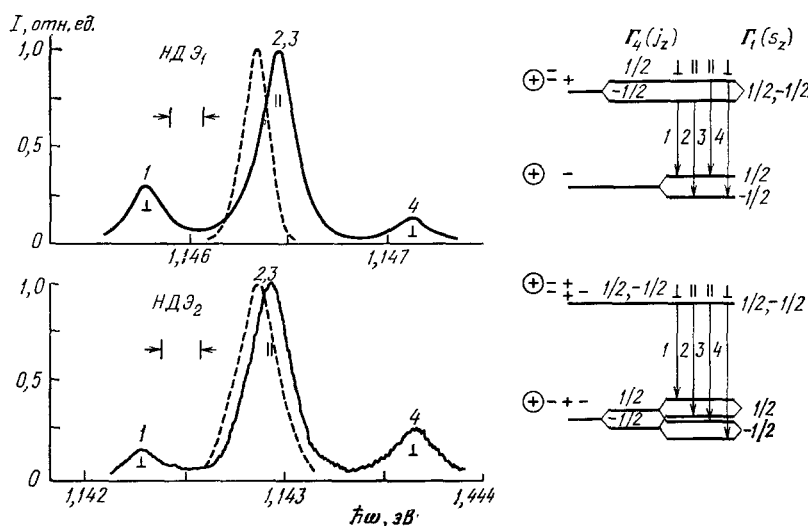


Рис. 19. Расщепление бесфононных α -линий МЭПК в сжатых кристаллах Si (P), помещенных в магнитное поле ⁵⁷.

Геометрия Фойхта, $H \perp K$, $H \parallel P \parallel (111)$, $H = 62$ кЭ, $P = 230$ МПа. Штриховые линии — линии излучения при $H = 0$, справа — схема разрешенных переходов.

Следовательно, время спиновой релаксации в комплексах в деформированном Si (P), по крайней мере, больше времени их жизни (10^{-7} с ⁵⁸). Столь значительное увеличение времени спиновой релаксации в деформированном Si объясняется уменьшением спин-орбитального взаимодействия при снятии вырождения валентной зоны ⁵⁹.

в) α -линии в Si (P) в геометрии Фарадея

На рис. 20 показаны NP и TO спектры комплексов в недеформированном Si, приведенные в ⁶⁰. В этой работе измерялась как суммарная интенсивность I_+ , так и разность интенсивностей в правой и левой поляризации, I_- . Поскольку при отражении от поверхностей кристалла излучение частично деполаризуется наблюдаемая степень поляризации отличается от истинной. Соответственно при определении I_- вводилась поправка на фактор деполаризации, который определялся по поляризации NP-линии излучения ЭПК α_1 в сильном магнитном поле. В этом случае из всех дырочных уровней заселено только состояние с $j_z = -3/2$ и в соответствии с табл. VIII в NP-линии α_1 излучение должно быть полностью поляризовано. Из рис. 20 видно, что α_1 и α_2 представляют отдельные

линии излучения с поляризацией σ_- , при этом линия α_2 несколько шире, чем α_1 . Линии $\alpha_3 - \alpha_6$ расщеплены на 2 компоненты, четко наблюдаемые в поляризованном спектре. Эти компоненты имеют разную поляризацию. Для линий α_3 отношение интенсивностей этих компонент, равное отношению I_{--}/I_{++} , составляет 4 : 1, для линий $\alpha_4 - \alpha_6$ оно составляет 1 : 1. Как указывалось выше, в соответствии с ОМ в сильном магнитном поле в ЭПК заселено только состояние с $j_z = -3/2$, а в НДЭ₂ — состояние

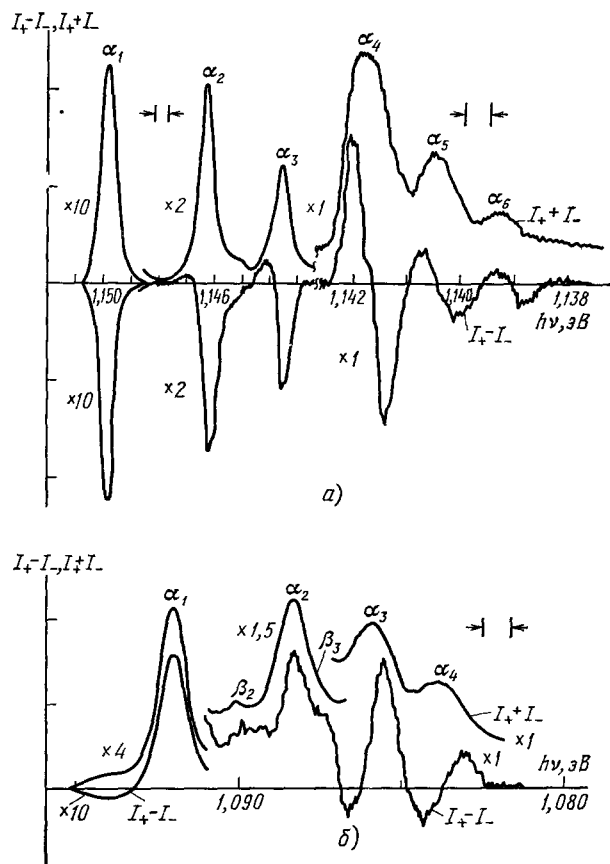


Рис. 20. Спектры излучения $I_+ + I_-$ и поляризации $I_+ - I_-$ бесфонных α -линий (а) и ТО-компонент α - и β -линий (б) излучения МЭПК в Si (Р) в магнитном поле ⁶².
 $H \parallel \langle 111 \rangle$, $T = 1,9$ К. а) $H = 30$ кЭ, б) $H = 50$ кЭ.

$J_z = -2$ с $j_z = 3/2$ и $j_z = -1/2$. Согласно табл. VIII в обоих переходах $(-3/2, +1/2)$ и $(-1/2, -1/2)$ излучение полностью σ_- поляризовано. Эти две линии в спектре не разрешаются — наблюдается лишь некоторое уширение линии α_2 по сравнению с α_1 . В НДЭ₃ в сильном поле заполнен только терм $J_z = -3/2$ с $j_z = -3/2, -1/2$ и $1/2$. В этом случае отношение интенсивностей в правой и левой поляризации $I_{++}/I_{--} = 1/4$ (рис. 20). Линии $\alpha_4 \div \alpha_6$ связаны с рекомбинацией электрона Γ_1 и дырок полностью заполненной оболочки Γ_3 с $J = 0$, и поэтому для них $I_{++}/I_{--} = 1$. Если бы линии α_5 и α_6 были связаны с рекомбинацией дырок оболочки Γ_x , то в зависимости от степени вырождения этого уровня либо только α_5 , либо обе линии должны были бы быть сильно поляризованы.

Степень поляризации линии α_1 в ТО-спектре (см. рис. 20) ниже, чем в НР-спектре: согласно табл. VIII при $\Phi_T = 0,4$ для нее $P_c = I_{++}/I_{--} = 50\%$. Поляризация в ТО-спектре линий $\alpha_2 \div \alpha_4$ еще ниже, так как на поляризованные линии $(\pm 3/2, \pm 1/2)$ и $(\pm 1/2, \pm 1/2)$ накладываются неполяризованные $(\pm 1/2, \pm 1/2)$.

г) МЭПК в Si (B) в геометрии Фойхта

Как отмечалось выше, в ЭПК Si(B) $j-j$ -расщепление невелико. Парамагнитное расщепление термов становится больше $j-j$ -расщепления при $H \geq 30$ кэ. Остановимся сначала на спектрах комплексов в Si (B), упруго сжатом вдоль оси $\langle 111 \rangle$, когда стабильным является лишь ЭПК. Две дырки в ЭПК образуют синглетное состояние, которое не расщепляется. Спектр излучения ЭПК и схема переходов в этом случае качественно совпадают со спектром ЭПК в сильно сжатом Si (P) ⁵⁷. Зеемановские компоненты, соответствующие переходам $(1/2, -1/2)$ и $(-1/2, 1/2)$, не разрешены, однако линия, отвечающая им, сильно уширена. Распределение интенсивности в зеемановском спектре излучения указывает также на то, что, как и в сжатом Si (P), квазиравновесие между спиновыми подуровнями не успевает установиться за время жизни ЭПК ($\sim 10^{-6}$ с ⁵⁸).

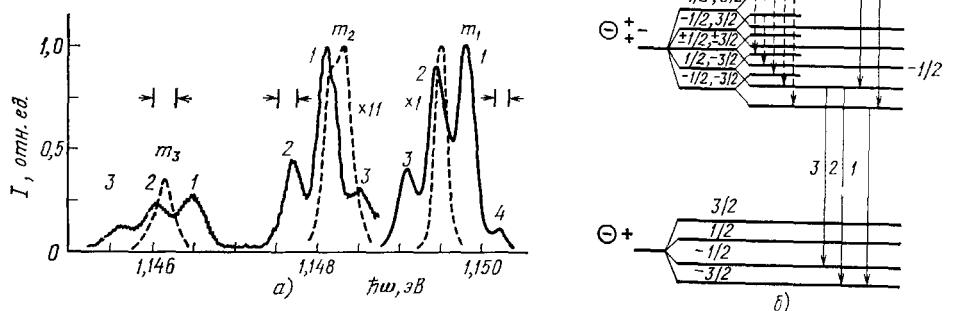


Рис. 21. а) Расщепление бесфононных линий излучения МЭПК в Si (B) в магнитном поле ⁵⁷ ($H = 62$ кэ, $T = 1,8$ К, геометрия Фойхта ($H \perp K$, $H \parallel \langle 111 \rangle$); штриховые линии — спектр при $H = 0$; линия α_1 (P) — излучение НДЭ₁ на остаточной примеси фосфора); б) схема расщепления уровней и разрешенных переходов МЭПК на боре в магнитном поле (штриховые линии — ожидаемые переходы из основного состояния НАЭ₂, если два электрона образуют спиновый синглет).

В недеформированном Si (B) при $H \sim 60$ кэ линия излучения ЭПК расщепляется на дублет (рис. 21, а ⁵⁷). При увеличении магнитного поля отношение интенсивностей компонент (2) и (1) линии m_1 уменьшается:

$$\frac{I(2)}{I(1)} \approx 4 \exp \left(-\frac{g h_{1/2} \mu H}{kT} \right).$$

Это означает, во-первых, что в недеформированном Si в ЭПК на боре, так же, как и на фосфоре, успевает установиться термодинамическое рав-

новесие между спиновыми подуровнями и, во-вторых, что только компонента (1) отвечает переходу из основного состояния. Следовательно, в основном состоянии $J_z = -2$, $S_z = -1/2$. Схема разрешенных переходов для МЭПК на атомах бора в Si в магнитном поле представлена на рис. 21, б. Для переходов 1 и 3 энергии испускаемых фотонов совпадают. Предэкспоненциальный множитель в (39) связан с различием матричных элементов для переходов 1 и 2.

Линии излучения МЭПК с двумя и тремя экситонами в сильном магнитном поле расщепляются соответственно на дублет и триплет (см. рис. 21). Относительные интенсивности зеемановских компонент в обеих линиях не изменяются при увеличении магнитного поля от 40 до 80 кЭ, поэтому все компоненты соответствуют переходам из основного состояния. Для объяснения наблюдаемой картины расщепления необходимо предположить, что в МЭПК в магнитном поле нижнее состояние для двух электронов имеет проекцию результирующего момента $S_z = -1$, а для трех электронов $S_z = -3/2$ (рис. 21). Если бы два электрона образовывали спиновый синглет Γ_1 , то линия m_2 должна была бы расщепиться в магнитном поле на квинтет, как показано на рис. 21, б штриховой линией. Таким образом, данные по измерениям в поперечном магнитном поле хорошо согласуются с результатами, полученными при одноосном сжатии.

д) Спектры НАЭ_m при сильном $j-j$ -взаимодействии

Расщепление линии излучения НАЭ₃ в магнитном поле в кристаллах в Si(Al) полностью совпадает с наблюдаемым в Si(B) (рис. 21, 22)²⁰. Схема переходов в МЭПК на Al в

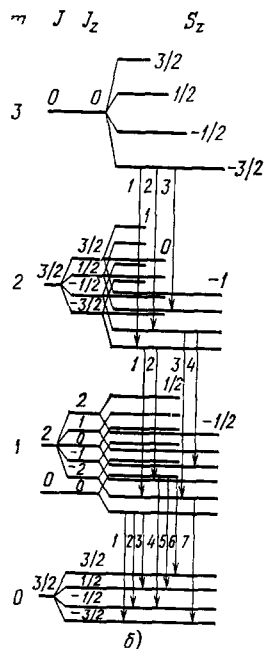
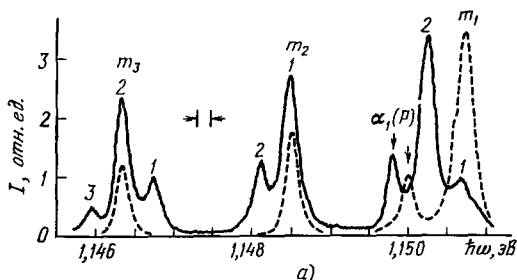


Рис. 22. а) Спектр излучения МЭПК в Si(A) в магнитном поле²⁰ ($H = 62$ кЭ, $\mathbf{H} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$, $T = 1,8$ К; штриховые линии — спектр при $H = 0$); б) схема расщепления уровней и разрешенных переходов МЭПК в Si(Al) магнитном поле (взаимное расположение уровней с $J = 0$ и 2 для НАЭ₁ отвечает $H = 60$ кЭ).

магнитном поле показана на рис. 22, б. При рассмотрении расщепления уровней ОМ пренебрегается малым расщеплением возбужденного состояния Γ_3 , Γ_5 ЭПК, соответствующего полному моменту дырок $J = 2$. Основным состоянием ЭПК является состояние с $J = 0$ и моментом электронов $S_z = -1/2$. Об этом свидетельствует тот факт, что в спектре линии m_1 наблюдаются три зеемановские компоненты, обусловленные переходами из нижайшего состояния. При переходах из состояния $J = 2$ при $s_z = -1/2$ должна была бы наблюдаться

только одна компонента ($-2, -1/2$). Этот результат находится в согласии с выводами, полученными при исследовании влияния одноосной деформации (гл. 6). Компонента 4 на рис. 22 обусловлена рекомбинацией $e-h$ пары в состоянии ($J = 0, s_z = 1/2$). Ее интенсивность уменьшается с ростом магнитного поля, однако при $H = 60-80$ кЭ она на порядок превышает ожидаемую в условиях термодинамического равновесия между подуровнями $s_z = +1/2$ и $-1/2$. Компоненты, отвечающие переходам 5 и 6, не удастся выделить, так как они из-за близости g_e и суммы $g_{h_{1/2}} + g_{h_{3/2}}$ в НА совпадают с линиями 1 и 2. Заметим, что компоненты, отвечающие рекомбинации $e-h$ пар в ЭПК в состоянии ($-2; -1/2$), которое при $H = 40$ кЭ расположено ниже, чем $\{0; 1/2\}$, но выше терма $\{0, -1/2\}$, при 2К в спектре не наблюдаются²⁰. Таким образом, в ЭПК отсутствует равновесие только между электронными состояниями терма с $J = 0$. Это не удивительно, так как при $J = 0$ электрон-дырочное обменное взаимодействие, которое является наиболее эффективным каналом спиновой релаксации, сильно ослаблено. Между состояниями с $J = 2$ и $J = 0$ при $H \neq 0$ так же, как и при $H = 0$, равновесие успевает установиться.

В НАЭ₂ переходы из основного ($-3/2, -1$) состояния в ЭПК с $J = 0$ запрещены. Поэтому в больших полях ($H \gtrsim 50$ кЭ) в спектре излучения НАЭ₂ так же, как и в Si (B), видны только две линии, соответствующие переходам в состояния $J = 2$ с $J_z = -2$ и $J_z = -1$. Не ясно пока, однако, почему интенсивность линии, отвечающей переходу из возбужденного ($-1/2; -1$) состояния в Si (Al), больше, чем в Si (B). Эта линия в Si (Al) хорошо видна еще при $H \sim 60$ кЭ (рис. 22)²⁰.

е) Поляризация излучения МЭПК в продольном магнитном поле

В малых полях, особенно при исследовании фононных линий в спектрах МЭПК, не удастся разрешить отдельные зеемановские компоненты. В этих случаях эффективным методом исследования является измерение степени поляризации всей линии в целом. В частности, использование этого метода показало отличие спектров МЭПК с разным числом экситонов⁶¹, несмотря на внешне подобный характер зеемановского расщепления, наблюдавшийся в⁷.

Как указывалось выше, поляризация каждой из зеемановских компонент в МЭПК не зависит от числа экситонов и определяется величинами $I_{\pm}(j_z, s_z)$ в табл. VIII, IX.

Относительные интенсивности этих компонент W зависят от заселенности соответствующих состояний, т. е. числа связанных экситонов m , типа заполненной оболочки r ($\Gamma_1, \Gamma_{3,5}$) и температуры. Эти интенсивности $W_m^r(s_z, j_z)$ определяются выражением⁶¹

$$W_m^2(s_z, j_z) = \sum_{s_z} g_{S_z, m}^r v_{s_z, m}^{S_z, r} \exp\left(-\frac{g_e \mu H S_z}{kT}\right) \sum_{J_z} v_{j_z, m}^{J_z} \exp\left(-\frac{g_h \mu H J_z}{kT}\right); \quad (40)$$

здесь $g_{S_z, m}^r$ — статистический вес состояния с полным моментом электронов S_z , т. е. число комбинаций, с помощью которых может быть реализовано состояние с данным S_z в оболочке r комплекса с m электронами. $v_{s_z, m}^{S_z, r}$ — число электронов со спином s_z в оболочке r в состоянии S_z при заданном числе электронов $m - 1$ для оболочки $\Gamma_{3,5}$ в НДЭ_m и m для оболочки $\Gamma_{1,3,5}$ в НАЭ_m. $v_{j_z, m}^{J_z}$ — число дырок с моментом j_z в состоянии

с полным моментом J_z при заданном числе дырок m в НДЭ $_m$ и $m + 1$ в НАЭ $_m$.

В соответствии с принципом Паули $v_{j_z, m}^{J_z}$ принимает значения 0 или 1, за исключением ЭПК на акцепторах, где при наличии расщепления для термов $J_z = 0$ с $J_z = 0, 2$ $v_{j_z, 1}^0 = 1/2$ для всех четырех значений $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$. В комплексах на НД для терма Γ_1 с $S = 0$ $v_{s_z, m}^{0, \Gamma_1} = 1$ для всех $s_z = \pm 1/2$ при всех m , поэтому для α -линий $W_m^{\Gamma_1}(s_z, j_z)$ не зависит от s_z :

$$W_m^{\Gamma_1}(s_z, j_z) = \sum_{J_z} v_{j_z, m}^{J_z} \exp\left(-\frac{g_{H_j} \mu H j_z}{kT}\right). \quad (41)$$

Степень циркулярной поляризации излучения линий X_m^r определяется выражением

$$P_c(X_m^r) = \sum_{s_z, j_z} I_-(s_z, j_z) W_m^r(s_z, j_z) \left[\sum_{s_z, j_z} I_+(s_z, j_z) W_m^r(s_z, j_z) \right]^{-1}, \quad (42)$$

где $X_m^{\Gamma_1} = \alpha_m$, $X_m^{\Gamma_{3,5}} = \beta_{m-1}$ для НДЭ $_m$ и $X_m^{\Gamma_{1,3,5}} = m_m$ для НАЭ $_m$.

Поляризация линий излучения в Si (P) и Si (B) в продольном магнитном поле изучалась в работах ⁶⁰⁻⁶².

На рис. 23 показана зависимость $P_c(H)$ для α_m (NP и TO) и β_{m-1} (ТО)-линий излучения комплексов в Si (P) с $m = 1-6$. Степень поляризации

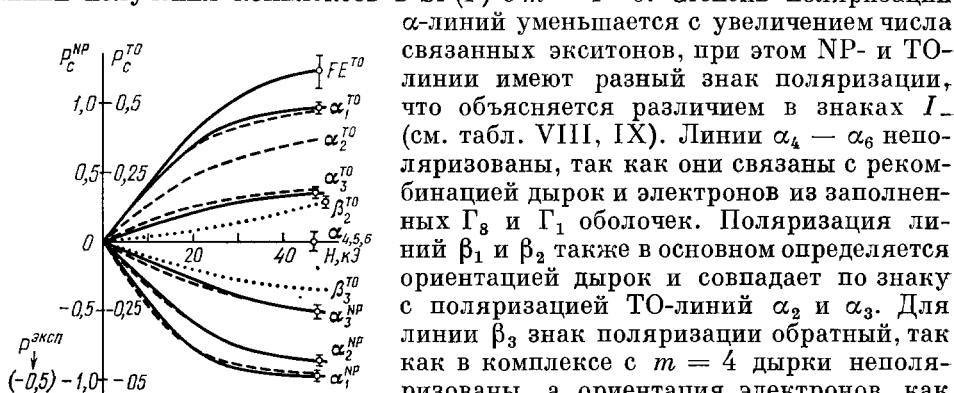


Рис. 23. Циркулярная поляризация бесфононных (NP) и ТО-компонент линий излучения МЭПК в Si (P) — $\alpha_m^{\text{NP, TO}}$ и β_m^{TO} и свободного экситона (FE) в магнитном поле в конфигурации Фарадея ⁶².

Н || (111), $T = 1,9$ К. Сплошные линии — эксперимент, кружки и штриховые линии — теория при $g_e = 2$, $g_h = 1,2$, $T = 1,9$ К.

α -линий уменьшается с увеличением числа связанных экситонов, при этом NP- и ТО-линии имеют разный знак поляризации, что объясняется различием в знаках I_- (см. табл. VIII, IX). Линии $\alpha_4 - \alpha_6$ неполяризованы, так как они связаны с рекомбинацией дырок и электронов из заполненных Γ_8 и Γ_1 оболочек. Поляризация линий β_1 и β_2 также в основном определяется ориентацией дырок и совпадает по знаку с поляризацией ТО-линий α_2 и α_3 . Для линии β_3 знак поляризации обратный, так как в комплексе с $m = 4$ дырки неполяризованы, а ориентация электронов, как видно из табл. VIII, IX, приводит к обратному знаку поляризации. На рис. 24 показана зависимость $P_c(H)$ для NP- и ТО-линий НАЭ $_m$ с $m = 1 - 4$. Знак поляризации линий m_1, m_2 определяется ориентацией дырок, а линий m_3 и m_4 , связанных с рекомбинацией дырок из состояния $J = 0$ — ориентацией электронов. Поэтому знак их поляризации различен. Теоретические кривые на рис. 24 построены по формулам (40) — (42) при $\alpha/\beta = 0,5$, $g_1 = 1, 2$, $g_e = 2$.

Согласно ⁶³, лучшее согласование теории и эксперимента имеет место, если предположить, что в комплексах на НА имеется небольшое орбитально-долинное расщепление обратного знака, т. е. что в них, как и в комплексах на Li (НД), нижними являются электронные уровни $\Gamma_{3,5}$. При этом величина расщепления $\Delta_{m\text{VO}}$ должна несколько возрастать с увеличением m от 0,05 мэВ при $m = 1$, до 0,16 мэВ при $m = 3$. В спектрах

НАЭ_т непосредственно орбитально-долинное расщепление не наблюдалось.

На рис. 23 также показана зависимость $P_c(H)$ для ТО-линии свободного экситона. Некоторое различие в значениях P_c в насыщении для свободного экситона и ЭПК, возможно, связано с упомянутым выше различием в правилах отбора для свободных и связанных экситонов. Кривые рис. 24 сняты при $H \parallel \langle 111 \rangle$. Как видно из табл. IX, степень поляризации ТО-линий зависит от направления магнитного поля. Если H направлено не по главным осям $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, то в продольном поле должна возникать и линейная поляризация⁶⁴. Так, при $H \parallel \langle 110 \rangle$ интенсивности ТО-линий в поляризации $e \parallel \langle 001 \rangle$ и $e \parallel \langle 110 \rangle$ различны. Согласно расчетам⁶⁴ степень линейной поляризации $P_1 = (I_{001} - I_{1\bar{1}0}) / (I_{001} + I_{1\bar{1}0})$ достигает 31 и 11% для ТО-линий α_1 и α_3 соответственно. Линии α_2 и α_4 линейно неполяризованы. Указанные расчеты соответствуют $g_2 = 0$. Анизотропия g -фактора дырок должна приводить и к поляризации NP -линий α_m . Так, при $g_1 = 0,6$, $g_2 = 0,4$ для линии α_1 $P_1 = 10\%$, для α_3 $P_1 = 6\%$, линии α_2 и α_4 неполяризованы. Возникновение линейной поляризации в геометрии Фарадея при $H \parallel \langle 110 \rangle$ было обнаружено на связанных экситонах в Ge(As)⁶⁵. Детально это явление экспериментально не исследовалось.

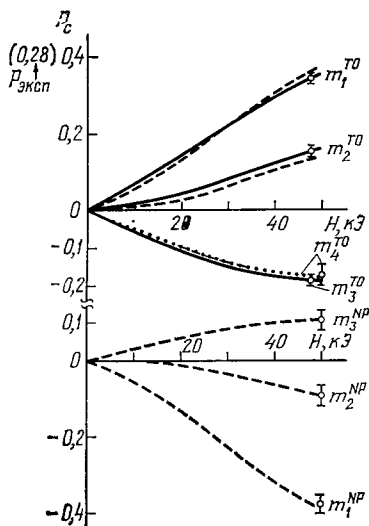


Рис. 24. Циркулярная поляризация NP - и $ТО$ -линий излучения МЭПК в Si (В), в магнитном поле⁶³. $H \parallel \langle 111 \rangle$, $T = 1,9$ К, $N_B = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — теория при $g_e = 2$, $g_h = 1.2$.

ж) g -факторы электронов и дырок в МЭПК

По величине расщепления линий излучения МЭПК можно определить g -факторы рекомбинирующих электронов и дырок. Эти результаты представлены в табл. X^{13, 57, 66}, где для сравнения приведены также g -факторы электрона в нейтральном доноре и дырки в нейтральном акцепторе^{67, 68}. Из таблицы видно, что g -факторы электронов в МЭПК на донорах и акцепторах в пределах ошибки измерения практически совпадают с g -фактором электрона в нейтральном доноре. Что же касается g -факторов дырок, то они совпадают с g -фактором дырок в нейтральном акцепторе бора только в МЭПК на атомах бора, в то время как в МЭПК на донорах они существенно отличаются от g_h в Si (В). Расщепление дырочных уровней в магнитном поле определяется гамильтонианом (36). При $g_2 \neq 0$ величина расщепления зависит от направления магнитного поля, и g -факторы дырок $g_{h3/2}$ и $g_{h1/2}$ не совпадают. Так, при $H \parallel \langle 111 \rangle$ ¹⁶

$$g_{h1/2} = g_1 + \frac{13}{4} g_2, \quad g_{h3/2} = \frac{1}{3} \sqrt{6 \left(g_1 + \frac{9}{4} g_2 \right)^2 + 3 \left(g_1 + \frac{5}{4} g_2 \right)^2}. \quad (43)$$

В деформированном Si при $H \parallel P \parallel \langle 111 \rangle$ ¹⁶

$$g_{h\parallel} = g_1 + \frac{13}{4} g_2. \quad (44)$$

Таблица X

g -факторы связанных электронов и дырок в МЭПК, НД и НА
и параметры, характеризующие диамагнитный сдвиг в МЭПК
в Si (H || <111>); по данным работ ¹², ⁵⁷, ⁶⁶, ⁶⁷, ⁶⁸

	НДЭ ₁ Si (As) ¹²	НДЭ ₁ Si (P) ⁶⁶	НДЭ ₂ —НДЭ ₄ Si (P) ⁵⁷	НД Si (P) ⁶⁷	НА Si (B) ⁶⁸	НАЭ Si (B) ⁵⁷
g_e	1,85	1,99	2,0	2,0	—	1,85
$g_{h1/2}$	1,46	1,54	1,8	—	1,15	1,2
$g_{h3/2}$	1,17	1,27	1,2	—	1,1	1,1
g_1	0,74	0,86	0,6	—	1,03	1,2
g_2	0,22	0,21	0,4	—	0,04	0,1
$b_{1/2} \cdot 10^5 \frac{\text{мэВ}}{\text{кЭ}^2}$	1,85 *)	1,5	2,2 *)	—	—	2 *)
$b_{3/2} \cdot 10^5 \frac{\text{мэВ}}{\text{кЭ}^2}$		3,4				

*) Усредненное значение

Из табл. X видно, что в МЭПК на фосфоре разность $g_{h3/2} - g_{h1/2}$ значительно больше, чем в нейтральном акцепторе. Различие в значениях константы g_2 для свободных и связанных дырок вызвано наличием у дырок, связанных на центре или в экситоне, плавных функций d , g , ... типа [16]. Большие значения g_2 в комплексах на НД указывают на большую амплитуду d , g , ... функций. Такое различие представляется естественным, так как в МЭПК на НД дыркам энергетически не выгодно находиться вблизи положительно заряженного донора, и поэтому вклад d , g , ... функций, обращающихся в ноль на доноре, увеличивается. В заключение отметим, что при построении теоретических кривых $P_c(H)$ на рис. 23 не учитывалось различие $g_{h3/2}$ и $g_{h1/2}$ и полагалось, что $g_h = 1, 2$. Это обстоятельство связано с тем, что для линий α_m в сильных магнитных полях преобладает вклад от дырки с $j_z = 3/2$. Поэтому замена g_h на $g_{h3/2} = 1,2$ обеспечивает хорошее согласие с теорией даже при заметных значениях g_2 .

з) Диамагнитное расщепление термов ЭПК на НД в Ge

В сильных магнитных полях наряду с зеемановским расщеплением в спектрах излучения свободных и связанных экситонов должно проявляться и квадратичное по полю диамагнитное расщепление, а также диамагнитный сдвиг уровней. Этот эффект наиболее резко выражен в Ge, где радиус экситона значительно больше, чем в Si. Диамагнитное расщепление электронных уровней связано с различием продольной и поперечной эффективных масс электронов $m_{||}$ и m_{\perp} . Поэтому при H || <100> в Ge состояния, соответствующие разным долинам, смещаются по-разному. Это смещение

$$\Delta_{e \text{ dia}}^I = \lambda_2 H^2 (3 \cos^2 \theta_l - 1), \quad (45)$$

где θ_l — угол между H и главной осью долины z_l . При $m_{||} > m_{\perp}$, как это имеет место в Ge и Si, $\lambda_2 > 0$. В экситонах, связанных на НД в Ge, диамагнитный сдвиг (45) приводит к расщеплению термов G_5 и их смешиванию

с термами Γ_1 . В сильном магнитном поле, когда диамагнитное расщепление превышает орбитально-долинное, при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ нижние уровни соответствуют долинам $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $(1\bar{1}\bar{1})$ и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Эти три состояния расщепляются орбитально-долинным взаимодействием на два терма Γ_1 и Γ_3 . При $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ нижние уровни соответствуют долинам $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Эти два состояния так же, как два верхних, расщеплены орбитально-долинным взаимодействием. Диамагнитные эффекты также приводят к расщеплению дырочных термов $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$. Это расщепление описывается гамильтонианом, подобным деформационному гамильтониану¹⁶. В сферическом приближении

$$H_{\text{h dia}} = \bar{\lambda}_3 \left[(\mathbf{JH})^2 - \frac{5}{4} H^2 \right]. \quad (46)$$

В Ge константа $\bar{\lambda}_3 > 0$. Вследствие диамагнитных эффектов, а также анизотропии g -фактора дырок характер расщепления уровней ЭПК и поляризация ЛА-линий зависит от направления магнитного поля. Поскольку в Ge для экситона, связанного на НД, диамагнитное расщепление терма Γ_5 , определяемое (45), может быть сравнимо или даже превышать орбитально-долинное, то изменение поляризации в продольном магнитном поле, а также и расщепление уровней оказываются существенно различными при $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Это наглядно иллюстрируется рис. 25, где показана зависимость $P_c(H)$ для НР-линий ЭПК в Ge (As) для трех указанных направлений магнитного поля⁶⁵.

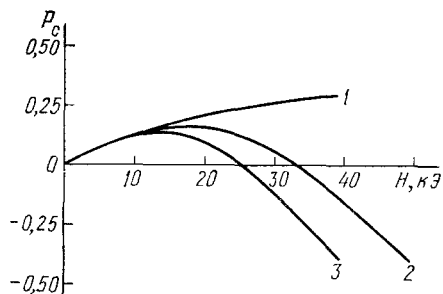


Рис. 25. Циркулярная поляризация НР-линий НДЭ в Ge (As) в магнитном поле⁶⁵.

$T = 1,9$ К, $N_{\text{As}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ 1 — $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$,
2 — $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$, 3 — $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$.

и) Диамагнитные сдвиги линий МЭПК в Si

Квадратичный по полю сдвиг линий излучения МЭПК в Si наблюдается в полях $H > 30$ кЭ⁵⁷. Особенно хорошо этот сдвиг виден для узкой линии излучения ЭПК в Si (P). Недавно поведение линии излучения ЭПК в Si (P) было подробно исследовано в работе⁶⁶ при $T = 4,2$ К, когда населенность возбужденных спиновых состояний достаточно велико вплоть до $H \sim 60$ кЭ. Анализируя квадратичные сдвиги всех шести зеемановских компонент, авторы выделили также и вклад от диамагнитного расщепления дырочных термов $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$, которое оказалось очень существенным при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ (табл. X).

Установление диамагнитных свойств представляется интересным в частности, из-за возможности оценить размер комплекса. Для сферически симметричных волновых функций диамагнитный сдвиг Δ_{dia} связан в первом порядке теории возмущений со средним радиусом частиц в комплексе соотношением Ланжевена⁶⁹

$$\Delta_{\text{dia}} = \frac{e^2 H^2}{12 c^2} \sum_i \frac{\langle r_i^2 \rangle}{m_i}, \quad (47)$$

где суммирование ведется как по электронным, так и дырочным состояниям.

Если положить, что в комплексе $\langle r_i^2 \rangle = 3a_B^2$ (так же, как для 1s-водородоподобной волновой функции) и что радиусы электронных и дырочных оболочек ввиду примерного равенства эффективных масс электронов

и дырок совпадают, то для радиуса ЭПК в Si (P) и Si (B) получается значение $r_i \approx 0,65 a_{B,Fe} \approx 30 \text{ \AA}$ ⁵⁷. Таким образом, размер ЭПК меньше размера экситона, что согласуется с расчетами, выполненными в работе ⁷⁰. Отметим, однако, что значение r_i для ЭПК, полученное с использованием формулы Ланжевена без учета ван-флековского члена парамагнитного происхождения, возникающего во втором порядке теории возмущений и имеющего обратный знак, может оказаться несколько заниженным.

Из анализа диамагнитных сдвигов линий излучения МЭПК в Si (B) для переходов между основными состояниями с помощью выражения (47) в работе ⁵⁷ было найдено, что размер комплексов практически не изменяется с ростом числа связанных с центром $e - h$ -пар. Отсюда следует, что при увеличении числа $e - h$ -пар в комплексе возрастает электронно-дырочная плотность. Этот результат согласуется с расчетом, выполненным в работе ⁷⁰. Обнаруженное при исследованиях диамагнитных сдвигов явление «самоуплотнения» комплексов с увеличением числа $e - h$ -пар хорошо коррелирует также с уменьшением безызлучательного времени жизни $e - h$ -пар в этих комплексах. Известно, что в непрямых полупроводниках это время определяется главным образом процессами безызлучательной оже-рекомбинации.

8. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ И ЭЛЕКТРОННО-ЭЛЕКТРОННЫЙ ОБМЕН И ТОНКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ МЭПК В Si

Недавно в работах ^{26,71} удалось впервые разрешить тонкую структуру α -линии излучения НДЭ₂ в кремнии. Авторы ⁷¹ использовали кремний, выращенный методом бестигельной зонной кристаллизации и легированный фосфором путем облучения нейтронами. В таких образцах ширина α -линии НДЭ₁, не имеющей тонкой структуры, не превышает 5 мкэВ. Высокое разрешение достигалось благодаря использованию интерферометра Фабри — Перро. Было обнаружено, что линия α_2 , соответствующая переходу $\{2\Gamma_1, \Gamma_{3,5}, 2\Gamma_8\} \rightarrow \{\Gamma_1, \Gamma_{3,5}, \Gamma_8\}$, состоит из большого числа компонент, связанных с расщеплением как начального, так и конечного состояний. Особый интерес представляет обнаружение тонкой структуры α_2 -линии в образцах, сжатых по оси $\langle 001 \rangle$, когда в спектре надежно разрешены три компонента ⁷¹. В деформированном кристалле исходное состояние НДЭ₂ вырождено только по спину электрона Γ_4 и не расщепляется. Спины двух остальных электронов Γ_1 , так же как и двух дырок Γ_6 , антипараллельны. В конечном состоянии НДЭ₁* имеются два электрона Γ_1 и Γ_4 и дырка Γ_6 и единственной причиной расщепления этого возбужденного состояния являются обменные взаимодействия. Поэтому указанные эксперименты впервые позволили непосредственно определить величины обменных расщеплений в кремнии. В работе ⁷¹ учитывался только обмен между электроном Γ_4 и дыркой Γ_6 . Эта модель объясняет наблюдаемое расщепление линии α_2 , но не объясняет соотношения интенсивностей отдельных компонент. Как отмечалось выше, согласно оболочечной модели плавные волновые функции состояний Γ_4 и Γ_1 одинаковы, и поэтому $e - h$ -обмен для электронов Γ_1 и Γ_4 также должен быть одинаков и определяться выражением

$$\mathcal{H}_{eh}^{ex} = \Delta_{\perp} (\mathbf{J}\mathbf{S}) + (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) J_z S_z, \quad (48)$$

где \mathbf{J} — момент дырки Γ_6 ($J_z = \pm 1/2$), а $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_4$ — суммарный момент электронов Γ_1 и Γ_4 ($S = 0; 1$). Наряду с $e - h$ -обменом необходимо учитывать и $e - e$ -обмен между электронами разных долин. Этот обмен в Si практически изотропен. Он приводит к обменному взаимодействию элект-

тронов Γ_1 и Γ_4 , определяемому выражением

$$\mathcal{H}_{ee}^{\text{ex}} = \Delta_3 (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_4) = \frac{1}{2} \Delta_3 \left(S^2 - \frac{3}{2} \right). \quad (49)$$

По порядку величины константы Δ_{\perp} , Δ_{\parallel} и Δ_3 должны быть близки, поскольку $e - e$ -обмен, как и $e - h$, определяются короткодействующим взаимодействием^{16,72}. В соответствии с (48), (49) α_2 -линия в кристалле, сжатом по оси $\langle 001 \rangle$, должна состоять из четырех компонент, положение и интенсивности которых в π (I_{\parallel}) и σ (I_{\perp}) поляризациях определяются табл. XI⁷².

Таблица XI

Относительное расположение E и интенсивности в π (I_{\parallel}) и σ (I_{\perp}) поляризациях компонент α_2 -линии в Si, сжатом вдоль оси $\langle 001 \rangle$ ($R = \sqrt{1 + 8\xi^2}$, где $\xi = \Delta_{\perp}/\Delta_{\parallel}$)

N	E	Интенсивность	
		I_{\parallel}	I_{\perp}
I	Δ_{ee}^{ex}	2	1/2
II	$\Delta_{\parallel} (R - 1)/4$	$3 - R^{-1} (1 + 8\xi)$	$(1 + R^{-1})/4$
III	$2\Delta_{\parallel}/4$	0	1
IV	$-\Delta_{\parallel} (R + 1)/4$	$3 + R^{-1} (1 + 8\xi)$	$(1 - R^{-1})/4$

Эта модель дает возможность удовлетворительно объяснить как положение, так и относительные интенсивности линий, обнаруженных в работе⁷¹, если положить $\Delta_3 = 104$ мкэВ, $\Delta_{\perp} = -47$ мкэВ, $\Delta_{\parallel} = -12$ мкэВ⁷².

В недеформированном кристалле $e - h$ -обмен определяется выражением¹⁶

$$\mathcal{H}_{eh}^{\text{ex}} = 2\Delta_1 (\mathbf{J}\mathbf{S}) + 2\Delta_2 \sum_i \mathbf{J}_i \mathbf{S}_i. \quad (50)$$

При малых деформациях, когда деформационное расщепление уровня Γ_8 мало по сравнению с энергией связи константы Δ_{\perp} и Δ_{\parallel} в (48) связаны с Δ_1 и Δ_2 в (50) соотношением: $\Delta_{\perp} = 4\Delta_1 + 10\Delta_2$, $\Delta_{\parallel} = 2\Delta_1 + 1/2\Delta_2$ (при сжатии по $\langle 001 \rangle$) $\Delta_{\perp} = 3\Delta_2$, $\Delta_{\parallel} = 6\Delta_1 + 27/2\Delta_2$ (при растяжении по $\langle 001 \rangle$). Указанным выше значениям Δ_{\parallel} и Δ_{\perp} соответствуют $\Delta_1 = -48$ мкэВ, $\Delta_2 = -17$ мкэВ, что согласуется с оценками $|\Delta_{eh}^{\text{ex}}| \approx \simeq 50$ мкэВ, определенными в⁷³ по времени спиновой релаксации электрона в экситоне. В недеформированном кристалле помимо $e - h$ -обмена структура нижнего термина НДЭ₂ $\{2\Gamma_1, \Gamma_5, \Gamma_8\}$ определяется также $j - j$ -расщеплением и кристаллическим расщеплением, рассмотренными в гл. 4, а структура термина НДЭ₁^{*} $\{\Gamma_1, \Gamma_5, \Gamma_8\} - e - e$, $e - h$ -обменом и кристаллическим расщеплением. Обменно-долинное взаимодействие приводит лишь к одинаковому сдвигу всех подуровней этого состояния. Однозначно определить величины этих расщеплений по данным работы⁷¹ не удастся. По-видимому, это можно будет сделать, если удастся провести измерения при более низких температурах, что позволит менять заселенность верхних состояний НДЭ₂.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное внимание в настоящем обзоре уделено многоэкситонным комплексам в кремнии. Это связано, прежде всего с тем, что в этих кристаллах комплексы наиболее изучены. По-видимому, именно в кремнии свойства МЭПК наилучшим образом описываются одноэлектронной теорией, приводящей к оболочечной модели. Как указывалось выше наряду с Si, МЭПК наблюдались в Ge, GaP, SiC. Само явление образования таких комплексов на мелких примесных центрах носит общий характер, и можно ожидать их обнаружение в других полупроводниках с вырожденными зонами. Так, в прямозонных полупроводниках со структурой сфалерита, у которых экстремум верхней валентной зоны 4-кратно вырожден по спину, наряду со связанными экситонами на НД и НА может существовать стабильный комплекс $НАЭ_2$. Хотя оболочечная модель качественно, а во многих случаях и количественно описывает свойства МЭПК в Si, целый ряд вопросов, касающихся внутренней структуры МЭПК, остаются нерешенными. Так, остается неясным, как будет осуществляться заполнение внешних (возбужденных) дырочных оболочек комплекса и какова стабильность комплексов в этих условиях. В связи с этим интересно знать, каково максимальное число $e - h$ -пар, которые могут связаться с центром, образуя устойчивый комплекс. Представляло бы интерес теоретическое исследование этого вопроса. Одноэлектронный подход, который пока используется для описания энергетического спектра и заполнения оболочек МЭПК, является лишь грубым приближением. Поэтому естественно было ожидать проявления тонкой структуры спектра, обусловленной электрон-электронными (дырочными) корреляциями. Эксперименты, выполненные в Ge и Si, подтвердили эти предположения. Однако детально вопрос о природе обнаруженной тонкой структуры еще не исследован и конкретные механизмы, ответственные за наблюдаемое расщепление уровней, не установлены. Коллективные электрон-электронные взаимодействия должны также приводить к изменению g -факторов электронов. Поэтому представляло бы интерес прецизионное измерение величины парамагнитного расщепления в МЭПК с разным числом связанных экситонов.

МЭПК на нейтральных примесях содержат нечетное число частиц (электронов или дырок) и поэтому по своей природе должны быть парамагнитными центрами. Поэтому изучение спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) таких комплексов и развитие оптических методов детектирования спектров ЭПР может оказаться тонким инструментом изучения их внутренней структуры.

В заключение следует отметить, что многочастичный экситонно-примесный комплекс в полупроводнике не поддается строгому теоретическому описанию из-за отсутствия в задаче малого параметра. В этой связи определенный интерес представляли бы вариационные расчеты энергии основного состояния МЭПК и, на их основе, анализ стабильности МЭПК при изменении числа связанных экситонов.

Институт физики твердого тела АН СССР,
Черноголовка (Московская обл.)
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lampert M. A. — Phys. Rev. Lett., 1958, v. 1, p. 450.
2. Haynes J. R. — Ibid., 1960, v. 4, p. 361.
3. Каминский А. С., Покровский Я. Е. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 381.

4. Каминский А. С., Покровский Я. Е., Алкеев Н. В.— ЖЭТФ 1970, т. 59, с. 1937.
5. Pokrovskii Ja. E., Kaminskii A. S., Svistunova K.— In: Proc. of X Intern. Conference on Physics of Semiconductors.— Cambridge, 1970.— P. 504.
6. Sauer R.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 33, p. 376.
7. Kosai K., Gershenzon M.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 723.
8. Sauer R., Weber J.— Phys. Rev. Lett. 1976, v. 36, p. 48.
9. Sauer R., Schmid W., Weber J.— Sol. State Comm., 1977, v. 24, p. 507.
10. Wang S.-Y. J., Kittel C.— Phys. Lett. Ser. A, 1972, v. 42, p. 189.
11. Thomas D. G., Gershenzon M., Hopfield J. J.— Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2379.
12. Cherlow J. M., Aggarwal R. L., Lax B.— Ibid. Ser. B, 1973, v. 7, p. 4547.
13. Dean P. J., Herbert D. C., Bimberg D., Choyke W. J.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1635.
14. Kirczenow G.— Sol. State Comm., 1977, v. 21, p. 713.
15. Kirczenow G.— Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 1787.
16. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках.— М.: Наука, 1972.
17. Lipary N. O., Baldareschi A.— Sol. State Comm., 1978, v. 25, p. 665.
18. Thewalt M. L. W.— Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 1463.
19. Кулаковский В. Д.— В кн.: Тезисы Всесоюзного совещания по физике экситонов. Л.: 1977, с. 28; Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 217.
20. Kulakovskii V. D., Malyavkin A. V.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1979, v. 92, p. 455.
21. Lion S. A., Smith D. L., McGill T. C.— Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 17, p. 2620.
22. Elliott K. R., Osbourn B. S., Smith D. L.— Ibid., p. 1808.
23. Thewalt M. L. W.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 521.
24. Lightowers E. C., Henry M. O.— J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. L247.
25. Пикус Г. Е.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1653.
26. Parsons R. R.— Sol. State Comm., 1977, v. 22, p. 672.
27. Mayer A. E., Lightowers E. G.— J. Phys. Ser. C, 1978, v. 12, p. L539, L945.
28. Lion S. A., Smith D. L., McGill T. C.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 56.
29. Elliott K. R., McGill T. C.— Sol. State Comm., 1978, v. 28, p. 317.
30. Thewalt M. L. W., Rostworoski J. A., Kirczenow G.— Can. J. Phys., 1979, v. 57, p. 1898.
31. Dean P. J., Haynes J. R., Flood W. F.— Phys. Rev., 1967, v. 161, p. 711.
32. Nishino T., Nakayama H., Hamakawa Y.— Sol. State Comm., 1977, v. 21, p. 327.
33. Henry M. O., Lightowers E. C.— J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. L601.
34. Каминский А. С., Покровский Я. Е.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 1037.
35. Martin R. W.— Sol. State Comm., 1974, v. 14, p. 369.
36. Пикус Г. Е., Аверкиев Н. С.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 352.
37. Narita S., Taniguchi M.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1095.
38. Taniguchi M., Narita S.— J. Phys. Soc. Japan, 1977, v. 43, p. 1262.
39. Kane E. O.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 11, p. 3850.
40. Frova G. A., Thomas G. A., Hensel J. C., Miller R. E., Lee P. A.— Ibid., 1976, v. 13, p. 1692.
41. Hammond R. B., Smith D. L., McGill T. C.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1535.
42. Аснин В. М., Бир Г. Л., Ломасов Ю. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1600.
43. Lax M., Hopfield J. J.— Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 115.
44. Алтухов П. Д., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 489.
45. Алкеев Н. В., Каминский А. С., Покровский Я. Е.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 843.
46. Balslev I.— Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 636.
47. Sauer R., Weber J.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 778.
48. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 2234.
49. Кулаковский В. Д.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 1394.
50. Бир Г. Л., Пикус Г. Е.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 1207.
51. Karteuser E., Rodriguez S.— Phys. Rev., Ser. B, 1973, v. 8, p. 1556.
52. Chandrasekhar H., Fisher P., Ramdas A., Rodriguez S.— Ibid., p. 3836.

53. Алкеев Н. В., Каминский А. С., Покровский Я. Е.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 713.
54. Алтухов П. Д., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 489.
55. Каминский А. С., Покровский Я. Е.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1727.
56. Кулаковский В. Д., Малявкин А. В., Тимофеев В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 576; т. 28, с. 58.
57. Кулаковский В. Д., Малявкин А. В., Тимофеев В. Б.— ЖЭТФ, 1978, т. 76, с. 272.
58. Schmid O. W.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1977, v. 84, p. 529.
59. Bir G. L., Picus G. E.— In: Proc. of VII Intern. Conference on Physics of Semiconductors-Paris — Dunod; Acad. Press, 1964.
60. Алтухов П. Д., Ельцов К. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 239.
61. Алтухов П. Д., Ельцов К. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 468.
62. Аверкиев Н. С., Алтухов П. Д., Ельцов К. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А., Ушакова Е. М.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 1980.
63. Алтухов П. Д., Ельцов К. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А.— Ibid., с. 599.
64. Аверкиев Н. С.— Ibid., с. 2493.
65. Аверкиев Н. С., Алтухов П. Д., Аснин В. М., Ельцов К. Н., Ломасов Ю. Н., Пикус Г. Е., Рогачев А. А., Рудь Н. А.— В кн.: Материалы II республиканского коллоквиума по модуляционной спектроскопии полупроводников. Сухуми, 1979. Тбилиси, 1980.— С. 183.
66. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 422.
67. Wilson D. K., Feher G.— Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 1068.
68. Merlet F., Rajot B., Argas Ph., Jean-Louis A. M.— Ibid. Ser. B, 1975, v. 12, p. 3297.
69. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.
70. Wünsche H. J., Henneberger K., Khartsiev V. E.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1978, v. 86, p. 505.
71. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 141.
72. Пикус Г. Е., Аверкиев И. С.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34.
73. Altukhov P. D., Eltzov K. N., Pikus G. E., Rogachev A. A.— In: Proc. 14th Intern. Conference on Physics of Semiconductors.— Edinburgh, 1978.— P. 379.