

УДК 621.315.592

СПЕКТРОСКОПИЯ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Обзор

Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф.

Рассмотрены спектральные и поляризационные характеристики рекомбинационной люминесценции горячих электронов в соединениях $A^{III}B^V$, главным образом в GaAs и InP. Дана краткий обзор результатов, полученных методами спектроскопии горячей фотолюминесценции в различных направлениях физики полупроводников, включая процессы релаксации (внутри- и междолинные переходы), структуру зон и примесных центров.

Еще сравнительно недавно считалось, что «исследования люминесценции в полупроводниках дают значительно более скудную информацию, чем исследования поглощения и отражения, поскольку излучательные переходы происходят между узкой полосой состояний, содержащих термализованные электроны, и узкой полосой состояний, содержащих термализованные дырки, и, следовательно, создают узкий спектр» [1]. Это утверждение в настоящее время устарело. Развитие исследований фотолюминесценции горячих электронов привело к тому, что спектроскопия горячей фотолюминесценции становится эффективным методом решения широкого круга задач физики полупроводников, включая вопросы кинетики сверхбыстрых процессов релаксации фемтосекундного диапазона, зонной структуры и структуры примесных центров. Данная работа представляет собой краткий обзор результатов, полученных в перечисленных выше направлениях.

Основное внимание в ней будет уделено исследованиям, проведенным позднее 1981 г. и не вошедшим в обзоры [2-4]. Результаты первого этапа работ (до 1981 г.) приводятся в той степени, в какой они необходимы для понимания физической картины явлений и полноты освещения рассматриваемых вопросов.

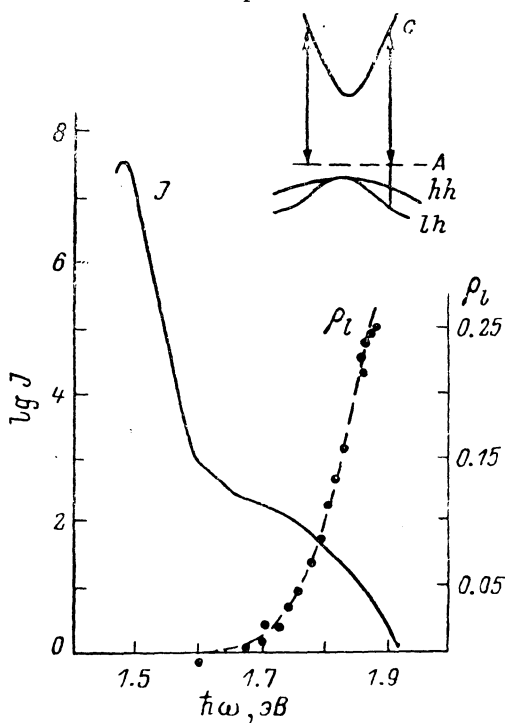
1. Спектр горячей фотолюминесценции

При поглощении фотона с энергией $\hbar\omega_{ex}$ избыточную энергию $\hbar\omega_{ex} - E_g$ получают фотовозбужденный электрон и дырка. Эта энергия делится между ними обратно пропорционально их эффективным массам. Обычно при рождении пары электрон—тяжелая дырка почти всю энергию получает электрон, а в процессе, в котором рождаются электрон и легкая дырка, энергия между ними распределяется примерно поровну. При возбуждении высоко в зону носители заряда быстро теряют избыточную энергию и импульс, так что большинство из них успевает термализоваться за время жизни. Однако малая часть фотовозбужденных носителей рекомбинирует еще в ходе энергетической релаксации, соответствующее излучение проявляется в виде слабого высокочастотного хвоста краевой люминесценции (рис. 1). Именно эту составляющую спектра излучения мы и называем горячей фотолюминесценцией (ГФЛ). Отметим, что функция распределения фотовозбужденных носителей заряда имеет немасквелловский вид (она вообще не характеризуется температурой), а горячими они являются в том смысле, что их кинетическая энергия намного превышает температуру решетки.

Спектр ГФЛ дает как бы временную развертку процесса релаксации фото-возбужденных носителей. И хотя эксперимент ставится в условиях постоянной накачки, далее мы увидим, что обширная информация о кинетике сверхбыстрых процессов релаксации может быть извлечена из поляризационных характеристик ГФЛ.

В настоящем разделе будут рассмотрены спектры горячей фотолюминесценции при различных уровнях легирования и разных энергиях кванта возбуждающего света. Описанные в обзоре эксперименты выполнялись обычно на кристаллах *p*-типа, так что горячие электроны рекомбинировали с равновесными дырками, локализованными на акцепторных уровнях.

На рис. 1, где приведен спектр рекомбинационной фотолюминесценции, типичный для *p*-GaAs с концентрацией акцепторов $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, область ГФЛ занимает интервал от 1.6 эВ почти до линии возбуждения $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.96 \text{ эВ}$.



Интенсивность возбуждения в этом эксперименте была не слишком велика ($\sim 10^2 \text{ Вт/см}^2$), так что ГФЛ обусловлена рекомбинацией электронов с равновесными дырками и линейно зависела от интенсивности возбуждения. Как видно, интенсивность ГФЛ даже в наиболее низкочастотной части, примыкающей к краевой полосе, на много порядков меньше интенсивности в максимуме краевой полосы, что естественно было ожидать ввиду сравнительно малого времени жизни электрона в «горячем» состоянии. Методика этих

Рис. 1. Спектр и степень линейной поляризации ρ_l горячей фотолюминесценции *p*-GaAs : Zn.

$N_A = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 2 \text{ К}$, $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.96 \text{ эВ}$. Схема переходов в верхнем правом углу: hh и lh — подзоны тяжелых и легких дырок, c — зона проводимости. Рекомбинация на уровне акцепторов (A).

измерений сходна с методикой исследования комбинационного рассеяния в непрозрачных кристаллах в геометрии обратного рассеяния.

В более чистых кристаллах ($N_A < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в GaAs, $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в InP) при температурах ниже 30 К в спектре ГФЛ появляются осцилляции, обусловленные последовательным испусканием длинноволновых LO-фононов горячими электронами и отражающие дискретный характер их функций распределения.

На рис. 2 приведены высокочастотные участки таких спектров для трех линий возбуждения. Первый высокочастотный максимум 0 (бесфононный пик) в каждом из трех спектров обусловлен рекомбинацией на уровень акцептора электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок и не испытавших энергетической релаксации. Второй и третий максимумы (1, 2) соответствуют рекомбинации электронов, испустивших последовательно один и два оптических фонона (схема переходов представлена на вставке к рис. 2). Приведенные на рис. 2 спектры привязаны по частоте к возбуждающей линии, как это обычно имеет место и в спектроскопии комбинационного рассеяния света. Так, сдвиг $\hbar\omega_{\text{ex}}$ от 1.96 до 1.83, а затем до 1.65 эВ сдвигает соответственно всю систему осцилляций.

Иная ситуация реализуется, когда энергия возбуждения лежит выше 2.4 эВ, т. е. когда электроны в зоне проводимости рождаются со значительно большей

энергии [6]. В этом случае интенсивность ГФЛ вблизи линии возбуждения очень слаба (результаты исследований этого участка спектра будут обсуждаться далее); в то же время наблюдается значительно более сильная люминесценция с высокочастотным порогом около 1.8 эВ, спектр которой не зависит от энергии кванта возбуждающего света.

В умеренно легированных кристаллах в таких спектрах хорошо проявляется фоновая структура. Интерпретация спектров ГФЛ при возбуждении квантами большой энергии, предложенная в [6, 7] и недавно подтвержденная в [8], состоит в следующем. При возбуждении выше дна нижней боковой (L) долины электроны наряду с внутримолекулярным испытывают и междолинное рассеяние. Ввиду большей, чем в Γ -долине, массы плотности состояний большая часть электронов за несколько актов рассеяния переходит в боковые долины и возвращается в Γ -минимум, достигнув их дна. При этом испускается «междо-

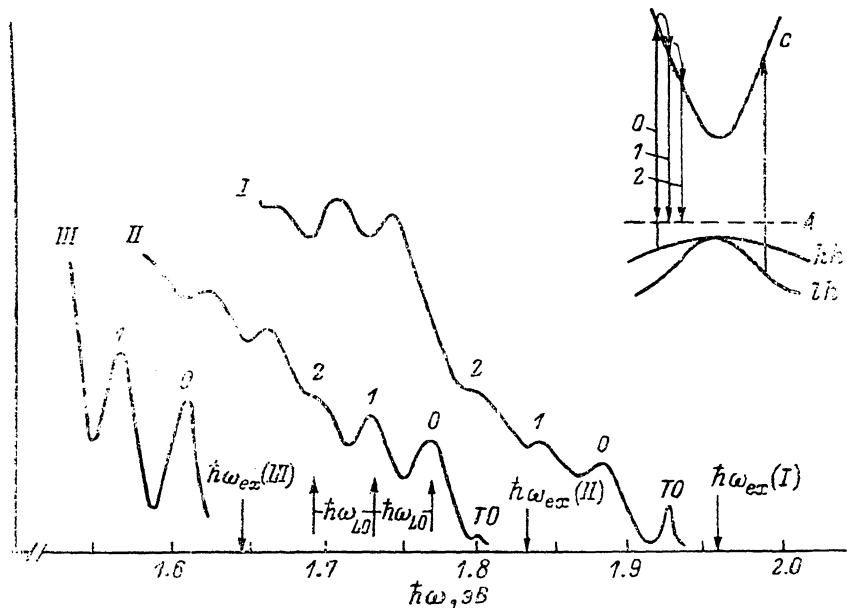


Рис. 2. Спектры горячей фотолуминесценции p -GaAs:Zn ($N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при трех линиях возбуждения.

I — 1.96, II — 1.83, III — 1.65 эВ [8]. Схема переходов — на вставке.

линный» (LO или LA) фотон. Точке прихода электронов из L -долины и соответствует порог низкочастотного участка спектра ГФЛ. Поскольку энергии междолинных фононов известны, эта особенность спектра позволяет с хорошей точностью определить положение дна боковых долин (см. раздел 4, [6-10]).

Спектр люминесценции непосредственно связан с функцией распределения $f(\epsilon)$. В случае рекомбинации на акцептор интенсивность ГФЛ определяется формулой

$$I = Af(\epsilon)g(\epsilon)\Phi(\epsilon), \quad (1)$$

где ϵ — энергия рекомбинирующих электронов, $\epsilon = \hbar\omega - E_g + E_A$, $\hbar\omega$ — энергия кванта люминесценции, E_A — энергия связи дырки на акцепторе, $g(\epsilon)$ — плотность состояний в зоне проводимости, A — коэффициент, слабо зависящий от частоты, а функция $\Phi(\epsilon)$ характеризует распределение дырок по импульсам на акцепторе. Численный расчет функции $\Phi(\epsilon)$ показывает, что в GaAs в области энергий $\epsilon \gg E_A$ она хорошо аппроксимируется формулой для водородоподобного центра

$$\Phi(\epsilon) = \left(1 + \frac{\epsilon}{E_A} \frac{m_c}{m_A}\right)^{-4} \quad (2)$$

при $m_A = 0.66 m_0$ и $E_A = 31 \text{ мэВ}$ (Zn) [11].

На рис. 3 приведено энергетическое распределение $[n_1^*(\epsilon) = f(\epsilon)]g(\epsilon)$ для электронов, инжектированных в Γ -минимум из L -долины, полученное из спектров ГФЛ с учетом (1), (2) и поправок на самопоглощение. Осцилляции в ходе $n(\epsilon)$ обусловлены последовательным испусканием LO -фононов в ходе энергетической релаксации. Высоочастотный порог в $n(\epsilon)$ отвечает наличию источника электронов — боковой долины. Видно, что в интервале 100—300 мэВ среднее значение $n(\epsilon)$ слабо зависит от энергии, что соответствует слабой энергетической зависимости времени излучения оптического фонона $\tau_{PO}(\epsilon)$. При $\epsilon < 37$ мэВ испускание оптических фононов становится невозможным и соответственно $n(\epsilon)$ резко возрастает.

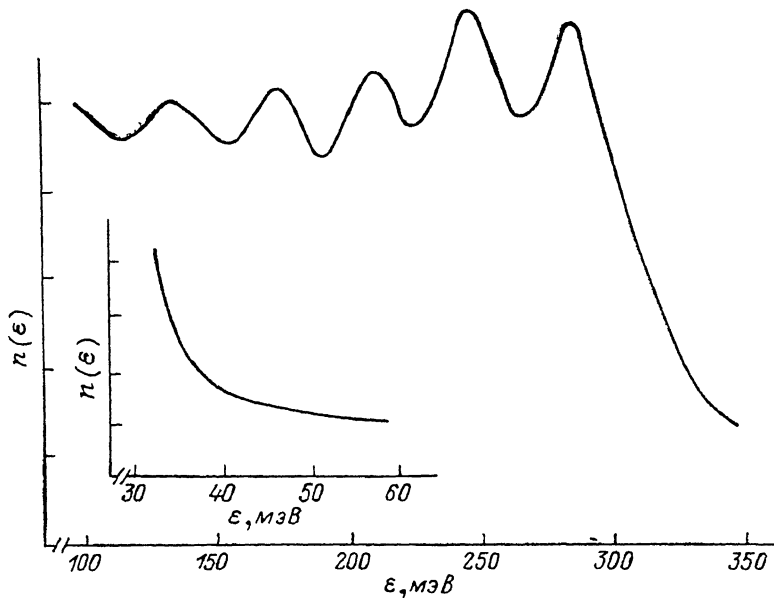


Рис. 3. Функция распределения горячих электронов, полученная из обработки спектров ГФЛ при $\hbar\omega_{ex} = 2.54$ эВ.
 p -GaAs : Zn, $N_A = 8 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $T = 2$ К.

2. Поляризация горячей фотолюминесценции

Необычными являются поляризационные характеристики горячей фотолюминесценции. Так, в отсутствие электрического поля и деформации ГФЛ материалов, принадлежащих кубической группе симметрии, оказывается линейно поляризованной. Величина степени линейной поляризации ρ_l максимальна на высоочастотном краю спектра ГФЛ и спадает по мере энергетической релаксации (рис. 1). Было показано, что появление линейной поляризации обусловлено анизотропией функции распределения электронов по импульсам при межзонном поглощении света [12]. Это явление получило название оптического выстраивания электронов по импульсам (скоростям). Причиной анизотропии распределения импульсов горячих электронов является жесткая связь между моментом и импульсом в валентной зоне алмазоподобных полупроводников. Как известно, валентная зона таких кристаллов состоит из двух подзон (легких и тяжелых дырок) с общей вершиной в центре зоны Бриллюэна. Кроме различия в массах, легкие и тяжелые дырки различаются также значениями проекции углового момента ($J=3/2$) на направление квазиимпульса p . Проекция момента тяжелой дырки на p принимает значение $\pm 3/2$, а проекция момента легкой дырки $\pm 1/2$.¹

Из правил отбора следует, что дипольный момент прямого оптического пере-

¹ Теоретические результаты, приведенные в этом разделе, справедливы в сферическом приближении, т. е. не учитывают гофрировки валентной зоны. Эффекты, связанные с гофрировкой, не малы и будут обсуждаться в разделе 4.

хода между состояниями подзоны тяжелых дырок (hh) и зоны проводимости (c) не имеет компоненты вдоль \mathbf{p} ($\mathbf{d}_{hh,c} \cdot \mathbf{p} = 0$), а для переходов из подзоны легких дырок, наоборот, эта проекция дипольного момента максимальна. Таким образом, при фотовозбуждении электронов из подзоны тяжелых дырок импульсы рождающихся носителей лежат в основном в плоскости, перпендикулярной направлению поляризации возбуждающего света. Функция распределения таких электронов по импульсам в момент рождения

$$F(\mathbf{p}) \sim \sin^2 \vartheta, \quad (3)$$

где ϑ — угол между \mathbf{p} и \mathbf{e}_{ex} , \mathbf{e}_{ex} — вектор поляризации возбуждающего света. Из (3) следует, что при возбуждении из подзоны тяжелых дырок ($hh-c$) электроны с $\mathbf{p} \parallel \mathbf{e}_{ex}$ не рождаются вовсе. Вид $F(\mathbf{p})$ в точке рождения для этого канала возбуждения представлен на рис. 4 (случай $\omega_c \tau_0 = 0$). Пространственная картина выстраивания получается путем вращения приведенного контура вокруг \mathbf{e}_{ex} .

Рассмотрение переходов в зону проводимости из подзоны легких дырок $lh-c$ показывает, что в этом случае импульсы рождающихся носителей направлены преимуще-

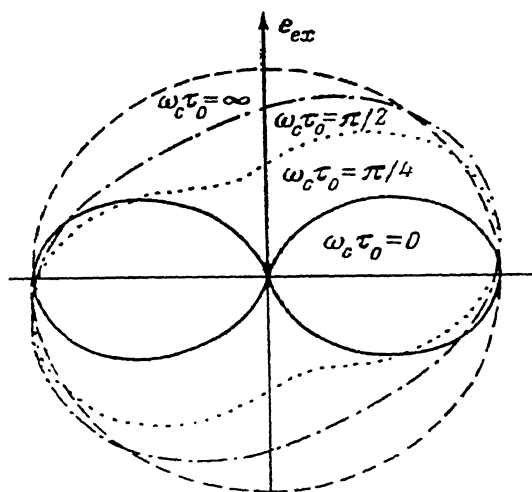


Рис. 4. Эволюция функции распределения $F(\mathbf{p})$ горячих электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок, в магнитном поле.

Линейно поляризованное возбуждение (вектор поляризации \mathbf{e}_{ex}), ω_c — циклотронная частота, τ_0 — время жизни электрона в точке рождения. Приложение магнитного поля приводит к повороту и изотропизации $F(\mathbf{p})$. Геометрия Фарадея (В вдоль луча). Расчет по формуле (3) из [2].

ственно параллельно \mathbf{e}_{ex} . Для обоих каналов возбуждения функция распределения электронов по направлениям импульса в момент рождения может быть представлена в виде

$$F(\mathbf{p}) = F_0(\varepsilon_0) [1 + \alpha_0 P_2(\cos \vartheta)], \quad (4)$$

где $F_0(\varepsilon_0)$ — симметричная часть функции распределения, ε_0 — энергия электронов в момент рождения, $P_2(\cos \vartheta)$ — второй полином Лежандра [$P_2(x) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 x - 1)$]. Параметр $\alpha_0 = -1$ для возбуждения $hh-c$ [что приводит к (3)] и $\alpha_0 = 1$ для переходов $lh-c$.

Явление, описываемое формулами (3), (4), и получило название оптического выстраивания электронов по импульсам.²

Покажем теперь, как возникает линейная поляризация ГФЛ. Как известно, межзонные переходы с поглощением и излучением фотона описываются идеальными правилами отбора, так что вероятность рекомбинации электрона и тяжелой дырки с испусканием кванта, поляризованного по орту \mathbf{e}' , будет задаваться выражением, аналогичным (3),

$$W(\mathbf{p}, \mathbf{e}') \sim \sin^2 \vartheta', \quad (5)$$

где ϑ' — угол между \mathbf{p} и \mathbf{e}' . Эта формула показывает, что излучение, возникающее при рекомбинации электрона и тяжелой дырки, поляризовано в основном перпендикулярно импульсу.

² В соответствии с терминологией, принятой в атомной физике, такой тип анизотропии, связанный с выделенной осью (в данном случае \mathbf{e}_{ex}), называется выстраиванием (в отличие от анизотропии, связанной с существованием выделенного направления, которая называется ориентацией).

Интенсивность люминесценции поляризации e' определяется интегралом по всем направлениям импульса p от произведения функций распределения электронов $F(p)$, дырок $\Phi(-p)$ и вероятности (5)

$$I_{e'} = \int F(p) \Phi(-p) W(p, e') d\Omega. \quad (6)$$

Обсудим прежде всего начальную, соответствующую рекомбинации из точки ϵ_0 линейную поляризацию ГФЛ. В случае высоких температур в кристаллах p -типа фотовозбужденные электроны с $\epsilon = \epsilon_0$ рекомбинируют с равновесными тяжелыми дырками. При низких температурах, когда дырки локализованы на акцепторах, $\Phi(p)$ в (6) имеет смысл функции распределения дырок по импульсам на акцепторе, т. е. квадрата волновой функции дырки на акцепторе в импульсном представлении. При не очень малых квазиимпульсах состояние дырок на акцепторе сформировано в основном из волновых функций hh -подзоны, так что вероятность перехода $W(p, e')$ в обоих случаях одинакова. Подставляя (3), (5) в (6) и полагая, что $\Phi(p)$ изотропна, можно вычислить зависимость интенсивности излучения от угла между e_{ox} и e' и степень поляризации:

$$\rho_I = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (7)$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности люминесценции, поляризованной так же, как возбуждающий свет ($e' \parallel e_{ox}$), и перпендикулярно $e' \perp e_{ox}$. В результате получаем в сферическом приближении начальное значение $\rho_I^0 = 1/7$. При ориентации образца (111), когда луч возбуждающего света направлен по [111], а люминесценция наблюдается в геометрии «назад», т. е. вдоль $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, экспериментальные значения ρ_I^0 близки к расчетному. В общем случае кубическая (а не сферическая) симметрия кристалла приводит к тому, что все три множителя в (6) зависят от ориентации e_{ox} относительно кристаллографических осей. Поэтому и ρ_I оказывается зависящей от ориентации e_{ox} относительно осей кристалла. Этот эффект, как мы увидим, может быть использован для определения степени гофрированности валентной зоны.

В ходе энергетической релаксации в результате столкновений электронов происходит изотропизация их функции распределения. При возбуждении линейно поляризованным светом электроны, имевшие в момент рождения распределение (4), спустившись до энергии ϵ , будут описываться распределением

$$F(p) = F_0(\epsilon) [1 + \alpha(\epsilon) P_2(\cos \vartheta)]. \quad (8)$$

Эта функция характеризуется параметром анизотропии $\alpha(\epsilon)$ ($|\alpha| \leq 1$), энергетическая зависимость которого определяется уравнением

$$\frac{d\alpha}{d\epsilon} = \frac{\tau_{\epsilon}}{\tau_{p2}} \frac{\alpha}{\epsilon}, \quad (9)$$

где τ_{ϵ} — время энергетической релаксации, τ_{p2} — время релаксации анизотропии импульсного распределения, которое легко может быть связано с обычным временем релаксации импульса τ_p .³ Таким образом, из зависимости $\alpha(\epsilon)$ непосредственно определяется отношение τ_{ϵ}/τ_p .

Уникальную возможность исследования зависимости $\alpha(\epsilon)$ дает измерение спектрального распределения линейной поляризации ГФЛ. Используя правила отбора для межзонных переходов, можно показать [12], что

$$\rho_I(\hbar\omega) = \frac{3\alpha(\epsilon) a_{11}}{20 + \alpha(\epsilon) a_0}, \quad (10)$$

где $\hbar\omega$ — энергия испускаемого фотона, однозначно связанная с энергией электрона ϵ . Так, из спектральной зависимости $\rho_I(\hbar\omega)$ на рис. 1 следует $\tau_{\epsilon}/\tau_{p2} = 3.5$.

Определение τ_{ϵ} по магнитной деполаризации ГФЛ позволяет, таким образом, вместе с определением $\tau_{\epsilon}/\tau_{p2}$ определить τ_{ϵ} и τ_{p2} порознь.

³ Для малоуглового рассеяния на кулоновском потенциале дырок или примесей $\tau_p/\tau_{p2} = 3$.

3. Деполаризация горячей фотолуминесценции в магнитном поле.

Определение времен релаксации

В этом разделе мы опишем результаты влияния магнитного поля на линейную поляризацию ГФЛ. Это влияние обусловлено действием силы Лоренца, которая поворачивает импульсы фотовозбужденных электронов и тем самым изменяет величину и направление оси анизотропии их функции распределения. Наиболее прост случай, когда магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль луча света (геометрия Фарадея). При этом ось симметрии распределения, направленная в момент возбуждения вдоль \mathbf{e}_{ex} , поворачивается вокруг \mathbf{B} , все время оставаясь перпендикулярной ему. Угловая частота этого вращения есть циклотронная частота $\omega_c = eB/mc$. На рис. 4 приведен вид углового распределения электронов, рассчитанный в точке рождения ϵ_0 в различных магнитных полях. По мере увеличения B происходит поворот и изотропизация распределения. Соответственно уменьшается степень линейной поляризации. Из экспериментальных зависимостей в соответствии с соотношением

$$p_l(B) = p_l(0)/(1 + 4\omega_c^2\tau_0^2), \quad (11)$$

которое хорошо выполняется на опыте, определяется τ_0 — время жизни электрона по отношению

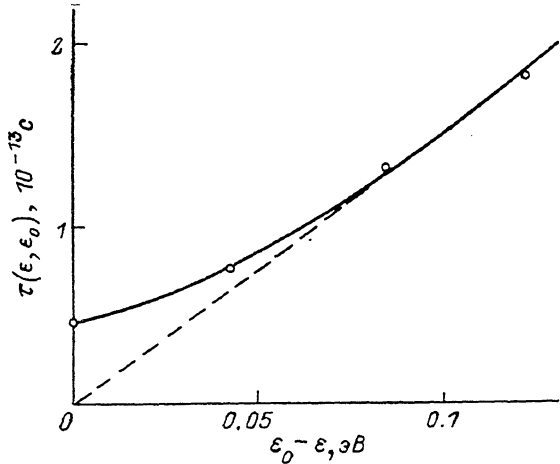


Рис. 5. Типичная зависимость времени спуска $\tau(\epsilon, \epsilon_0)$ от энергии рекомбинирующего электрона.

Наклон прямолинейного участка кривой определяет время энергетической релаксации τ_ϵ . В данном случае $\tau_\epsilon = 4 \cdot 10^{-13}$ с (при $\epsilon_0 = 0.3$ эВ), $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.96$ эВ ($\epsilon_0 = 0.38$ эВ). При $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$ $\tau(\epsilon, \epsilon_0) \rightarrow 5 \cdot 10^{-14}$ с и имеет смысл времени ухода из начального состояния. Образец тот же, что и на рис. 1.

ко всем процессам, выводящим его из состояния с энергией ϵ_0 .⁴ Аналогичные измерения при энергиях кванта рекомбинационного излучения, соответствующего меньшим энергиям электронов ϵ , позволяют определить также времена спуска $\tau(\epsilon, \epsilon_0)$, т. е. времена жизни горячего электрона от момента рождения в состоянии с энергией ϵ_0 до момента рекомбинации из состояния с энергией $\epsilon < \epsilon_0$. Из зависимости $\tau(\epsilon, \epsilon_0)$ от разности $\epsilon_0 - \epsilon$ (рис. 5) определяется время энергетической релаксации $\tau(\epsilon)$, а совместно с измеренным из поляризационных спектров значением $\tau(\epsilon)/\tau_p$ — и время импульсной релаксации τ_r .

В образцах с большой концентрацией акцепторов основным механизмом энергетической релаксации являются столкновения электронов с нейтральными акцепторами, сопровождающиеся их возбуждением или ионизацией. По деполаризации ГФЛ были измерены времена ухода из точки рождения ϵ_0 для ряда образцов GaAs, легированных цинком с концентрацией акцепторов N_A от 10^{17} до $1.4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ [5]. Результаты измерений для $\epsilon_0 = 0.38$ эВ аппроксимируются зависимостью вида

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau'} + CN_A, \quad (12)$$

где $\tau' = 70$ фс. Величина C ($0.9 \cdot 10^{-5}$ см³/с) определяет суммарное сечение этих процессов и удовлетворительно согласуется с теоретической оценкой. Время τ' в (12) обусловлено энергетической релаксацией за счет испускания фононов.

В умеренно легированных кристаллах, как уже отмечалось, основным механизмом энергетической релаксации становится испускание продольных

⁴ Примеры кривых магнитной деполаризации $p_l(B)/p_l(0)$ приведены на рис. 6 для случая чисто фононного механизма релаксации.

оптических фононов. Спектры ГФЛ для этого случая приведены на рис. 2 (GaAs) и 6 (InP).

Поляризационные измерения показали, что в ряду максимумов 0, 1, 2 на рис. 2 степень поляризации уменьшается. Это уменьшение связано с изотропизацией функции распределения электронов при испускании оптических фононов. Степень уменьшения соответствует расчету [2], основанному на взаимодействии электронов с LO-фононами. Так, при $\epsilon_0 = 380$ мэВ после испускания LO-фонона ρ_i уменьшается примерно в 1.5 раза, при $\epsilon_0 = 100$ мэВ — уже в 2.5 раза. При $\epsilon_0 \approx \hbar\omega_{LO}$, как и следует ожидать, испускание LO-фонона полностью изотропизует распределение.

Кривые магнитной деполяризации для пиков, соответствующих рекомбинационному излучению электронов, испустивших один, два и более фононов, описываются формулами, более сложными, чем формула (11).⁵ Экспериментальные данные и соответствующие расчетные кривые приведены на рис. 7.

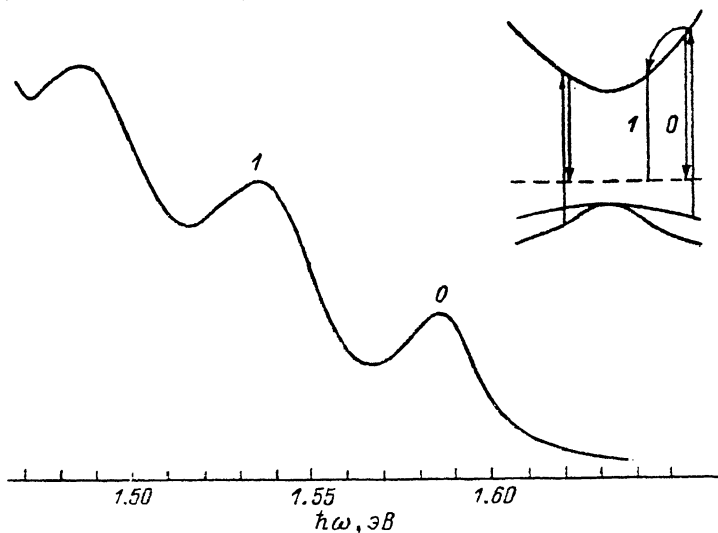


Рис. 6. Спектр горячей фотолуминесценции в кристалле p -InP.

$N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ. Пик 0 соответствует рекомбинации электронов из точки рождения, пик 1 — после испускания LO-фонона ($\hbar\omega_{LO} = 43$ мэВ). По энергии пик 1 совпадает с бесфононным пиком для электронов, рожденных из зоны легких дырок. Схема переходов — в правом верхнем углу.

Из этих данных получены эффективные времена τ_0 , τ_1 , τ_2 ухода электронов из состояний с энергиями ϵ_0 , $\epsilon_0 - \hbar\omega_{LO}$, $\epsilon_0 - 2\hbar\omega_{LO}$ соответственно: $\tau_0 = 70$, $\tau_1 = 80$, $\tau_2 = 100$ фс. Разница между τ_0 и τ_2 связана с дополнительным вкладом междолинных переходов в процесс энергетической релаксации при $\epsilon = 380$ мэВ. При такой энергии становятся возможными не только переходы внутри Γ -минимума, но и междолинные Γ -L-переходы с испусканием «междолинного» фонона (как уже отмечалось в разделе 1). В этом случае

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{P0}} + \frac{1}{\tau_{L1}}, \quad (13)$$

где τ_{P0}^{-1} — вероятность испускания длинноволнового LO-фонона, а τ_{L1}^{-1} — вероятность рассеяния в L-долины с испусканием коротковолнового фонона.

На рис. 8 приведена полученная по магнитной деполяризации ГФЛ зависимость τ_0 от ϵ_0 .⁶

При $\epsilon_0 < 0.3$ эВ $\tau_0 = 110 \pm 10$ фс и соответствует времени испускания LO-фонона τ_{P0} . Возрастание τ_0^{-1} выше 0.3 эВ соответствует подключению междолин-

⁵ В общем случае, согласно [5], после испускания n фононов $\rho_n(B) = \rho_n(0) \times \times \text{Re} \prod_{k=1}^n (1 + 2i\omega_c \tau_k)^{-1}$.

⁶ Идентичные значения были получены при измерениях как на образцах, вырезанных из монокристаллических слитков, так и на гетероструктурах GaAs—GaAlAs [13].

ных $\Gamma-L$ -переходов. При $\epsilon_0=385$ мэВ для $\tau_{\Gamma L}$ было получено значение 250 фс. Такое значение $\tau_{\Gamma L}$ при массе плотности состояний L -долин $0.56 m_0$ [9] и $\Delta E_{\Gamma L}=310$ мэВ соответствует константе междолинной связи $D_{\Gamma L}=8 \cdot 10^8$ эВ/см.⁷ Этот результат был получен по деполяризации ГФЛ еще в 1980 г. [5]. Однако с учетом того обстоятельства, что величины $D_{\Gamma L}$, измеренные различными авторами и разными методами, характеризуются значительным разбросом,⁸ значение $D_{\Gamma L}$ было недавно определено нами независимым методом — из сопоставления спектров интенсивности ГФЛ при различных энергиях возбуждения [14]. Найденная таким образом величина $7 \cdot 10^8$ эВ/см в пределах точности измерений совпадает с результатом, полученным в экспериментах по магнитной деполяризации ГФЛ [6]. Близкое значение $D_{\Gamma L}(6.5 \pm 1.5) \cdot 10^8$ эВ/см было полу-

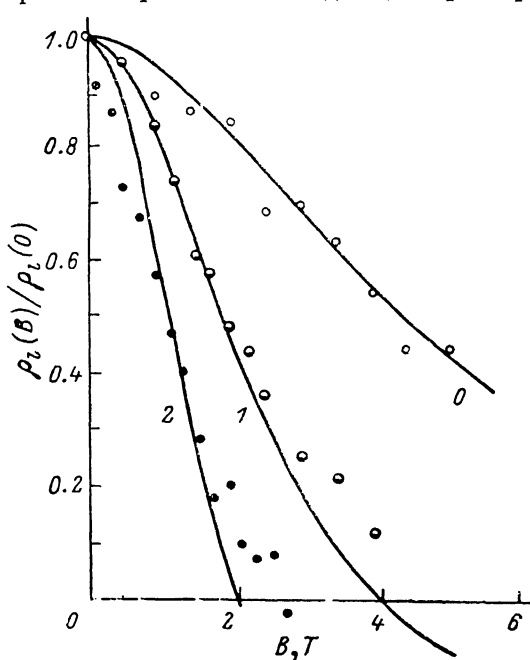


Рис. 7. Кривые магнитной деполяризации ГФЛ в GaAs в точках 0, 1, 2 спектра 1 рис. 2.

Сплошные кривые — расчет по формулам (16) из [4]. Возбуждение $\hbar\omega_{ex}=1.96$ эВ. Начальная энергия электронов, соответствующая кривой 0, $\epsilon_0=385$ мэВ [5]. $\tau_0=0.7 \cdot 10^{-13}$, $\tau_1=0.8 \cdot 10^{-13}$, $\tau_2=1 \cdot 10^{-13}$ с.

значение $D_{\Gamma L}$ было недавно определено нами независимым методом — из сопоставления спектров интенсивности ГФЛ при различных энергиях возбуждения [14]. Найденная таким образом величина $7 \cdot 10^8$ эВ/см в пределах точности измерений совпадает с результатом, полученным в экспериментах по магнитной деполяризации ГФЛ [6]. Близкое значение $D_{\Gamma L}(6.5 \pm 1.5) \cdot 10^8$ эВ/см было полу-

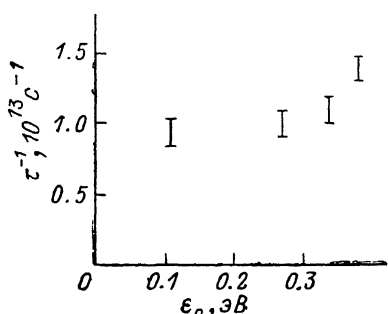


Рис. 8. Энергетическая зависимость вероятности рассеяния фотовозбужденных электронов в GaAs при фоновом механизме рассеяния и гелиевых температурах [14].

чено недавно методами пикосекундной люминесцентной спектроскопии (по кинетике возгорания краевой полосы, обусловленного обратными $L-\Gamma$ -переходами при накачке квантами 2.04 эВ)⁹ [16].

При еще большей энергии ϵ_0 в GaAs становятся возможными переходы не только в L -, но и в X -долины.

Уходное время для электронов с энергией $\epsilon_0=570$ мэВ, измеренное по деполяризации ГФЛ, оказалось равным 18 ± 2 фс [17]. Оно определяется как внутримолекулярными $\Gamma-\Gamma$ -, так и $\Gamma-L$ -, $\Gamma-X$ -переходами. Для канала $\Gamma-X$ при такой энергии электронов $\tau_{\Gamma X}=30$ фс, что при $\Delta E_{\Gamma X}=485$ мэВ (см. раздел 4) и $m_X=0.85 m_0$ [9] соответствует $D_{\Gamma X}=1.5 \cdot 10^9$ эВ/см.

На рис. 9 построена энергетическая зависимость времени рассеяния горячего электрона в GaAs, полученная с использованием приведенных выше параметров. Как уже отмечалось, до $\epsilon_0=0.3$ эВ время τ_0 близко к 110 фс и слабо

⁷ Константа междолинной связи (междолинный деформационный потенциал) D_{ik} связана с временем междолинного перехода из i -й долины в k -ю: $\tau_{ik}^{-1} = B_{ik} \sqrt{\epsilon_k}$, где ϵ_k — энергия конечного состояния в k -й долине, отсчитанная от ее дна, при $T=0$ $B_{ik} = D_{ik}^2 m_k^3 / (2 \sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega_{ik})$, ρ — плотность, ω_{ik} — частота «междолинного» фонона, m_k — масса плотности состояний k -долины [13].

⁸ От $1.5 \cdot 10^8$ до 10^9 эВ/см. Такой разброс значений приводит к еще большему (в 40 раз) разбросу величины времени междолинного рассеяния, так как $\tau_{\Gamma L}^{-1} \sim D_{\Gamma L}^2$.

⁹ Процессы возврата электронов из L -долин в центральный минимум создают в этом случае своего рода «бутылочное горло», лимитирующее время нарастания краевой полосы величиной порядка 2 пс ($\tau_{L\Gamma}$), определяемой массой плотности в Γ -минимуме и $D_{L\Gamma} = D_{\Gamma L}$.

зависит от энергии, а с дальнейшим повышением энергии быстро увеличивается за счет подключения $\Gamma-L$ и особенно (выше 0.5 эВ) $\Gamma-X$ -переходов.

С учетом результатов раздела 4 набор определенных методами спектроскопии ГФЛ констант междолиненной связи в GaAs выглядит следующим образом: $D_{\Gamma L}=(8\pm 2)\cdot 10^8$, $D_{\Gamma X}=(1.5\pm 0.3)\cdot 10^9$, $D_{LL}=(5\pm 1)\cdot 10^8$ эВ/см.

Аналогичные измерения времени полярного рассеяния были проведены в кристаллах фосфида индия [18]. Энергетическая зависимость $\tau_{PO}(\epsilon)$ в InP будет подробно обсуждаться в следующем разделе. Здесь же приведем значение времени τ_{PO} для не слишком больших энергий электронов: для $\epsilon_0=200$ мэВ $\tau_{PO}=70\pm 10$ фс. Меньшее по сравнению с GaAs значение τ_{PO} соответствует большим величинам фрелиховской константы электрон-фононного взаимодействия и частоты LO-фонона ω_{LO} в InP.

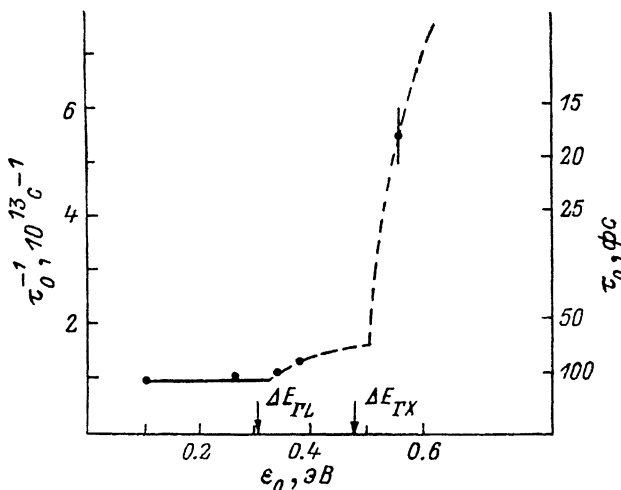


Рис. 9. Энергетическая зависимость вероятности рассеяния τ_0^{-1} и времени жизни τ_0 в GaAs [17]. При расчете (штрихи) использованы значения констант междолиненной связи $D_{\Gamma L}=8\cdot 10^8$, $D_{\Gamma X}=1.5\times 10^9$ эВ/см, массы плотности состояний в боковых долинах $m_L=0.56m_0$, $m_X=0.85m_0$ и значения энергетических зазоров $\Delta E_{\Gamma L}=310$, $\Delta E_{\Gamma X}=435$ мэВ, $T=0$; точки — экспериментальные значения при 2 К.

Остановимся также на вопросе влияния времени жизни электрона в точке рождения на ширину первого бесфононного пика ГФЛ. Измеренные времена жизни в точке рождения при большой энергии электронов оказываются чрезвычайно малыми. Такие значения τ_0 , как предполагается в работе [19], посвященной исследованию спектров интенсивности ГФЛ в p -GaAs, должны были бы привести к сильному однородному уширению высокочастотного пика. Однако теоретический анализ [20] показывает, что обратное время жизни в точке рождения входит в ширину бесфононного пика с малым параметром m_c/m_{hh} (m_c и m_{hh} — эффективные массы электрона и тяжелой дырки) и практически не проявляется на фоне уширения, обусловленного гофрировкой валентной зоны (см. раздел 4) и разбросом уровней акцептора из-за межпримесного взаимодействия.¹⁰

4. Исследования зонной структуры

Методы спектроскопии ГФЛ были с успехом использованы в последнее время для исследования зонной структуры ряда полупроводников вдали от центра зоны Бриллюэна.

А. Как мы видели (рис. 3), боковые долины зоны проводимости четко проявляются в спектрах ГФЛ в виде соответствующих порогов.

¹⁰ Сходная ситуация имеет место в случае резонансного комбинационного рассеяния, где время жизни носителей заряда по отношению к испускаемому оптическому фону вообще не влияет на ширину линии [21].

Определенное по этим порогам положение нижней боковой долины в GaAs относительно дна зоны проводимости $\Delta E_{GL}=310 \pm 10$ мэВ [6, 7] хорошо согласуется с величинами, полученными ранее другими методами. Точности определения ΔE_{GL} в GaAs благоприятствует близость энергий междолинных LO- и LA-фононов ($\hbar\omega_{LO}=30$ мэВ, $\hbar\omega_{LA}=26$ мэВ).

Исследования спектров ГФЛ в условиях одноосной деформации [10, 22] позволили однозначно установить симметрию этих долин,¹¹ надежно определить деформационные потенциалы, а также вероятности рассеяния между эквивалентными минимумами. Остановимся подробнее на результатах этих экспериментов.

На рис. 10 приведены восстановленные из спектров ГФЛ функции $n(\epsilon)$. Из анализа этих зависимостей могут быть сделаны следующие выводы.

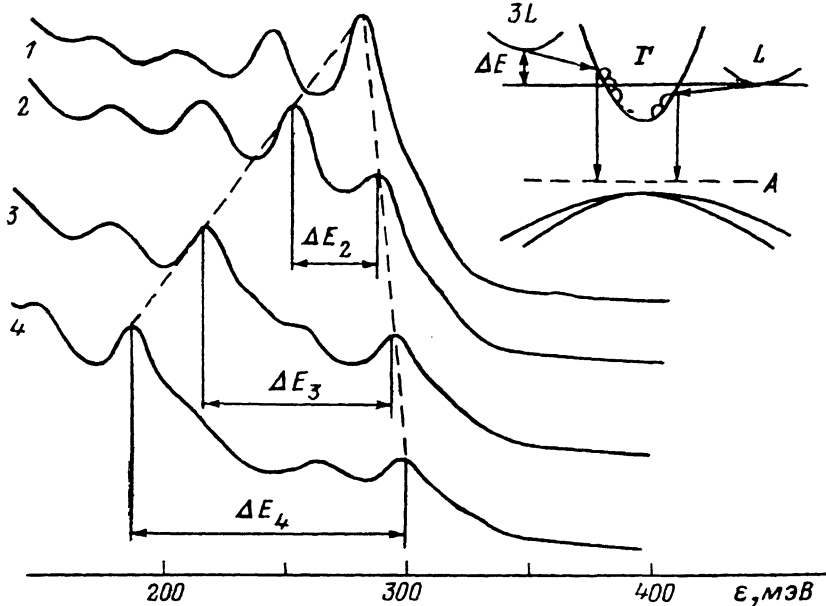


Рис. 10. Спектры ГФЛ образца p -GaAs: Zn ($2 \cdot 10^{17}$ см⁻³) в условиях одноосной деформации, приложенной по [111] [10, 22].

P , кбар: 1 — 0, 2 — 3.7, 3 — 7.5, 4 — 10.7. $\hbar\omega_{ex}=2.54$ эВ, $T=2$ К. Спектры приведены в зависимости от энергии рекомбинирующих электронов. Деформационное расщепление бесфононного пика показано штриховыми линиями, также показаны величины деформационных расщеплений ΔE .

а) Нагрузка, приложенная по [111], приводит к снятию вырождения инкай-ших боковых долин, что подтверждает их отнесение к L -точке зоны Бриллюэна (Нагрузка, приложенная по [100], не вызывает расщепления спектров; рис. 11).

б) В спектрах на рис. 10 видны две серии максимумов, при этом из соотношения интенсивностей следует, что серия максимумов, соответствующая меньшим энергиям, обусловлена L - Γ -переходами из долины, ориентированной вдоль направления сжатия. Серия максимумов с большими энергиями соответствует переходам из остальных трех вырожденных долин.

Из величины расщепления (рис. 11) в соответствии с соотношением $\Delta E = (4/9) S_{44} \Xi_u^L P$ получено значение сдвигового деформационного потенциала L -долин $\Xi_u^L = 14.5 \pm 1.5$ эВ.

в) Из измерения соотношения интенсивностей в спектрах при деформации определяется константа связи между эквивалентными L -долинами $D_{LL} = 5 \times 10^8$ эВ/см. Это значение было приведено в разделе 3.

Аналогичные измерения в области 350—500 мэВ позволили определить положение X -долин $\Delta E_{GX} = 485$ мэВ и значение соответствующего деформацион-

¹¹ Хотя Γ - L - X -последовательность в энергетическом спектре GaAs является общепринятой со времени работы [9], этот вывод, однако, основан на анализе ряда экспериментов, каждый из которых допускает альтернативную трактовку. Результаты [10, 22] выгодно отличаются своей однозначностью.

ного потенциала $E_u^x = 6.2$ эВ. Измеренные в этих экспериментах значения деформационных потенциалов боковых долин GaAs заметно отличаются от величин, полученных ранее более косвенными методами (например, по пьезосопротивлению), особенно в отношении X-долины. Отметим вместе с тем, что они очень близки к соответствующим потенциалам основных минимумов в Ge ($E_u^L = 14$ эВ) и GaP ($E_u^x = 6.2$ эВ), которые установлены с хорошей точностью.

Для кристаллов InP спектры ГФЛ с выраженной фононной структурой получаются для энергий возбуждения ниже 2 эВ. При больших $\hbar\omega_{\text{ex}}$ фононные осцилляции в спектре «смазываются», поскольку из-за сильной гофрировки валентной зоны электроны рождаются в широком интервале энергий, сравнимом с $\hbar\omega_{LO}$ (43 мэВ). На рис. 12, а приведена восстановленная из спектра ГФЛ при $\hbar\omega_{\text{ex}} = 2.61$ эВ функция $n(\epsilon)$. Видно, что до $\epsilon \approx 0.82$ эВ $n(\epsilon) \approx \text{const}$, после чего быстро убывает. Положение этого порога в спектре при $\hbar\omega_{\text{ex}} > 2.54$ эВ не зависит от частоты. Как и в случае GaAs, этот порог связан с приходом электронов в долину из дна нижней боковой долины с испусканием междолинного фотона

($q \sim \pi/a$). Тогда, учитывая правила отбора для Γ -L-переходов [24], согласно которым разрешены переходы с участием фононов LO (43 мэВ в InP) и LA (21 мэВ) в L-точке, имеем $\Delta E_{\Gamma L} = 860 \pm 20$ мэВ [23].

С полученным результатом согласуется и наблюдавшийся при $\epsilon = 900$ мэВ быстрый рост вероятности рассеяния, обусловленный, по-видимому, подключением междолинных переходов (рис. 12, б). Определение симметрии нижних боковых долин было сделано, как и в случае GaAs, на основе пьезоспектроскопических измерений. Деформация вдоль [111] приводила к заметному сдвигу порога (рис. 12, а), достигавшему 80 мэВ при $P = 10$ кбар, и размытию его края. Расщепления, обусловленного снятием вырождения L-долины, не наблюдалось.

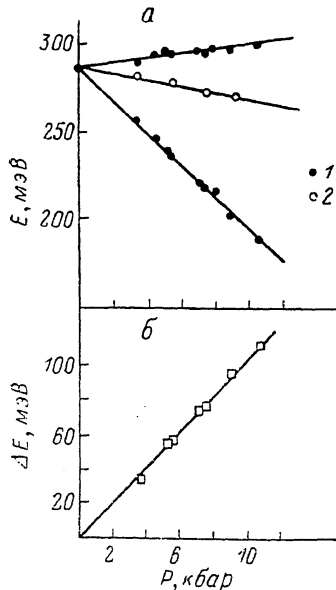


Рис. 11.

а) сдвиг максимумов в спектре (рис. 10) при одноосной деформации; 1 — $p \parallel [111]$, 2 — $p \parallel [100]$ [10]; б) деформационное расщепление в спектре при $p \parallel [111]$ [10].

По-видимому, в случае InP обе компоненты дублета сливаются, образуя затянувшийся край. Этому способствует и заметная разница энергий LA (L)- и LO (L)-фононов, участвующих в переходе.

Б. В ряде работ [25-27] исследовались спектры ГФЛ в непрямозонных полупроводниках. В [25] изучались спектр и поляризация ГФЛ в кристаллах $\text{GaAs}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ в диапазоне $x = 0.4-0.56$. На рис. 13 приведена функция $n(\epsilon)$ для состава $x = 0.56$, которому соответствует величина прямого зазора (в точке Γ) 2.22 эВ. Как и в случае прямозонных полупроводников, спектр ГФЛ формируется переходами горячих электронов из Γ -долины на акцепторный уровень (Zn , 10^{17} см^{-3}). В функции $n(\epsilon)$ (рис. 13) видны пики около $\epsilon = 130$ и 80 мэВ, обусловленные последовательным подключением каналов возбуждения $\hbar\hbar-c$ и $\hbar\hbar-c$. Эти пики наложены на общую тенденцию к уменьшению $n(\epsilon)$ в диапазоне 120-140 мэВ, связанную с тем, что релаксация электронов в Γ -долине происходит в условиях сильного междолинного Γ -X- и Γ -L-рассеяния. Вышеприведенная интерпретация пиков около 130 и 80 мэВ подтверждается ходом кривой циркулярной поляризации ρ_c (знаки ρ_c для этих каналов накачки должны быть противоположными, что и отражается в ходе кривой ρ на рис. 13).

Таким образом, немонотонный характер $n(\epsilon)$ обусловлен последовательным подключением двух каналов накачки и утечкой электронов в боковые долины. При $\epsilon < 40$ мэВ механизм внутримолекулярного рассеяния на оптических фононах выключается, а $n(\epsilon)$ возрастает вдвое. Отсюда следует, что времена внутримолекулярного и междолинного рассеяния в рассмотренном случае близки.

Сходные результаты были получены при исследовании ГФЛ в непрямозонных составах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ при $x=0.6-0.68$ [26]. По магнитной деполаризации ГФЛ измерено время жизни электронов в точке рождения в Γ -долине ($\sim 10^{-13}$ с), которое примерно в равной мере определяется релаксацией в Γ -минимуме и междолинным $\Gamma-X$ -рассеянием. В работе из положения особенностей в спектрах, подобных приведенным на рис. 13, для исследованных составов определены отношения масс $m_{hh}/m_c=5$ и $m_{lh}/m_c=1$. При исследовании спектров ГФЛ в AlSb [27] определены энергии связи акцепторов и эффективные массы легких дырок

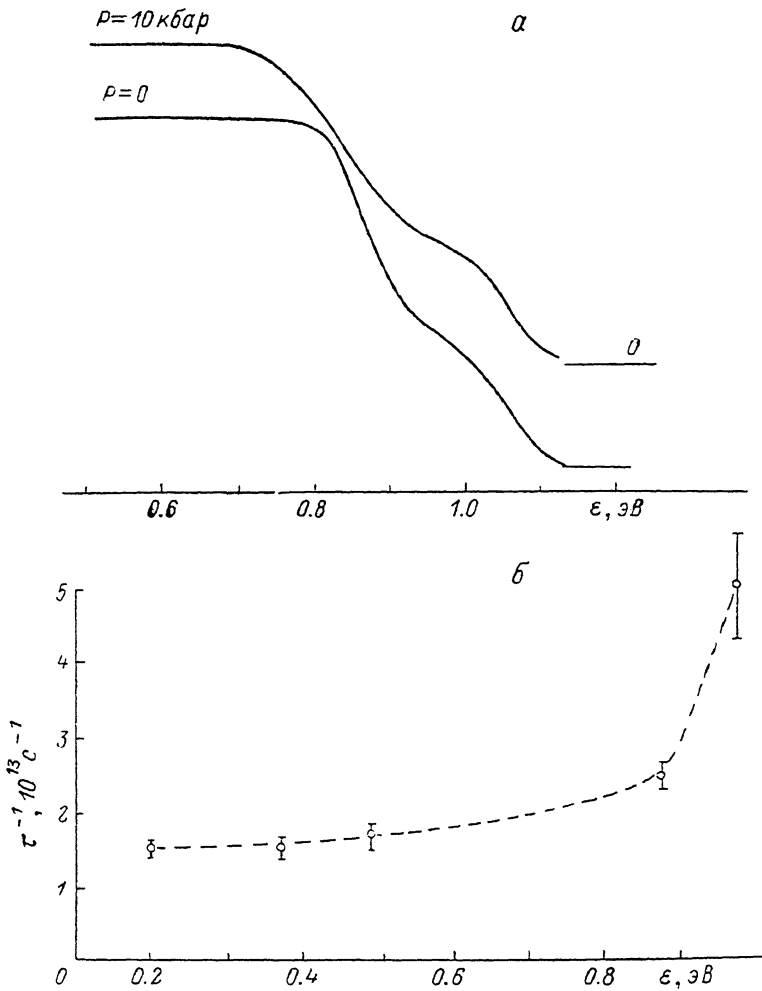


Рис. 12. Спектр ГФЛ в кристалле $\text{InP} : \text{Zn}$ ($3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в области больших энергий [23] (а); энергетическая зависимость скорости рассеяния τ_0^{-1} (с) в том же кристалле [23] (б).

и электронов в точке Γ ($m_{lh}=0.1 m_0$, $m_c=0.14 m_0$). Как и в [25, 26], форма спектров ГФЛ в [27] в значительной мере определяется скоростью междолинных переходов и использована для определения последней.

В. Различие масс дырок по разным направлениям p (го ф р и р о в к а в а л е н т н о й з о н ы) приводит к тому, что электроны рождаются при возбуждении квантом $\hbar \omega_{ex}$ в некоторой энергетической полосе δE . Так, при возбуждении из подзоны тяжелых дырок в GaAs $\delta E=0.07$ ($\hbar \omega_{ex}-E_g$), т. е. при $\hbar \omega_{ex}=2$ эВ δE близка к энергии оптического фона. Это приводит к уширению линии люминесценции, связанной с рекомбинацией электронов из точки рождения с дырками, локализованными на акцепторе. При типичном для алмазоподобных полупроводников соотношении величин параметров Латтинжера $(1/2)\gamma_1 > \gamma_3 > \gamma_2$ наиболее тяжелая масса в зоне тяжелых дырок связана с на-

правлением $[111]$, наиболее легкая относится к направлению $[100]$. Поэтому высокочастотный край упомянутой линии люминесценции связан с рекомбинацией электронов, квазимпульс которых направлен вдоль осей $[111]$, а низкочастотный — с рекомбинацией электронов с $p \parallel [100]$. Максимум линии практически совпадает по энергии с рекомбинационной люминесценцией электронов, импульс которых направлен вдоль осей $[110]$. Таким образом, основной вклад в люминесценцию вносят переходы, для которых направление квазимпульса лежит вдали от осей высокой симметрии $[100]$ и $[111]$. Эти обстоятельства оказываются существенными при теоретическом анализе величины и зависимости линейной поляризации ГФЛ от энергии фотонов возбуждающего света.

Выше мы уже отмечали, что реальная (кубическая) симметрия кристалла

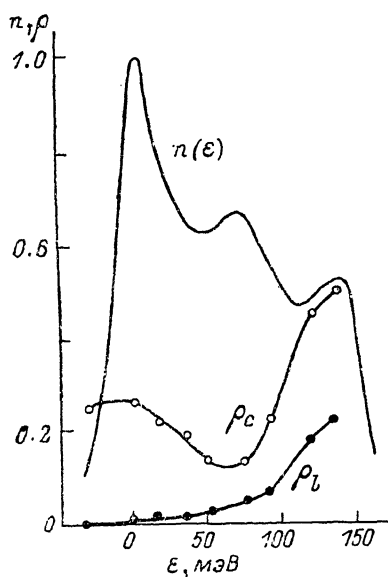


Рис. 13. Функция распределения $n(\epsilon)$ горячих электронов в Γ -долине непрямозонного полупроводника $\text{Ga}_{0.44}\text{Al}_{0.56}\text{As}$ $\hbar\omega_{\text{ex}} = 2.41$ эВ (1) и спектральные зависимости линейной и циркулярной поляризации [25].

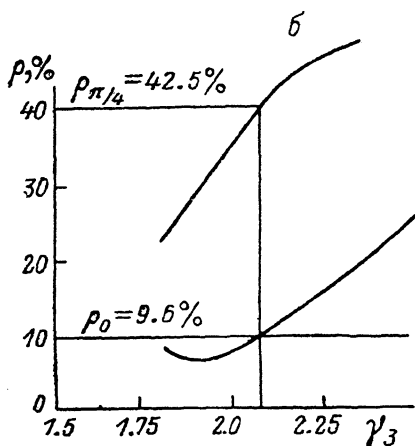
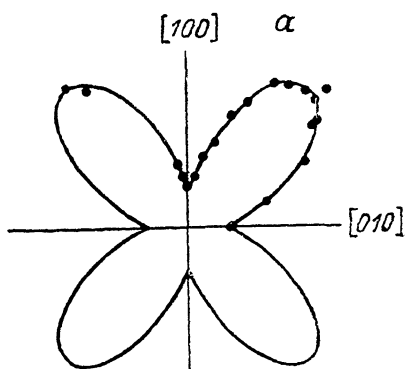


Рис. 14. Анизотропия линейной поляризации в InP при $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.96$ эВ [31, 32].

а) угловые зависимости ρ_i : точки — эксперимент, кривые — расчет по формуле (14); б) расчетные зависимости $\rho_{\pi/4}$ и ρ_0 (γ_3) и ρ_0 (γ_3) для $\gamma_1 = 5.0$ и $\gamma_2 = 1.6$. Экспериментальные значения даны горизонтальными линиями.

приводит к анизотропии поляризационных характеристик ГФЛ, т. е. к зависимости степени поляризации от ориентации вектора электрического поля возбуждающего света и направления его распространения относительно кристаллографических осей. Такая анизотропия была предсказана в [29] и экспериментально обнаружена в [29]. Подробные исследования этого эффекта в широком диапазоне частот возбуждающего света были выполнены в [30] для GaAs и [31, 32] для InP . В работе [30] исключительно из симметричных соображений был найден общий вид угловых зависимостей степени линейной поляризации. Оказалось, что эти зависимости содержат всего два параметра; в частности, при возбуждении вдоль оси $[001]$ ρ_l задается выражением вида

$$\rho_l^{[001]} = a - b \cos 4\varphi, \quad (14)$$

где φ — угол между вектором электрического поля e_{ex} возбуждающего света и осью $[100]$. В случае возбуждения вдоль направления $[111]$ угловая зависимость ρ_l отсутствует, а сама величина ρ_l равна

$$\rho_i^{[111]} = \frac{3a+b}{3+2b}.$$

Экспериментальные угловые зависимости хорошо удовлетворяют феноменологическим соотношениям, полученным в [30].

В работе [30] было также показано, что наблюдавшийся на опыте рост анизотропии степени линейной поляризации {отношения $\rho_i^{[001]}(\pi/4)/\rho_i^{[001]}(0)$ } с увеличением ϵ_0 обусловлен перестройкой волновых функций тяжелых дырок, возникающей вследствие относительного ослабления спин-орбитального взаимодействия при больших квазиимпульсах. Такая перестройка оказывается возможной благодаря наличию гофрировки валентной зоны и определяется ее параметрами.

Количественное согласие расчетных спектральных зависимостей ρ_i с данными экспериментов в GaAs достигалось при использовании общепринятых значений параметров Латтинжера $\gamma_1=6.98$, $\gamma_2=2.25$, $\gamma_3=2.88$, известных из экспериментов по циклотронному резонансу и магнитооптических исследований (наборы значений γ , полученные этими методиками, практически совпадают [33]).

Адекватность теоретической модели, предложенной в [30], экспериментальным результатам в GaAs позволила решить обратную задачу: из анизотропии линейной поляризации определить степень гофрировки валентной зоны InP. В отношении параметров Латтинжера этого материала в литературе приводятся

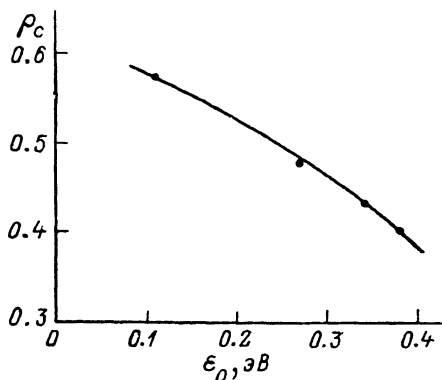


Рис. 15. Энергетическая зависимость степени циркулярной поляризации ГФЛ из точки рождения в кристалле GaAs (10^{17} см $^{-3}$) [37].

существенно различающиеся данные. Так, из данных по циклотронному резонансу [34] ($\gamma_1=5.04$, $\gamma_2=1.56$, $\gamma_3=1.73$) следует практически изотропная валентная зона $m_{hh}^{[111]}/m_{hh}^{[100]}=0.63/0.52 \approx 1.2$ ($m_{hh}^{[111]}$ и $m_{hh}^{[100]}$ — эффективные массы тяжелых дырок в направлениях [111] и [100]). В то же время результаты магнитооптических исследований [35] ($\gamma_1=4.95$, $\gamma_2=1.65$, $\gamma_3=2.35$) предсказывают резко анизотропную подзону тяжелых дырок: $m_{hh}^{[111]}/m_{hh}^{[100]}=4/0.61 \approx 6.6$. Поскольку приведенные выше наборы параметров фактически различаются лишь величиной параметра γ_3 , для определения последнего в работе [31] были рассчитаны зависимости $\rho_i^{[001]}(\gamma_3)$ для $\varphi=0$ (ρ_0) и $\varphi=\pi/4$ ($\rho_{\pi/4}$; рис. 14, б). Сопоставление с экспериментальными результатами (на рисунке они показаны горизонтальными линиями) дало значение $\gamma_3=2.12$. Близкое значение $\gamma_3=2.06$ было установлено независимым образом из сопоставления спектрального положения максимума бесфонового пика с его расчетными зависимостями от γ_3 в широком диапазоне энергий кванта возбуждающего света ($\hbar\omega_{ex}=1.59, 1.65, 1.83, 1.92, 1.96$ эВ). С учетом погрешности определения параметров γ_1 и γ_2 в [34, 35] в работе [31] было получено значение $\gamma_3=2.1 \pm 0.1$. При таком значении параметра γ_3 эффективные массы дырок $m_{hh}^{[111]}$ и $m_{hh}^{[100]}$ в InP различаются в 2 раза: $m_{hh}^{[111]}/m_{hh}^{[100]}=1.25/0.56$. Отметим также, что сходной методикой (из положения бесфонового пика) штутгартская группа с хорошей точностью (± 1 мэВ) восстановила дисперсионные зависимости в валентной зоне GaAs [36].

Г. Исследование циркулярной поляризации ГФЛ в GaAs p-типа (рис. 15) показало следующее.

а) Величина степени циркулярной поляризации ρ_c^0 при циркулярно поляризованной накачке заметно превышает 0.25 — максимальное значение ρ_c для люминесценции термализованных (т. е. изотропизованных по импульсу) электронов.

б) С увеличением начальной энергии электронов ϵ_0 степень циркулярной поляризации горячей люминесценции из точки рождения уменьшается [37].

Последнее обстоятельство было объяснено [37] спиновой деполаризацией электронов в эффективном магнитном поле $H_{эфф}$, существование которого обусловлено отсутствием центра инверсии в кристаллической решетке полупроводников типа GaAs [38]. Величина $H_{эфф}$ пропорциональна кубу квазимпульса электрона, так что спиновое расщепление $\Delta\epsilon_c$ зоны проводимости в этом поле быстро возрастает с ростом энергии электрона. В частности, как было показано в [37], при энергии электрона $\epsilon=400$ мэВ $\Delta\epsilon_c$ достигает 12 мэВ ($H_{эфф} \sim 10^6$ Э).

Что же касается «аномально» большого значения ρ_c^0 , то оно было интерпретировано как проявление корреляции между спином и импульсом фотовозбужденного электрона. Наличие такой корреляции при отсутствии спиновой

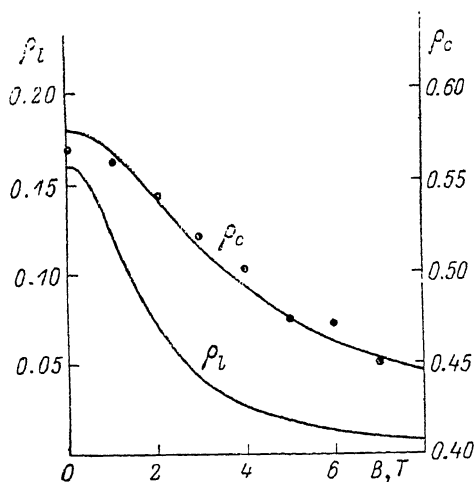


Рис. 16. Разрушение корреляции между спинами и импульсами фотовозбужденных электронов в продольном магнитном поле, приводящее к уменьшению ρ_c [$\rho_c = A + C/(1 + \omega_c^2 \tau_0^2)$, $A=0.43$, $C=0.15$].

Изменение ρ_H (при линейно поляризованной накачке) описывается формулой $\rho_H = \rho_H(0)/(1 + 4\omega_c^2 \tau_0^2)$ [39].

деполаризации должно приводить к $\rho_c^0=0.7$ [2, 12]. Прямое доказательство справедливости такой интерпретации было дано в работе [39]. В продольном магнитном поле (по лучу) корреляция между спинами и импульсами разрушалась вследствие большой разницы частот прецессии спинов (ларморовской) и импульсов (циклотронной). В GaAs ларморовская частота намного меньше цикллотронной, так что прецессией спинов за время τ_0 можно вовсе пренебречь. В эксперименте наблюдалось заметное уменьшение ρ_c^0 с полем, согласующееся с предсказанной теоретически закономерностью вида $\rho_c^0 = A + C/(1 + \omega_c^2 \tau_0^2)$ (рис. 16).

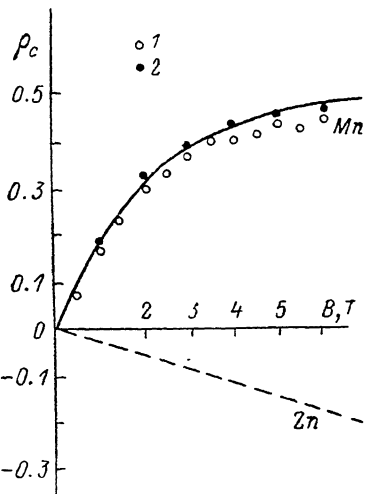


Рис. 17. Зависимость циркулярной поляризации ГФЛ при линейно поляризованной накачке от магнитного поля ($\hbar\omega_{ex}=1.96$ эВ). Вверху — GaAs: Mn (1 — $5 \cdot 10^{17}$, 2 — $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$); внизу — GaAs: Zn ($1.2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) [41].

5. Акцепторные уровни в GaAs

Для исследования акцепторных состояний в ряде работ была использована зависимость поляризационных характеристик рекомбинационной фотолуминесценции от структуры волновых функций акцепторных уровней. Было показано, что в одноосно деформированных кристаллах GaAs при рекомбинации на уровень мелкого акцептора величина линейной поляризации, возникающая (в том числе и при неполяризованном возбуждении) за счет снятия вырождения уровней и равная 0.6 при $p=0$, уменьшается с увеличением энергии электронов [40].

Обнаруженный в этой работе эффект является прямым экспериментальным доказательством наличия в волновых функциях основного состояния акцептора (симметрия $J=3/2$) помимо координатной z -функции также и примеси функций

d-типа. Дело в том, что в такой ситуации, как показывает анализ правил отбора, излучательная рекомбинация с локализованными на акцепторах дырками возможна для свободных электронов, движущихся в *s*- и *d*-состояниях. При малых квазиимпульсах рекомбинирующих носителей заряда, где перекрытие *d*-функций электронов и дырок мало, спектр фотолюминесценции формируется в основном переходами электронов из *s*-состояний свободного движения. По мере роста p относительный вклад в рекомбинационное излучение электронов с орбитальным моментом, равным 2 («*d*-электронов»), увеличивается, что и приводит к падению степени линейной поляризации.

Поведение циркулярной поляризации ГФЛ во внешнем магнитном поле дает возможность исследовать намагничивание локализованных на акцепторных уровнях дырок без осложняющих эффектов, связанных с поляризацией электронов. Поскольку период прецессии электронных спинов даже в сравнительно сильных полях (~ 8 Т) во много раз превышает время жизни горячих электронов в точке рождения τ_0 , намагниченность таких электронов отсутствует. В результате возникающая во внешнем магнитном поле циркулярная поляризация ГФЛ оказывается связанной исключительно с поляризацией локализованных на акцепторе равновесных дырок, а зависимость степени поляризации ГФЛ от величины магнитного поля непосредственно отражает кривую намагниченности примесных центров.

Исследования намагничивания дырок в основном состоянии акцепторных центров Мп в GaAs [41] привели к неожиданному результату: знак циркулярной поляризации ГФЛ оказался обратным по сравнению со случаем, реализуемым при легировании Zn или Ge (рис. 17). Для объяснения этого результата была построена феноменологическая модель глубокого центра с незаполненной *3d*-оболочкой, основанная на предположении о сильном антиферромагнитном взаимодействии дырки с остовом $A^-(3d^9)$.

Выводы [41] нашли свое подтверждение при исследовании поляризации излучения, возникающего при рекомбинации в возбужденное состояние акцепторного уровня, связанного с Мп [42]. В случае возбужденного состояния обменное взаимодействие оказывается уже не столь сильным и разрушается в умеренных полях порядка 3 Т, что проявляется в смене знака циркулярной поляризации (он становится «обычным», как у немагнитных акцепторов). Недавно результаты [41] подтверждены и исследованием ЭПР в GaAs [43].

6. Заключение

Начатые в середине 70-х годов в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР исследования фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках привели к формированию нового направления в оптике полупроводников — спектроскопии горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Важным моментом здесь явилось открытие выстраивания электронов по импульсам при межзонном поглощении света,¹² приводящее к линейной поляризации ГФЛ. Методы поляризационной магнитооптической спектроскопии ГФЛ оказались уникальными для определения времен сверхбыстрых процессов релаксации, исследования высоковозбужденных состояний электронов проводимости и т. д.

Представляется заманчивым распространение методов спектроскопии ГФЛ на двумерные структуры, поскольку эти методы свободны от влияния ряда усложняющих факторов (например, разогрева фононов), приводящих к сильному разбросу результатов при измерении времен полярного рассеяния [45].

Первая попытка такого рода предпринята недавно в работе [46], где по магнитной деполяризации ГФЛ были измерены времена полярного рассеяния двумерных электронов в изолированной квантовой яме.

Широкие возможности спектроскопии горячей фотолюминесценции в последние годы начали использоваться в ряде лабораторий и групп США, Франции,

¹² Обнаруженное впервые в ходе исследования горячей фотолюминесценции явление оптического выстраивания электронов по импульсам проявляется также в различных фотоэффектах и в определенных условиях приводит к дихроизму и двулучепреломлению. Перечень ссылок на эти работы — в заключении к обзору [44].

ФРГ. Некоторые из этих работ мы обсуждали выше. Упомянем еще интересные работы французских исследователей по поляризации ГФЛ в сильно легированных кристаллах [47, 48].

Авторы признательны своим коллегам — сотрудникам ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, совместно с которыми были выполнены работы, вошедшие в настоящий обзор, Б. П. Захарчене за постоянную поддержку и внимание, В. И. Перелю за многочисленные полезные обсуждения затронутых в обзоре вопросов.

Список литературы

- [1] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [2] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—499.
- [3] Mirlin D. N. // Optical Orientation / Ed. by F. Meier, V. Zakharchenya. Ch 4. Amsterdam, 1984. 552 p.
- [4] Lyon S. A. // J. Luminesc. 1986. V. 35. N 3. P. 121—154.
- [5] Дымников В. Д., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Перель В. И., Решина И. И., Сапега В. Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 5. С. 1766—1778.
- [6] Мирлин Д. Н., Карлик И. Я., Никитин Л. П., Решина И. И., Сапега В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 1. С. 34—37.
- [7] Mirlin D. N., Karlik I. Ya., Nikitin L. P., Reshina I. I., Sapega V. F. // Sol. St. Commun. 1981. V. 37. N 9. P. 757—760.
- [8] Imhof E. A., Bell M. I., Forman R. A. // Sol. St. Commun. 1985. V. 54. N 10. P. 845—848.
- [9] Aspnes D. E. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 12. P. 5331—5343.
- [10] Mirlin D. N., Sapega V. F., Karlik I. Ya., Katilius R. // Sol. St. Commun. 1987. V. 61. N 12. P. 799—802.
- [11] Дымников В. Д., Перель В. И., Полузанов А. Ф. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 2. С. 235—239.
- [12] Дымников В. Д., Дьяконов М. И., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 6. С. 2373—2380.
- [13] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Мокан И. И., Никитин Л. П., Сапега В. Ф., Явич Б. С. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 1. С. 104—109.
- [14] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1030—1033.
- [15] Ковуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [16] Shah J., Deveaud B., Damen T. C., Tsang W. T., Gossard A. C., Lugli P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 19. P. 2222—2225.
- [17] Mirlin D. N., Karlik I. Ya., Sapega V. F. // Sol. St. Commun. 1988. V. 65. N 3. P. 171.
- [18] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 7. С. 2210—2211.
- [19] Ulbrich R. G., Kash J. A., Tsang J. C. // Preprint, to be published in Phys. Rev. Lett. 1988.
- [20] Алексеев М. А., Меркулов И. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1476—1480.
- [21] Ивченко Е. Л., Лагг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 9. С. 1751—1759.
- [22] Карлик И. Я., Катилиус Р., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 5. С. 250—252.
- [23] Alekseev M. A., Karlik I. Ya., Mirlin D. N., Sapega V. F., Sirenko A. A. // 19 Int. Conf. Phys. Semicond. Warsaw, 1988. Abstracts, We-F-141.3.
- [24] Birman J. L., Lax M., Loudon R. // Phys. Rev. 1966. V. 145. N 2. P. 620—628.
- [25] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф., Яковлев Ю. П. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 6. С. 1869—1874.
- [26] Charfi F. F., Zouaghi M., Planel R., Benoit a la Guillaume C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 8. P. 5623—5632.
- [27] Maaref M., Charfi F. F., Zouaghi M., Benoit a la Guillaume C., Joullie A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 12. P. 8650—8655.
- [28] Дымников В. Д. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 8. С. 1478—1484.
- [29] Мирлин Д. Н., Решина И. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. В. 3. С. 859—864.
- [30] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Ребане Ю. Т., Сапега В. Ф. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 9. С. 2650—2657.
- [31] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // ФТП. 1983. Т. 22. В. 4. С. 569—574.
- [32] Alekseev M. A., Karlik I. Ya., Merkulov I. A., Mirlin D. N., Sapega V. F. // Phys. Lett. A. 1988. V. 127. N 6/7. P. 373—377.
- [33] Landold-Börnstein. V. 17a. Semiconductors. Berlin, 1982. P. 469.
- [34] Leotin J., Barbaste K., Askenasy S., Stradling R. A. // Sol. St. Commun. 1974. V. 15. N 4. P. 693—696.
- [35] Bimberg D., Hess K., Lipari N., Altarelli M. // Physica B. 1977. V. 89. N 1. P. 139—146.
- [36] Fasol G., Hughes H. P. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 2953—2956.
- [37] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Сапега В. Ф. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3369—3372.
- [38] Дьяконов М. И., Перель В. И. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 12. С. 3581—3585.
- [39] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Поляков Д. Г., Сапега В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. В. 5. С. 155—157.
- [40] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Поляков Д. Г., Сапега В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 7. С. 306—308.

- [41] Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Перель В. И., Са-
пера В. Ф. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 12. С. 3350—3357.
- [42] Petrou A., Smith M. C., Perry C. H., Worlock J. M., Warnock J., Aggarwal R. L. //
Sol. St. Commun. 1985. V. 55. N 10. P. 865—868.
- [43] Schneider J., Kaufmann U., Wilkening W., Baeumler M., Kohl F. // Phys. Rev. Lett.
1987. V. 59. N 3. P. 240—243.
- [44] Мирлин Д. Н. // Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарчени. Л., 1989.
- [45] Shah J. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1728.
- [46] Zakharchenya B. P., Kor'ev P. S., Mirlin D. N., Polyakov D. G., Reshina I. I., Sa-
pega V. F., Sirenko A. A. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 3. P. 203—206.
- [47] Twardowski A., Hermann C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 32. N 12. P. 8253—8257.
- [48] Sernelius B. E. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 12. P. 8696—8702.

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

Получен 19.12.1988
Принят к печати 24.01.1989