

535.37:537.311.33

**СПЕКТР И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  
ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ*****Б. П. Захарченя, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель,  
И. И. Решина***

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	459
2. Межзонные излучательные переходы в полупроводниках с зонной структурой типа арсенида галлия . . . . .	464
3. Линейная поляризация. Оптическое выстраивание импульсов электронов . . . . .	466
4. Циркулярная поляризация. Оптическая ориентация электронов по спину . . . . .	468
5. Влияние отщепленной зоны . . . . .	470
6. Эффекты гофрировки . . . . .	472
7. Рекомбинация фотовозбужденных электронов с дырками, локализованными на акцепторах . . . . .	475
8. Спектр ГФЛ и эффекты релаксации . . . . .	477
9. Деполяризация ГФЛ в магнитном поле. Измерение времен релаксации . . . . .	479
10. Фоновые осцилляции в спектре ГФЛ . . . . .	485
11. Возбуждение через боковую долину . . . . .	488
12. Восстановление функции распределения горячих электронов из спектра ГФЛ . . . . .	490
13. Фотолюминесценция горячих дырок . . . . .	491
14. Заключение . . . . .	495
Приложение. Роль упругих и неупругих столкновений в деполяризации ГФЛ . . . . .	496
Цитированная литература . . . . .	497

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При межзонном поглощении света в полупроводниках фотовозбужденные электроны рождаются с энергией  $\varepsilon_0 \approx \hbar\omega_{\text{ex}} - E_g$ , где  $\hbar\omega_{\text{ex}}$  — энергия кванта возбуждающего света,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны. В дальнейшем эти электроны испытывают рассеяние на примесях, основных носителях и колебаниях решетки, в результате чего они теряют первоначальную энергию и импульс. Электроны могут также рекомбинировать с дырками. Как правило, время рекомбинации на несколько порядков больше времени энергетической и импульсной релаксации. Таким образом, подавляющая часть фотовозбужденных электронов успевает термализоваться в зоне проводимости до рекомбинации. В рекомбинационном излучении поэтому участвуют главным образом термализованные электроны с энергией порядка тепловой:  $\varepsilon \sim kT$ . Они и определяют основную часть спектра фотолюминесценции при межзонных переходах и при переходах зона проводимости — примесный уровень.

Однако при  $\hbar\omega - E_g \gg kT$  ( $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения) в спектре люминесценции удастся наблюдать слабый высокочастотный «хвост», обусловленный рекомбинацией горячих электронов, т. е. электронов, рекомбинирующих еще в ходе энергетической релаксации. Эту составляющую в спектре рекомбинационной фотолюминесценции мы будем называть горячей фотолюминесценцией (ГФЛ). Недавно ГФЛ была исследована

дована в кристаллах GaAs, InP, а также твердых растворов на основе арсенида галлия.

Рассматриваемый нами в данной статье конкретный вид вторичного свечения — рекомбинационная люминесценция свободных горячих электронов в полупроводниках — является частным случаем более широкого круга явлений горячей люминесценции в кристаллах. В этой связи нельзя не упомянуть исследования Ребане и Саари <sup>1</sup>, наблюдавших впервые слабые линии горячей люминесценции, соответствующие переходам электронов в локальных центрах из неравновесных относительно колебательной релаксации состояний. Фотолюминесценция горячих экситонов в полупроводниках исследовалась Гроссом, Пермогоровым и др. <sup>2</sup>. Выстраивание и ориентация горячих экситонов в полупроводниках рассматривались теоретически Ивченко, Пикусом и др. <sup>3</sup>, их рассеяние на продольных оптических фононах Аристовой и др. <sup>4</sup>. Рекомбинационная люминесценция электронов, разогретых электрическим полем, исследовалась Ульбрихом <sup>5</sup>. Упомянем также о регистрации Бетцлером очень слабой рекомбинационной люминесценции горячих электронов, возникающих при оже-процессах в кремнии <sup>6</sup>. Что касается спектра краевой (межзонной) фотолюминесценции, то, как было показано в работе Ша и др. <sup>7</sup> и Менезеса и др. <sup>8</sup>, в кристаллах GaAs и CdS его коротковолновая часть хорошо описывается зависимостью вида  $\exp(-\hbar\omega/kT_e)$ , где  $T_e$  — температура электронов, зависящая от интенсивности возбуждения и при больших интенсивностях заметно превышающая температуру кристаллической решетки. Это означает, что в <sup>7,8</sup> был установлен максвелловский вид функции распределения электронов и дырок, не находящихся, вообще говоря, в тепловом равновесии с решеткой. Этот вывод относится к основной массе фотовозбужденных носителей, уже претерпевших энергетическую релаксацию и локализованных вблизи краев зон на расстояниях  $\sim kT_e$ . При этом термализация электронов осуществляется посредством электрон-электронных столкновений.

Для рассматриваемой ниже области энергий горячих, не отрелаксировавших электронов функция распределения существенно отличается от максвелловской. Спектр ГФЛ дает как бы временную развертку процесса энергетической релаксации горячих электронов, исследования ГФЛ позволяют получить интересную информацию об этом процессе. В ходе исследований ГФЛ было обнаружено явление выстраивания электронов по импульсу линейно поляризованным светом, приводящее, в частности, к появлению линейной поляризации ГФЛ. Как оказалось, частотные зависимости поляризационных характеристик ГФЛ содержат информацию о процессах релаксации горячих электронов по энергии и импульсу, а также о процессах спиновой релаксации.

Деполяризация ГФЛ во внешнем магнитном поле дает возможность определить времена энергетической релаксации горячих электронов при различных механизмах рассеяния. Таким путем, в частности, удалось экспериментально измерить вероятность испускания электроном оптического фонона в GaAs. Из спектра ГФЛ удается восстановить функцию распределения горячих электронов. Целью данной статьи является обзор результатов этих работ.

Исследования ГФЛ были начаты в работе Захарчени, Земского и Мирлина <sup>9</sup>. Объектом исследования явились кристаллы p-GaAs, а также твердых растворов на основе арсенида галлия (GaAs — AlAs и GaP — GaAs). Возбуждение люминесценции осуществлялось излучением He — Ne-лазера ( $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ), а температура образцов была близка к 100 К. Методика исследования в этой работе (а также и в последующих работах) была сходна с методикой исследования комбинационного рассея-

ния света в непрозрачных кристаллах. В <sup>9</sup> были исследованы спектр интенсивности люминесценции  $I(\hbar\omega)$  и поляризационные характеристики. Измерения были выполнены для ряда образцов в диапазоне концентраций акцепторов  $N_A \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Интенсивность ГФЛ по всему спектру была пропорциональна интенсивности возбуждения, что в образцах р-типа соответствует рекомбинации горячих электронов с равновесными дырками в валентной зоне или на уровнях акцепторов.

В условиях эксперимента <sup>9</sup> превышение энергии возбуждения над шириной запрещенной зоны  $\hbar\omega_{\text{ex}} - E_g$  составляло в случае GaAs 0,45 эВ, соответственно и энергия электронов в момент рождения была довольно велика ( $\varepsilon_0 \approx 0,4 \text{ эВ}$ ). Это давало возможность проследить за изменением характеристик ГФЛ в достаточно большой области энергий. Отметим здесь основные результаты <sup>9</sup>, стимулировавшие дальнейшие исследования ГФЛ. Были получены аномально большие значения степени циркулярной поляризации  $\rho_c$  (при возбуждении циркулярно поляризованным светом), а также обнаружена линейная поляризация рекомбинационного излучения в горячей области (при возбуждении линейно поляризованным светом). Последний результат явился неожиданным, поскольку в прямозонных кубических кристаллах линейная поляризация рекомбинационной люминесценции свободных электронов, как и дихроизм в межзонном поглощении, наблюдались ранее лишь во внешнем электрическом поле  $10^{-12}^*$ ).

Спектр и поляризационные характеристики рекомбинационной фотолюминесценции, типичные для p-GaAs при  $N_A \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , приведены на рис. 1. С высокочастотной стороны от пика краевой (термализованной) люминесценции выше 1,6 эВ видна широкая область ГФЛ. Как видно, интенсивность ГФЛ даже в наиболее низкочастотной части, примыкающей к краевой полосе, на много порядков меньше интенсивности в максимуме краевой полосы. На рис. 1 приведены также спектральные зависимости  $\rho_c(\hbar\omega)$  и  $\rho_l(\hbar\omega)$ . Видно, что  $\rho_c$  в момент рождения электронов при энергии

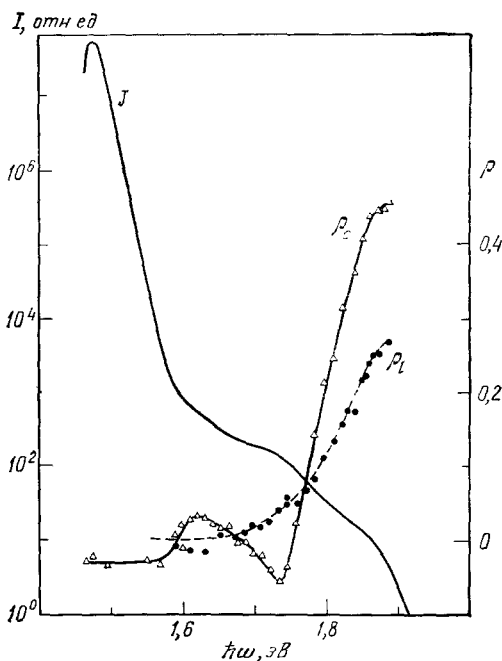


Рис. 1. Спектр  $I(\hbar\omega)$  и поляризационные характеристики ГФЛ.

$\rho_c$  — степень циркулярной поляризации (при циркулярном возбуждении),  $\rho_l$  — степень линейной поляризации (при линейно поляризованном возбуждении). Образец p-GaAs,  $N_A(\text{Ge}) = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Плоскость образца (100).  $T = 80 \text{ К}$ .

\* В непрямозонных полупроводниках при наличии нескольких эквивалентных минимумов в зоне проводимости возможно возникновение линейной поляризации рекомбинационного излучения благодаря преимущественному заселению одного из минимумов зоны проводимости линейно поляризованным светом. Такой эффект наблюдался в кристаллах PbTe, а селективное заселение долин при непрямым оптических переходах было обнаружено и в других полупроводниках <sup>13</sup>.

$\varepsilon_0$  близка к 0,45. Как известно, появление циркулярной поляризации в спектре рекомбинационного излучения при циркулярном возбуждении обусловлено оптической ориентацией спинов электронов циркулярно поляризованным светом<sup>14</sup>. Максимально возможное теоретическое значение  $\rho_c$  для рекомбинационной люминесценции термализованных электронов в кристаллах с зонной структурой GaAs составляет 0,25. Это значение следует из правил отбора для переходов между атомными уровнями с полными моментами  $3/2$  и  $1/2$ <sup>15</sup>. Оно же получается и для междוזонной рекомбинации в результате усреднения по всем направлениям квазиимпульсов в зоне Бриллюэна<sup>16</sup>. Таким образом, в<sup>9</sup> наблюдались anomalously большие значения  $\rho_c$ .

Частотная зависимость  $\rho_c$  носит сложный характер и имеет две особенности: минимум около 1,75 эВ и порог около 1,6 эВ. Эти две особенности в<sup>9</sup> связываются с подключением переходов из подзоны легких дырок ( $lh$ ) и спин-отщепленной зоны (схема переходов приведена на рис. 2). Характер упомянутых особенностей в спектре  $\rho_c$  ( $\hbar\omega$ ) связан с тем, что при возбуждении из этих подзон рождаются электроны с ориентацией спинов, противоположной той, которая возникает при забросе электронов из подзоны тяжелых дырок<sup>16, 17</sup>.

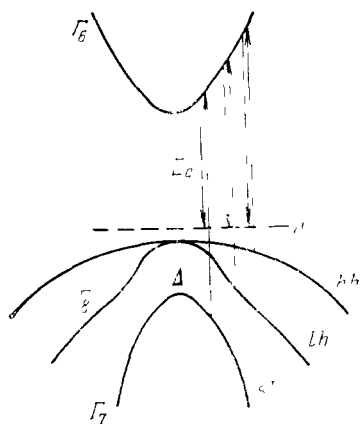


Рис. 2. Зонная структура GaAs вблизи центра зоны Бриллюэна и схема переходов.

Стрелки вверх — возбуждение в зону проводимости (с) из подзон тяжелых (hh), легких (lh) дырок и отщепленной подзоны (sh). Стрелки вниз — рекомбинация на уровне акцепторов (А).

турой GaAs распределение фотовозбужденных электронов по импульсам оказывается анизотропным. Так, при возбуждении из зоны тяжелых дырок рождаются носители с преимущественным направлением импульсов, перпендикулярным электрическому вектору  $\mathbf{e}$  возбуждающего света. Наоборот, при возбуждении из зоны легких дырок импульсы рождающихся носителей параллельны или антипараллельны  $\mathbf{e}$ . Поскольку правила отбора при излучательной рекомбинации такие же, как при фотовозбуждении, анизотропия импульсного распределения приводит к линейной поляризации люминесценции. Возникновение анизотропии импульсного распределения, как показано в<sup>17</sup>, приводит и к anomalously высоким значениям степени циркулярной поляризации ГФЛ. По мере энергетической релаксации электронов происходит изотропизация их функции распределения по импульсам. Соответственно исчезает линейная поляризация в спектре рекомбинационной люминесценции, и уменьшается циркулярная поляризация.

В первых главах настоящего обзора в духе принципа соответствия рассматриваются междозонные излучательные переходы в полупроводниках типа арсенида галлия (гл. 2—5). Обсуждаются поляризационные

В «горячей» области, как уже отмечалось, наблюдается также заметная линейная поляризация при линейно поляризованном возбуждении (в момент рождения  $\rho_l$  на рис. 1 близка к 0,25). По мере энергетической релаксации электронов линейная поляризация уменьшается. В области термализованной люминесценции  $\rho_l = 0$  в отличие от  $\rho_c$ .

Как было показано в работе<sup>17</sup>, появление линейной поляризации в спектре ГФЛ, а также anomalously большие значения  $\rho_c$  обусловлены тем, что при междозонном поглощении света в полупроводниках с зонной структурой

характеристики, отражающие оптическое выстраивание электронов по импульсам и оптическую ориентацию спинов. Сильное влияние на эти эффекты оказывает гофрировка изоэнергетических поверхностей в зоне тяжелых дырок (гл. 6). При низких температурах ГФЛ связана с переходами зона-акцептор, и ее поляризация отражает характер распределения дырок на акцепторе по подзонам и квазимпульсам (гл. 7). Спектральная зависимость линейной поляризации определяется соотношением времен энергетической и импульсной релаксации. При большой концентрации дырок основным каналом потерь энергии горячих электронов становятся столкновения с тяжелыми дырками, сопровождающиеся превращением их в легкие дырки (гл. 8). В умеренно легированных кристаллах ( $N_A < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) горячие электроны теряют энергию преимущественно посредством испускания ЛО-фононов, что проявляется в спектре ГФЛ в виде фоновых осцилляций (гл. 10). В магнитном поле наблюдается деполаризация ГФЛ, обусловленная поворотом анизотропной части функции распределения по импульсам. Из анализа кривых деполаризации  $\rho_1(H)$  может быть получено время энергетической релаксации горячих электронов. В гл. 9 это сделано для механизма потерь за счет столкновений горячих электронов с нейтральными акцепторами. В менее легированных кристаллах таким путем определены времена испускания ЛО-фононов, а также междолинного  $\Gamma \rightarrow L$ -перехода (гл. 10). При достаточно высокочастотном возбуждении фотоэлектроны из центрального ( $\Gamma$ ) минимума зоны проводимости относительно быстро переходят в боковые долины, а затем в результате ряда междолинных переходов, достигнув дна нижней боковой ( $L$ ) долины, снова попадают в центральный минимум (гл. 11). Такой способ накачки (через  $L$  долину) оказался удобным для восстановления из спектра ГФЛ функции распределения горячих электронов по энергии и ее анализа (гл. 12).

Наконец в гл. 13 рассмотрены работы по фотолюминесценции горячих дырок в кристаллах  $n\text{-GaAs}$ . Исследованный спектр ГФЛ обусловлен в этом случае излучательной рекомбинацией дырок, созданных светом в отщепленной зоне ( $\Gamma_7$ , см. рис. 2) с электронами зоны проводимости и состоит из одной полосы в области  $E_g + \Delta$  (1,85 эВ). Малость времени жизни дырок в зоне  $\Gamma_7$ , обусловленная относительно большой вероятностью переходов между подзонами валентной зоны, приводит к близкой к единице степени циркулярной поляризации, т. е. достигается почти полная оптическая ориентация дырок при циркулярно поляризованном возбуждении. По деполаризации люминесценции в поперечном магнитном поле непосредственно определяется время жизни дырок в зоне  $\Gamma_7$ .

В ходе изложения для описания поляризации ГФЛ используются обозначения степени линейной поляризации  $\rho_l$  и циркулярной поляризации  $\rho_c$ . Наряду с этим для полной характеристики поляризационных свойств излучения используются параметры Стокса  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$ , причем  $\xi_3 = \rho_l$ , а  $\xi_2 = \rho_c$  (подробнее см. примечание на с. 473).

Большинство экспериментальных результатов, обсуждаемых в этом обзоре, получено с кристаллами GaAs. Схема зонной структуры GaAs вблизи центра зоны Бриллюэна схематически изображена на рис. 2. При этом величины энергетических зазоров составляют  $E_g \approx 1,5 \text{ эВ}$  и  $\Delta \approx 0,34 \text{ эВ}$ . Эффективные массы электронов  $m_e$ , легких дырок  $m_{lh}$  и средняя масса тяжелых дырок  $m_{hh}$  близки к  $0,07 m_0$ ,  $0,08 m_0$  и  $0,6 m_0$  соответственно.

При анализе экспериментальных данных в дальнейшем используются более точные значения зонных параметров, учитывающие, в частности, температурную зависимость  $E_g$ , гофрировку валентной зоны и непараболичность зон.

## 2. МЕЖЗОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ЗОННОЙ СТРУКТУРОЙ ТИПА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Наиболее наглядное описание прямых межзонных переходов дает принцип соответствия<sup>18</sup>. Согласно этому принципу каждому переходу между двумя квантовыми состояниями  $b$  и  $a$  сопоставляется классический диполь с собственной частотой колебаний  $\omega_{ab} = (E_a - E_b)/\hbar$  и с амплитудой дипольного момента, равной матричному элементу перехода:

$$D_{ab} = \langle a | \hat{D} | b \rangle, \quad (1)$$

где  $\hat{D}$  — оператор дипольного момента. Интенсивность и поляризация излучения и поглощения света при квантовом переходе (в дипольном приближении) полностью соответствуют интенсивности и поляризации при излучении и поглощении света классическим диполем (1).

Выясним, какого рода диполям соответствуют межзонные оптические переходы в прямозонных кубических полупроводниках  $A^{III}B^V$ . В этих полупроводниках дно зоны проводимости дважды вырождено и принадлежит представлению  $\Gamma_6$ . Валентная зона состоит из двух дважды вырожденных подзон \*) тяжелых и легких дырок, соответствующие волновые функции в центре зоны Бриллюэна преобразуются по представлению  $\Gamma_8$ . Ниже лежит так называемая отщепленная зона (симметрия  $\Gamma_7$ ) (см. рис. 2).

Анализ структуры состояний, отвечающих краям зон<sup>19</sup>, существенно упрощается, если воспользоваться так называемым сферическим приближением, в котором кубическая симметрия кристалла заменяется сферической симметрией. Эффекты, к которым приводит реальная кубическая симметрия, не малы и ниже будут рассмотрены (гл. 6). Однако сначала полезно рассмотреть сферическое приближение. В этом приближении зону проводимости можно характеризовать орбитальным моментом  $l = 0$  и спиновым моментом  $s = 1/2$ . Волновые функции, соответствующие дну зоны, можно записать так:

$$u_{1/2}^{(c)} = S\uparrow \quad u_{-1/2}^{(c)} = S\downarrow, \quad (2)$$

где  $S$  — функция координат (в сферическом приближении граница элементарной ячейки кристалла считается сферой, а функция  $S$  — сферически симметричной). Два направления спина изображаются стрелками.

Валентная зона характеризуется орбитальным моментом  $l = 1$ , спиновым моментом  $s = 1/2$ , так что имеется два возможных значения полного момента:  $J = 1/2$  и  $J = 3/2$ . Момент  $J = 3/2$  относится к зонам тяжелых и легких дырок, а момент  $J = 1/2$  — к зоне, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. Соответствующие волновые функции при нулевом квазиимпульсе легко написать, пользуясь обычными правилами сложения моментов. Для зоны тяжелых дырок (hh), характеризующихся проекциями момента на волновой вектор  $M_J = \pm 3/2$ ,

$$u_{3/2}^{(v)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (X + iY)\uparrow, \quad u_{-3/2}^{(v)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (X - iY)\downarrow. \quad (3)$$

Для зоны легких дырок (lh)  $M_J = \pm 1/2$ :

$$\begin{aligned} u_{1/2}^{(v)} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ -\frac{1}{\sqrt{2}} (X + iY)\downarrow + \sqrt{2} Z\uparrow \right], \\ u_{-1/2}^{(v)} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (X - iY)\uparrow + \sqrt{2} Z\downarrow \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

\*) Здесь и в дальнейшем мы пренебрегаем эффектами, связанными с отсутствием центра инверсии у этих полупроводников.

Для отщепленной зоны (sh)

$$u_{1/2}^{(s)} = -\frac{1}{\sqrt{3}} [(X + iY)\downarrow + Z\uparrow], \quad u_{-1/2}^{(s)} = \frac{1}{\sqrt{3}} [Z\downarrow - (X - iY)\uparrow]; \quad (5)$$

здесь через  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  обозначены функции координат, преобразующиеся при вращениях, как координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно. Индексы у волновых функций обозначают проекции углового момента на импульс  $\mathbf{p}$ . Для четырех вырожденных состояний у потолка валентной зоны (при  $p = 0$ ) ось квантования может быть выбрана произвольно. Однако при конечных импульсах вырождение снимается, и для того чтобы получить правильные волновые функции, надо направить ось квантования (ось  $z$ ) по импульсу. Поэтому мы впредь будем считать ось  $z$  направленной по импульсу, а оси  $x$  и  $y$  расположенными в плоскости, перпендикулярной импульсу (хотя для зоны проводимости и отщепленной зоны это несущественно, так как для этих зон вырождение при конечных  $\mathbf{p}$  такое же, как и при  $\mathbf{p} = 0$ ). Функции (2) — (5) представляют собой бловские амплитуды. Полные волновые функции отличаются от них множителем  $\exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}/\hbar)$ .

Теперь можно выписать дипольные моменты, соответствующие переходам между различными подзонами валентной зоны и зоной проводимости<sup>20</sup>. При этом следует иметь в виду, что 1) спинорные функции (изображаемые стрелками) ортогональны при противоположных направлениях спина и нормированы; 2) переход происходит при сохранении импульса (дипольное приближение); 3) отличны от нуля только матричные элементы:

$$\langle S | \mathbf{D}_x | X \rangle = \langle S | \mathbf{D}_y | Y \rangle = \langle S | \mathbf{D}_z | Z \rangle = D.$$

В табл. I приведены полученные таким образом матричные элементы вектора дипольного момента (см. также рис. 3).

Из этой таблицы можно сделать следующие выводы. Переходам  $hh$  — с соответствуют два диполя, вращающиеся по и против часовой

Т а б л и ц а I

Матричные элементы дипольного момента  $\mathbf{D}_{vc}/D$   
при различных межзонных переходах  
( $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  — единичные орты,  $\nu$  — вдоль импульса,  
 $\lambda$  и  $\mu$  в перпендикулярной плоскости)

$\nu$	$c$	
	+1/2	-1/2
hh: +3/2	$-\frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda + i\mu)$	0
-3/2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda - i\mu)$
lh: +1/2	$\sqrt{\frac{2}{3}} \nu$	$-\frac{1}{\sqrt{6}} (\lambda + i\mu)$
-1/2	$\frac{1}{\sqrt{6}} (\lambda - i\mu)$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \nu$
sh: +1/2	$-\frac{1}{\sqrt{3}} \nu$	$-\frac{1}{\sqrt{3}} (\lambda + i\mu)$
-1/2	$-\frac{1}{\sqrt{3}} (\lambda - i\mu)$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \nu$

стрелки в плоскости, перпендикулярной импульсу. Колебания этих диполей на 100% поляризованы перпендикулярно импульсу. Переходам

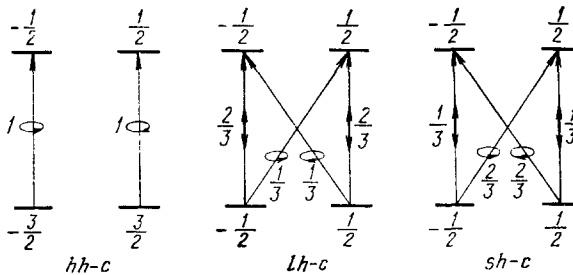


Рис. 3. Диполи, соответствующие различным межзонным переходам.

Цифры около стрелок, изображающих диполи, указывают относительные интенсивности переходов. Цифры около уровней соответствуют проекциям полного момента на ось квантования, направленную вдоль импульса.

lh — с соответствуют два диполя, колеблющиеся параллельно импульсу и два диполя, вращающиеся в перпендикулярной плоскости. Суммарное колебание поляризовано на 60% параллельно импульсу. Переходам sh — с соответствуют четыре диполя (так же, как и переходам lh — с), однако суммарное колебание не поляризовано.

Эти результаты относятся к тем случаям, когда импульсы электронов, уча-

ствующих в переходах, не очень велики, а именно, когда кинетические энергии дырок малы по сравнению со спин-орбитальным расщеплением  $\Delta$ . В противном случае волновые функции «перепутываются». Возникающие при этом изменения рассмотрены ниже (гл. 5). Пока мы будем предполагать импульсы малыми в указанном выше смысле.

### 3. ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ. ОПТИЧЕСКОЕ ВЫСТРАИВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Из сказанного выше ясно, что линейно поляризованный свет возбуждает носители заряда, анизотропно распределенные по импульсам. Например, при переходах hh — с не возбуждаются электроны с импульсами, параллельными направлению  $\mathbf{e}$  — единичного вектора поляризации световой волны, так как оба осциллятора, соответствующие переходам hh — с, поляризованы перпендикулярно импульсу. Распределение фотовозбужденных электронов по импульсам  $F(\mathbf{p})$  в момент рождения пропорционально сумме квадратов проекций на направление  $\mathbf{e}$  для всех диполей, соответствующих данному типу переходов. Например, для переходов hh — с находим

$$F(\mathbf{p}) \sim 2 \cdot \frac{1}{2} [(\lambda \mathbf{e})^2 + (\mu \mathbf{e})^2] = 1 - (\nu \mathbf{e})^2 = \sin^2 \vartheta,$$

где  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{p}$ . Таким образом можно получить результаты для всех трех переходов. Эти результаты можно записать в виде <sup>17</sup>.

$$F(\mathbf{p}) = F_0(\mathbf{p}) [1 + \alpha_0 P_2(\cos \vartheta)], \quad P_2(x) = \frac{3x^2 - 1}{2}; \quad (6)$$

здесь  $P_2(\cos \vartheta)$  — второй полином Лежандра,  $\alpha_0 = -1, +1, 0$  для переходов hh — с, lh — с, sh — с соответственно,  $F_0(\mathbf{p})$  — симметричная часть функции распределения. На рис. 4 показана форма функции распределения для различных переходов. Видно, что при возбуждении из зоны тяжелых дырок распределение фотовозбужденных электронов сплюснуто, а при возбуждении из зоны легких дырок вытянуто вдоль направления электрического вектора возбуждающей световой волны. Этот эффект получил название оптического выстраивания импульсов электронов. Одно из наиболее интересных проявлений эффекта — поляризация горячей фотолуминесценции.



Рассмотрим горячую фотолюминесценцию в полупроводниках р-типа. При умеренных интенсивностях возбуждения можно считать, что излучение возникает при рекомбинации фотовозбужденных электронов с равновесными дырками. Поскольку дырки распределены изотропно, то можно считать, что каждому электрону с импульсом  $\mathbf{p}$  соответствует излучающий диполь — один из тех, которые изображены на рис. 3. Относительная интенсивность  $I_{e'}(\mathbf{p})$  излучения с поляризацией  $\mathbf{e}'$  для данного направления импульса выражается формулой, аналогичной (6):

$$I_{e'}(\mathbf{p}) \sim 1 + \alpha_0 P_2(\cos \vartheta'), \quad (7)$$

где  $\alpha_0$  имеет то же значение, что и в формуле (6).  $\vartheta'$  — угол между направлением импульса электрона и вектором поляризации  $\mathbf{e}'$ . Полная интенсивность излучения с данной поляризацией  $\mathbf{e}'$  пропорциональна произведению выражения (7) на функцию распределения электронов  $f(\mathbf{p})$ , проинтегрированному по всем углам вектора  $\mathbf{p}$ :

$$I_{e'} = \int [1 + \alpha_0 P_2(\cos \vartheta')] f(\mathbf{p}) d\Omega. \quad (8)$$

Таким образом, поляризованная компонента интенсивности излучения содержит информацию об анизотропии распределения, описываемой вторым полиномом Лежандра.

При возбуждении линейно поляризованным светом электроны, которые в момент рождения имели распределение (6), «спустившись» до энергии  $\varepsilon$ , приобретут распределение

$$f = f_0'(\varepsilon)! [1 + \alpha P_2(\cos \chi)], \quad (9)$$

характеризуемое параметром анизотропии  $\alpha$  (зависящим от энергии  $\varepsilon$ ). Подставляя (9) в (8), найдем для интенсивности рекомбинационного излучения электронов с энергией  $\varepsilon$ :

$$I_{e'} \sim 1 + \frac{\alpha \alpha_0}{5} P_2(\cos \chi), \quad (10)$$

где  $\chi$  угол между вектором поляризации возбуждающего ( $\mathbf{e}$ ) и излученного ( $\mathbf{e}'$ ) света.

Для степени поляризации излучения, идущего в направлении возбуждающего луча или в противоположном направлении, находим

$$\rho_1 = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{3\alpha\alpha_0}{20 + \alpha\alpha_0}; \quad (11)$$

здесь  $I_{\parallel}$  — интенсивность излучения, поляризованного так же, как и возбуждающий луч ( $\chi = 0$ ),  $I_{\perp}$  — поляризованного в перпендикулярном направлении ( $\chi = \pi/2$ ). В частности, для излучения, обусловленного рекомбинацией электронов, еще не претерпевших релаксации ( $\alpha = \alpha_0$ ), получаются цифры, приведенные для различных путей возбуждения и рекомбинации в таблице II.

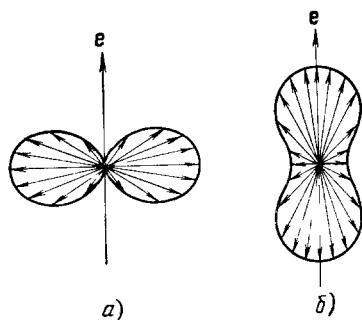


Рис. 4. Форма функции распределения импульсов фотовозбужденных электронов при возбуждении линейно поляризованным светом <sup>21</sup>.

а) Для переходов  $hh - c$ ; б) для переходов  $lh - c$ . В обоих случаях ось симметрии выстраивания направлена вдоль вектора поляризации возбуждающего света  $\mathbf{e}$ . Пространственная картина выстраивания импульсов получается путем вращения приведенного распределения вокруг  $\mathbf{e}$ . Длины векторов обозначают населенности состояний с соответствующими направлениями импульсов.

Таблица II

Начальные значения линейной поляризации  $p_l$  рекомбинационного излучения при различных путях возбуждения и рекомбинации (сферическое приближение). Цифры в скобках дают поляризацию при  $p^2 \gg m_{lh}\Delta$  (см. гл. 5)

Рекомбинация	c — hh	c — lh	c — sh
Возбуждение:			
hh — c	1/7 (1/7)	-3/19 (1/7)	0 (-1/3)
lh — c	-3/19 (1/7)	1/7 (1/7)	0 (-1/3)
sh — c	0 (-1/3)	0 (-1/3)	0 (1/2)

В условиях эксперимента, результаты которого представлены на рис. 1, высокочастотный край люминесценции формируется переходами на акцептор.

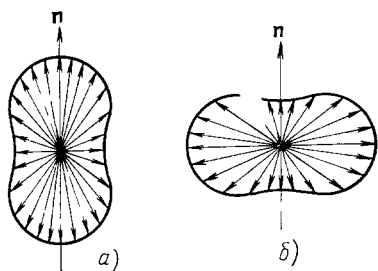


Рис. 5. Форма функции распределения импульсов фотовозбужденных электронов при возбуждении неполяризованным (или циркулярно поляризованным светом) <sup>21</sup>.

а) Для переходов hh — c; б) для переходов lh — c. В обоих случаях распределение симметрично относительно направления возбуждающего луча (вектора  $n$ ). Пространственная форма распределения получается при вращении вокруг вектора  $n$ . Длины векторов обозначают населенности состояний с соответствующими направлениями импульсов.

Правила отбора при рекомбинации на акцептор такие же, как и при переходах c — hh, поскольку волновая функция дырки на акцепторе сформирована при больших импульсах в основном из состояний тяжелых дырок (см. гл. 7). Начальное значение  $p_l$ , полученное экспериментально (около 0,25), выше, чем следует из табл. II для переходов hh — c — hh ( $\sim 0,14$ ), за счет гофрировки изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок (см. гл. 6).

В заключение отметим, что при возбуждении неполяризованным или циркулярно поляризованным светом функция распределения фотовозбужденных электронов также анизотропна (с осью симметрии вдоль луча). Выстраивание по импульсам (рис. 5) возникает вследствие поперечности световой волны. Распределение можно получить, складывая две функции (6), относящиеся к двум взаимно

перпендикулярным направлениям поляризации. Тогда найдем

$$F = 2F_0 \left[ 1 - \frac{\alpha_0}{2} P_2(\cos \theta) \right], \quad (12)$$

где  $\theta$  угол между импульсом и лучом. Такое распределение приведет к поляризации излучения, идущего под углом к возбуждающему лучу.

#### 4. ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ. ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СПИНУ

При межзонном поглощении циркулярно поляризованного света фотовозбужденные электроны оказываются ориентированными по спину. Из рис. 3 и табл. I видно, что электроны, импульс которых в момент возбуждения направлен по лучу света, при каждом способе возбуждения ориентированы на 100% (против момента фотона при переходах hh — c и по моменту фотона при возбуждении lh — c и sh — c). Если же импульс электрона направлен под углом к лучу света, то его ориентация другая. На рис. 6 показано взаимное расположение импульса и спина при перехо-

дах hh — с и lh — с. При переходах sh — с спин электрона всегда направлен по моменту фотона и ориентация стопроцентная. Для матрицы плотности электронов в момент рождения можно получить следующее выражение<sup>17</sup>:

$$\hat{F} = F_0 \left\{ \hat{I} \left[ 1 - \alpha_0 \frac{3(\mathbf{n}\mathbf{v})^2 - 1}{4} \right] + 2S_0 \sigma \mathbf{n} + \beta_0 \frac{3(\sigma \mathbf{v})(\mathbf{n}\mathbf{v}) - (\sigma \mathbf{n})}{2} \right\}, \quad (13)$$

где  $\hat{I}$  — единичная матрица  $2 \times 2$ ,  $\sigma$  — матрицы Паули,  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{v}$  — единичные векторы в направлении момента фотонов и импульса соответственно. Параметры анизотропии  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $S_0$  даны в табл. III. Параметр  $\alpha_0$  характеризует

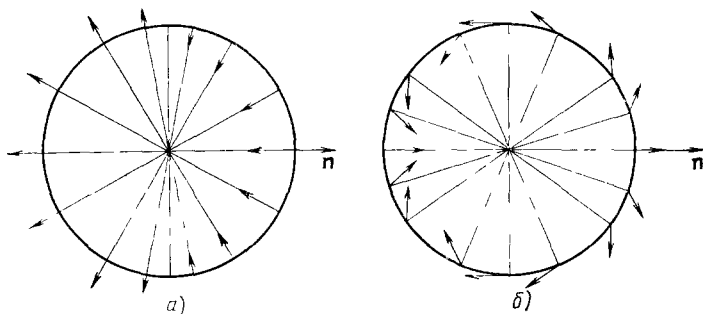


Рис. 6. Связь между спином и импульсом электрона при возбуждении циркулярно поляризованным светом<sup>21</sup>.

а) Для переходов hh — с, б) для переходов lh — с. Импульсы направлены по радиусам круга; векторы, выходящие из точек на окружности, обозначают средние спины, соответствующие данным направлениям импульсов.

выстраивание по импульсам,  $S_0 \mathbf{n}$  дает вектор спина, усредненный по всем направлениям импульса,  $\beta_0$  характеризует корреляцию между спином и импульсом. В результате релаксационных процессов матрица плотности сохраняет вид (13), но с параметрами анизотропии  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $S$ , которые по величине меньше, чем  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $S_0$ . В частности, если распределение по импульсам полностью изотропизовалось, а спин не срелаксировал, то получается значение степени ориентации  $2S_0 = -0,5$  для переходов hh — с и lh — с — цифра, которая считалась предельной для оптической ориентации на этих переходах<sup>14,16</sup> и приводит к максимальной циркулярной поляризации — 0,25 %. В результате корреляции между спином и импульсом циркулярная поляризация ГФЛ выше. Из выражения для матрицы плотности (13) с параметрами анизотропии  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $S$  и правил отбора, сведенных в табл. I, для степени циркулярной поляризации  $\rho_c$  следует выражение<sup>17</sup>

$$\rho_c = \frac{80SS_0 + 10\beta\beta_0}{20 + \alpha\alpha_0}. \quad (14)$$

В частности, для рекомбинационного излучения электронов, еще не претерпевших релаксацию ( $\alpha = \alpha_0$ ,  $\beta = \beta_0$ ,  $S = S_0$ ), получаются значения  $\rho_c$ , приведенные в табл. IV ( $\rho_c > 0$  означает, что момент фотона в люминесценции преимущественно направлен в ту же сторону, что и в возбуждающем луче).

Таблица III

Начальные значения параметров анизотропии матрицы плотности фотовозбужденных электронов при циркулярно поляризованном возбуждении

Переход	$\alpha_0$	$S_0$	$\beta_0$
hh — с	—1	—1/4	—1
lh — с	1	—1/4	1
sh — с	0	1/2	0

Таблица IV

Начальные значения циркулярной поляризации  $\rho_c$  рекомбинационного излучения при различных путях возбуждения и рекомбинации (сферическое приближение).

Цифры в скобках дают поляризацию при  $p^2 \gg m_{lh}\Delta$  (см. гл. 5)

Рекомбинация	c — hh	c — lh	c — sh
Возбуждение:			
hh — c	5/7 (5/7)	—5/19 (—5/7)	—1/2 (0)
lh — c	—5/19 (—5/7)	5/7 (5/7)	—1/2 (0)
sh — c	—1/2 (0)	—1/2 (0)	1 (0)

Табл. IV дает для начальной степени циркулярной поляризации на переходах hh — c — hh (определяющих высокочастотный край ГФЛ) значение  $\rho_c = 5/7 \approx 0,71$ . Экспериментальное значение из рис. 1  $\rho_c = 0,47$  меньше (но существенно превышает максимальную величину  $\rho_c = 0,25$  для изотропного распределения электронов по импульсу). Причина этого расхождения пока не ясна. Возможно, она связана с быстрой спиновой релаксацией горячих электронов за счет прецессионного механизма, предложенного в работе <sup>16</sup>.

### 5. ВЛИЯНИЕ ОТЩЕПЛЕННОЙ ЗОНЫ

Если энергия фотовозбужденных дырок становится сравнимой с величиной спин-орбитального расщепления  $\Delta$ , то правила отбора для межзонных переходов изменяются. Это не касается переходов hh — c, так как зона тяжелых дырок не связана с отщепленной зоной <sup>22</sup>. Однако энергетический спектр и волновые функции зоны легких дырок претерпевают существенные изменения при  $\varepsilon_{lh} \gtrsim \Delta$  (см. рис. 2). Зона легких дырок «утяжеляется» и при  $\varepsilon_{lh} \gg \Delta$  идет параллельно зоне тяжелых дырок. В пределе больших энергий дырок роль спин-орбитального взаимодействия уменьшается. Если им пренебречь, то слитые зоны тяжелых и «легких» дырок можно характеризовать проекцией орбитального момента на импульс, равной  $\pm 1$ , а отщепленную зону — проекцией, равной 0.

Приведем здесь формулы из работы <sup>23</sup>, описывающие параметры анизотропии матрицы плотности (13) фотовозбужденных электронов в момент рождения. Формулы получены с учетом взаимодействия зоны легких дырок и отщепленной зоны в сферическом приближении.

При переходах lh — c формулы остаются прежними:

$$\alpha_0 = -1, \quad S_0 = -\frac{1}{4}, \quad \beta_0 = -1.$$

При переходах hh — c:

$$\alpha_0 = \frac{\varepsilon_{sh} - (A + 5B) p^2}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}}, \quad S_0 = -\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \frac{(A + B) p^2 - \varepsilon_{lh}}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}},$$

$$\beta_0 = \frac{\varepsilon_{sh} + (B - A) p^2}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}}, \quad (15)$$

когда  $\varepsilon_{lh} \gg \Delta$ , то  $\alpha_0 \rightarrow -1$ ,  $S_0 \rightarrow 1/4$ ,  $\beta_0 \rightarrow 1$ . При переходах sh — c:

$$\alpha_0 = \frac{(A + 5B) p^2 - \varepsilon_{lh}}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}}, \quad S_0 = -\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_{sh} - (A + B) p^2}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}};$$

$$\beta_0 = \frac{(A - B) p^2 - \varepsilon_{lh}}{\varepsilon_{sh} - \varepsilon_{lh}},$$

когда  $\varepsilon_{lh} \gg \Delta$ ,  $\alpha_0 \rightarrow 2$ ,  $S_0 \rightarrow 0$ ,  $\beta_0 \rightarrow 0$ .

В этих формулах константы  $A$  и  $B$  определяют спектр дырок:  $\epsilon_{hh} = (A - B) p^2$

$$\epsilon_{lh, sh} = \left( A + \frac{B}{2} \right) p^2 + \frac{\Delta}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{9B^2 p^4 - 2B\Delta p^2 + \Delta^2}. \quad (17)$$

Энергии дырок считаются положительными и отсчитываются вниз от вершины валентной зоны. Константы  $A$  и  $B$  связаны с массами дырок при  $p \rightarrow 0$  следующим образом:

$$A = \frac{1}{4} \frac{m_{hh} + m_{lh}}{m_{hh} m_{lh}}, \quad B = \frac{1}{4} \frac{m_{hh} - m_{lh}}{m_{hh} m_{lh}}. \quad (18)$$

Степени поляризации рекомбинационного излучения по-прежнему определяются формулами (11), (14). В табл. II, IV (в скобках) приведены значения степени начальной линейной и циркулярной поляризации в пределе больших квазиимпульсов  $\epsilon_{lh} \gg \Delta$ .

Ослабление спин-орбитального взаимодействия приводит к тому, что суммарная степень циркулярной поляризации при возбуждении  $hh - c$  и  $lh - c$  стремится к нулю. Это связано с тем, что в отсутствие спин-орбитального взаимодействия оптической ориентации электронов не происходит, момент фотона при поглощении целиком отдается дырке.

Линейная поляризация связана с выстраиванием электронов по импульсу. При выключении спин-орбитального взаимодействия возбуждение из зон тяжелых и легких дырок приводит к одинаковому выстраиванию ( $\alpha_0 = -1$ ) и поэтому к одинаковой линейной поляризации излучения. При возбуждении из отщепленной зоны появляется выстраивание (в пределе  $\epsilon_{lh} \gg \Delta$  из формулы (16) следует  $\alpha_0 = 2$ ), поскольку отщепленной зоне теперь соответствует диполь, направленный вдоль импульса. На рис. 7 приведена схема межзонных переходов в пределе  $\epsilon_{lh} \gg \Delta$

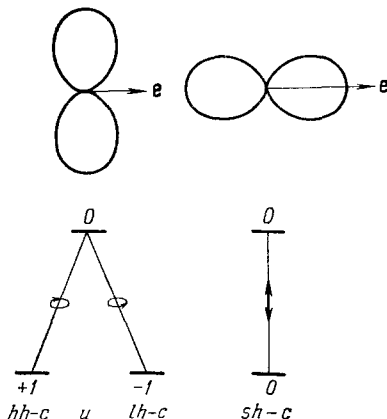


Рис. 7. Диполи, соответствующие различным межзонным переходам, в пределе  $\epsilon_{lh} \gg 0$  и форма функции распределения фотовозбужденных электронов по импульсам при возбуждении линейно поляризованным светом.

Цифры около уровней — проекции орбитального момента на ось квантования, направленную вдоль импульса.

вместе с картиной выстраивания при этих переходах. При анализе экспериментальных данных учет непараболичности зоны легких дырок существен для правильного определения энергий электронов, возбуждаемых из этой зоны, а формулы (15) и данные табл. II — IV для правильной оценки величины поляризации, вносимой этими электронами. Так, при возбуждении ГФЛ в арсениде галлия квантами с энергией  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ электроны, возбуждаемые из подзоны легких дырок, имеют энергию  $\epsilon'_0 = 0,26$  эВ и начинают давать вклад в излучение при 1,75 эВ. На рис. 1 видно, что при этой энергии на кривой для циркулярной поляризации наблюдается особенность —  $\rho_c$  меняет знак. В то же время линейная поляризация  $\rho_l$  такой особенности не имеет. Это обстоятельство кажется непонятным с точки зрения теории, не учитывающей влияние отщепленной зоны. Действительно, особенность на кривой  $\rho_c(\hbar\omega)$  можно объяснить тем, что при переходах  $lh - c - hh$  знак  $\rho_c$  противоположен знаку при переходах  $hh - c - hh$  (см. табл. IV), а электроны, заброшенные из тяжелой зоны, спустившись до энергии  $\epsilon'_0$ , уже частично отрелаксировали по импульсу и их вклад в поляризацию уменьшился. Поэтому

результатирующая поляризация изменяет знак. Но то же самое, казалось бы, можно сказать и о линейной поляризации (см. табл. II). Учет влияния отщепленной зоны показывает, однако, что при достаточно больших значениях импульсов рекомбинирующих электронов переходы  $lh - c - hh$  и  $hh - c - hh$  имеют противоположные циркулярные, но одинаковые по знаку линейные поляризации (см. табл. II и IV, цифры в скобках). То же самое имеет место и при рекомбинации на акцепторные уровни. В <sup>23</sup> был выполнен расчет поляризаций для переходов  $lh - c - A$ , соответствующий условиям эксперимента (см. рис. 1). Для этих переходов оказалось, что, в то время как  $\rho_c = -0,57$ , линейная поляризация положительна и равна  $\rho_l = 0,05$ , что близко к величине линейной поляризации электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок и отрелаксировавших по энергии. Поэтому подключение переходов из зоны легких дырок практически не проявляется на спектральной зависимости  $\rho_l(\hbar\omega)$  (см. рис. 1).

В качестве другого примера можно отметить наблюдавшееся в кристаллах InP малое значение  $\rho_c$  (0,08) вблизи высокочастотного края ГФЛ (1,9 эВ) <sup>23</sup>. Величина  $\Delta$  в InP сравнительно мала ( $\sim 0,1$  эВ), и при указанной энергии практически реализуется предельный случай  $p^2 \gg m_{lh}\Delta$ . По-видимому, в рекомбинации в этом случае складываются переходы  $lh - c - hh$  и  $hh - c - hh$ , которым отвечают одинаковые по абсолютной величине, но противоположные по знаку величины  $\rho_c$ . Эта «компенсация» и приводит к малым результирующим значениям циркулярной поляризации. Отметим, что величина линейной поляризации составляет 0,14, что согласуется с теоретическим значением (табл. II).

## 6. ЭФФЕКТЫ ГОФРИРОВКИ

Рассмотрим влияние, которое оказывает на поляризацию ГФЛ реальная кубическая симметрия кристалла <sup>25,26</sup>. Это влияние в основном связано с гофрировкой изоэнергетических поверхностей валентной зоны, т. е. с зависимостью эффективных масс тяжелых и легких дырок от направления их квазиимпульса. Наиболее сильно гофрирована подзона тяжелых дырок. Так, в арсениде галлия в направлении  $[111]$  эффективная масса тяжелых дырок составляет  $m_{hh}^{[111]} = 0,8 m_0$ , а в направлении  $[100] - m_{hh}^{[100]} = 0,4 m_0$  \*). Покажем, к чему это приводит. Высокочастотный край спектра ГФЛ формируется переходами электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок обратно в эту же подзону, где они рекомбинируют с равновесными дырками. При этом преимущественный вклад в рекомбинацию вносят дырки с направлениями импульсов вдоль осей  $\{111\}$ , так как заселенность этих направлений наибольшая. Преимущество в заселенности направлений  $\{111\}$  по сравнению с направлениями  $\{100\}$  можно характеризовать параметром  $\Delta\varepsilon_{vh}/kT$ , где

$$\Delta\varepsilon_{vh} = m_c \left( \frac{1}{m_{hh}^{[100]} + m_c} - \frac{1}{m_{hh}^{[111]} + m_c} \right) (\hbar\omega_{ex} - E_g). \quad (19)$$

Смысл  $\Delta\varepsilon_{vh}$  ясен из схемы переходов на рис. 8. При  $\Delta\varepsilon_{vh} \gg kT$  главный вклад в рекомбинационное излучение дают носители с импульсами в направлениях  $\{111\}$ . Мы будем называть эти направления диагональными. Отметим, что вследствие гофрировки электроны, появившиеся в зоне проводимости при монохроматическом возбуждении в результате переходов  $hh - c$ , уже не имеют моноэнергетического распределения, а размазаны в полосе шириной  $\Delta\varepsilon_{vh}$ . В GaAs  $\Delta\varepsilon_{vh} \approx 0,07 (\hbar\omega_{ex} - E_g)$ , так что при  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ  $\Delta\varepsilon_{vh} \approx 30$  мэВ.

\*) Эти значения вычислены с использованием зонных параметров GaAs, полученных при исследовании циклотронного резонанса <sup>24</sup>.

С учетом гофрировки матричные элементы для переходов  $hh$  — с определяются формулами более сложными, чем те, которые приведены в табл. I. Существенно, однако, что формулы табл. I сохраняются для направлений импульса вдоль  $\{111\}$ . Поэтому если считать, что вклад в излучение дают только носители с диагональными направлениями импульсов, то для вычисления интенсивности излучения  $I_e$  с данной поляризацией можно воспользоваться формулами (8, 9), но вместо интегрирования по углам провести суммирование по четырем диагональным направлениям. Если, например, возбуждающий луч направлен по оси  $[100]$ , а векторы поляризации возбуждения  $e$  и излучения  $e'$  лежат в плоскости  $(100)$  и составляют с направлением  $[001]$  углы  $\varphi$  и  $\varphi'$  соответственно, то углы, по которым следует суммировать, определяются из выражений

$$\cos^2 \varphi_1 = \cos^2 \varphi_2 = \frac{2}{3} \cos^2 \left( \varphi - \frac{\pi}{4} \right),$$

$$\cos^2 \varphi_3 = \cos^2 \varphi_4 = \frac{2}{3} \sin^2 \left( \varphi - \frac{\pi}{4} \right).$$

Углы  $\varphi'_i$  отличаются от  $\varphi_i$  заменой  $\varphi$  на  $\varphi'$ . Формулы (8, 9) после замены интегрирования суммированием дают для переходов  $s - hh$

$$I_e = 1 - \frac{\alpha}{4} \sin 2\varphi \cdot \sin 2\varphi'. \quad (20)$$

Из формулы (20) видно, что при возбуждении  $hh - s$  ( $\alpha < 0$ ) максимальную интенсивность имеет излучение, поляризованное вдоль  $[011]$  или  $[0\bar{1}1]$

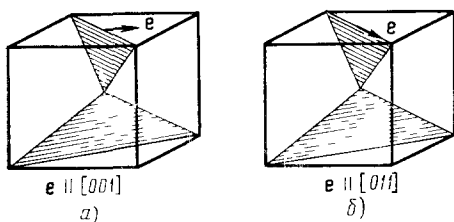


Рис. 9. Два варианта ориентации вектора поляризации возбуждающего света  $e$  относительно диагональных направлений в кубической решетке

а) Вектор  $e \parallel [001]$ : все диагонали ориентированы равноправно относительно  $e$  и поэтому заселены одинаково.  $\rho_1 = 0$ . б) Вектор  $e \parallel [011]$ ; вектор  $e$  лежит в плоскости, проходящей через две диагонали и перпендикулярен плоскости, содержащей две другие диагонали. Эта наиболее анизотропная ориентация  $e$  соответствует максимальной линейной поляризации.

$[100]$  из (20) получают следующие формулы<sup>25</sup>:

$$\xi_1 = -\frac{\alpha}{4} \sin 2\varphi \cos 2\varphi, \quad \xi_3 = -\frac{\alpha}{4} \sin^2 2\varphi, \quad (21)$$

\*) Напомним, что параметр  $\xi_3$  дает степень линейной поляризации в избранной системе осей. В нашем случае эти оси выбраны вдоль  $e$  и вектора  $e_\perp$ , перпендикуляр-

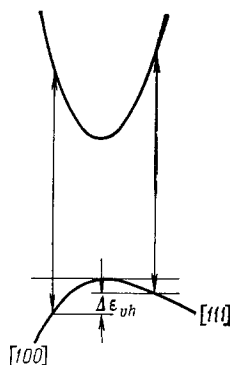


Рис. 8. Рисунок, поясняющий смысл  $\Delta \epsilon_{vh}$ .

Показаны зона проводимости и зона тяжелых дырок для двух направлений импульсов  $[100]$  и  $[111]$ . Длина стрелок соответствует энергии возбуждения. При  $\hbar\omega = 1,96$  эВ  $\Delta \epsilon_{vh}$  в GaAs составляет около 30 мЭВ.

откуда следует, что максимальная степень поляризации при данной  $\varphi$  равна

$$l = \left| \frac{\alpha}{4} \sin 2\varphi \right| \quad (22)$$

и достигает наибольшего значения при  $\varphi = \pm \pi/4$ , когда она составляет 0,25 для  $s - hh$  рекомбинации электронов, не испытавших релаксации ( $\alpha = \alpha_0 = -1$ ). Именно к такой геометрии относятся данные рис. 1. Видно, что начальное значение линейной поляризации близко к теоретическому.

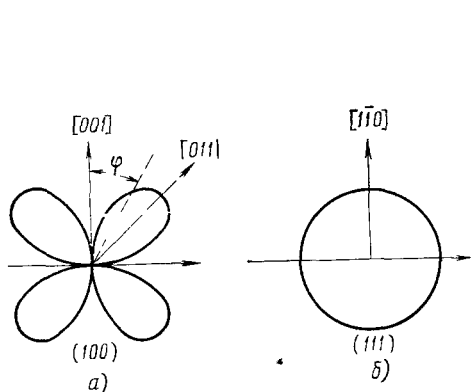


Рис. 10. Угловые индикатрисы степени линейной поляризации  $\xi_3(\varphi)$  (формулы (21), (23)).

$\varphi$  — угол между вектором поляризации возбуждающего света  $\mathbf{e}$  и главной кристаллической осью, лежащей в плоскости поверхности образца а) Свет вдоль [100]:  $\xi_3 = \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi$ ; б) свет вдоль [111]:  $\xi_3 = \text{const} = 0,154$ .

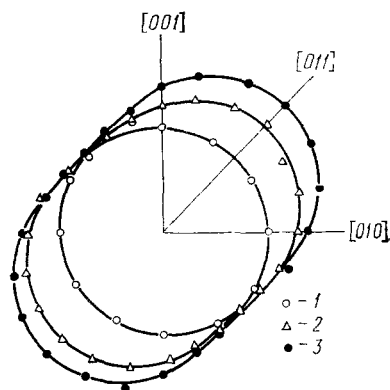


Рис. 11. Экспериментальные зависимости интенсивности люминесценции ( $I_e$ ) от ориентации плоскости поляризации анализатора для геометрии «луч вдоль [100]» для трех значений угла  $\varphi^{26}$ .

$\varphi = -5^\circ$  (1),  $15^\circ$  (2),  $45^\circ$  (3)<sup>26</sup>,  $T = 100$  К, образец GaAs(Zn)  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\hbar\omega = 1,93$  эВ.

Аналогичным образом можно получить параметры Стокса для других направлений луча. Приведем здесь результат для случая, когда луч падает нормально на плоскость (111) (геометрия «луч вдоль [111]»). При этом анизотропия поляризации отсутствует. Параметры Стокса для переходов  $s - hh$  таковы:

$$\xi_1 = 0, \quad \xi_3 = (-\alpha) \cdot \frac{2}{13}. \quad (23)$$

Они мало отличаются от соответствующих величин в сферическом приближении ( $\xi_1 = 0$ ,  $\xi_3 = -\alpha/7$ ). Угловые индикатрисы степени линейной поляризации ( $\xi_3$ ), построенные по формулам (21) и (23), приведены на рис. 10.

На рис. 11 приведены экспериментальные зависимости интенсивности люминесценции  $I_e$  от ориентации плоскости поляризации анализатора

ного  $\mathbf{e}$  и лучу света, так что  $\xi_3 = \rho_1 = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ , где  $I_{\parallel, \perp}$  — интенсивность люминесценции, поляризованной параллельно (перпендикулярно) поляризации возбуждающего света  $\mathbf{e}$ . Параметр Стокса  $\xi_1$  — степень линейной поляризации в системе координат, повернутой на  $\pi/4$  относительно исходной. Параметр  $\xi_2$  характеризует степень циркулярной поляризации ( $\xi_2 = \rho_c$ ). Имеют место формулы<sup>27</sup>  $\xi_1 = l \sin 2\varphi$ ,  $\xi_3 = l \cos 2\varphi$ , где  $l$  — максимальная поляризация,  $\varphi$  — угол между соответствующим ей направлением и вектором  $\mathbf{e}$ .



для геометрии «луч вдоль [100]» для трех значений  $\varphi$  при 100 К<sup>26</sup>. Полученные зависимости находятся в хорошем согласии с формулой (20) при  $\alpha = -1$ .

При повышении температуры, когда  $kT$  ставится сравнимым с  $\Delta\varepsilon_{vh}$ , некоторый вклад в рекомбинацию при переходах  $hh - c - hh$  вносят электроны и дырки со всеми направлениями квазиимпульсов. При расчете параметров Стокса суммирование по диагональным направлениям должно быть заменено интегрированием по всем направлениям квазиимпульсов с учетом заселенности этих направлений.

Результаты расчета  $\xi_3(\varphi)$  для 300 К по формулам, полученным в<sup>25</sup>, приведены на рис. 12 (сплошные кривые) для геометрий «луч вдоль [100]» и «луч вдоль [111]». На этом же рисунке приведены экспериментальные результаты для 300 К для  $\hbar\omega = 1,93$  эВ, когда спектр ГФЛ формируется междузонными переходами ( $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ).

Характер (симметрия) экспериментальной угловой зависимости соответствует теории, хотя, как видно из рисунка, для плоскости (100) измеренные значения  $\xi_3(\varphi)$  характеризуются большей анизотропией, нежели расчетные, и скорее соответствуют низким температурам, чем комнатной.

Специальные измерения анизотропии поляризации, выполненные в<sup>26</sup>, показали, что она меняется с температурой значительно медленнее, чем этого следовало ожидать из теории<sup>25</sup>. Причины этого расхождения остались невыясненными. Интересно, что согласно расчету даже в предположении  $T \rightarrow \infty$ , т. е. когда диагональные направления по заселенности уже не выделены, должна оставаться существенная анизотропия поляризации (10,5%, 17% для  $\varphi = 0, \pi/4$  соответственно), связанная с анизотропией матричных элементов переходов. Таким образом, гофрированность изонергетических поверхностей валентной зоны арсенида галлия приводит к зависимости линейной поляризации ГФЛ от ориентации электрического вектора возбуждающего света относительно кристаллографических осей. В заключение отметим, что учет гофрировки не должен существенно сказываться на величине циркулярной поляризации ГФЛ (при возбуждении циркулярно поляризованным светом)<sup>25</sup>. Для ситуаций «луч вдоль [100], [110], [111]» соответственно  $\xi_2 = 3/4, 12/17, 9/13$  (переходы  $hh - c - hh$ ). Напомним, что в сферической модели  $\xi_2 = 5/7$ .

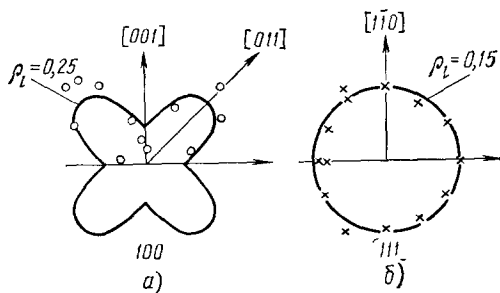


Рис. 12. Угловые индикатрисы степени линейной поляризации  $\xi_3(\varphi)$  для  $T = 300$  К.

а) Свет вдоль [100]; б) свет вдоль [111]. Сплошные кривые — расчет для  $T = 300$  К. Значки — экспериментальные данные для образца GaAs(Zn),  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (а),  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (б),  $T = 300$  К,  $\hbar\omega = 1,93$  эВ.

## 7. РЕКОМБИНАЦИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ДЫРКАМИ; ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ НА АКЦЕПТОРАХ

При низких температурах в умеренно легированных кристаллах р-типа равновесные дырки локализованы на акцепторах. В этом случае спектр ГФЛ формируется за счет переходов зона проводимости — акцептор ( $c - A$ -переходы). На рис. 13 приведена спектральная зависимость интенсивности ГФЛ вблизи линии возбуждения ( $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ) для того же образца, что и на рис. 1, при температурах 300 К и 100 К. На кривой

$I(\hbar\omega)$  для  $T = 100$  К отчетливо виден «обрыв», положение которого (около 1,88 эВ) соответствует рекомбинации на акцепторы наиболее энергичных фотоэлектронов<sup>28</sup>.

Казалось бы, анизотропия поляризации, связанная с гофрировкой энергетических поверхностей тяжелых дырок, должна проявляться при переходах (с — А) гораздо слабее, чем при межзонных переходах, поскольку при переходах на акцептор не должен играть роли эффект выделения диагональных направлений импульсов, обусловленный их энергетической выгодностью для дырок (см. гл. 6). Однако эксперимент, проведенный при 30 К, когда заведомо все дырки выморожены на акцепторы, показал<sup>28</sup>, что по-прежнему сохраняется сильная анизотропия линейной поляризации. Как оказалось, эффект связан с сильной анизотропией распределения дырок по квазиимпульсам на акцепторе. Волновая функция  $\psi_M$  дырки на мелком акцепторе сформирована из функций свободных дырок  $\psi_{pn}(\mathbf{r})$ :

$$\psi_M(\mathbf{r}) = \sum_{np} C_{nM}(\mathbf{p}) \psi_{pn}(\mathbf{r}); \quad (24)$$

здесь значок  $M = \pm 3/2, \pm 1/2$  нумерует четыре вырожденных состояния дырки на акцепторе. Индекс  $n$  пробегает четыре значения, соответствующие дважды вырожденным подзонам тяжелых (hh) и легких (lh) дырок. Величина

$$\Phi_n(\mathbf{p}) = \sum_M |C_{nM}(\mathbf{p})|^2 \quad (25)$$

характеризует распределение дырок, связанных на акцепторе по подзонам и квазиимпульсам<sup>\*</sup>). Решение уравнения Шредингера для акцептора в импульсном представлении с учетом гофрировки показало, что при больших квазиимпульсах  $p \gg \hbar/a$  ( $a$  — радиус акцептора)

$$\Phi_n(\mathbf{p}) \sim \frac{1}{p^4 \varepsilon_n^2(\mathbf{p})} = \frac{4m_n^2}{p^8}, \quad (26)$$

где  $m_n$  — масса в соответствующей подзоне, зависящая от направления  $\mathbf{p}$ . Формула (26) показывает, что при больших квазиимпульсах, которые существенны для излучательной рекомбинации горячих электронов, наибольший вес в распределении дырок на акцепторе имеют тяжелые дырки с диагональными направлениями импульсов, которым соответствует максимальная масса. Однако эффект выделения диагональных дырок в этом случае не зависит от температуры, так как он не связан с разностью заселенностей энергетических состояний.

<sup>\*</sup>) Предполагается, что все четыре вырожденных состояния акцептора заселены одинаково.

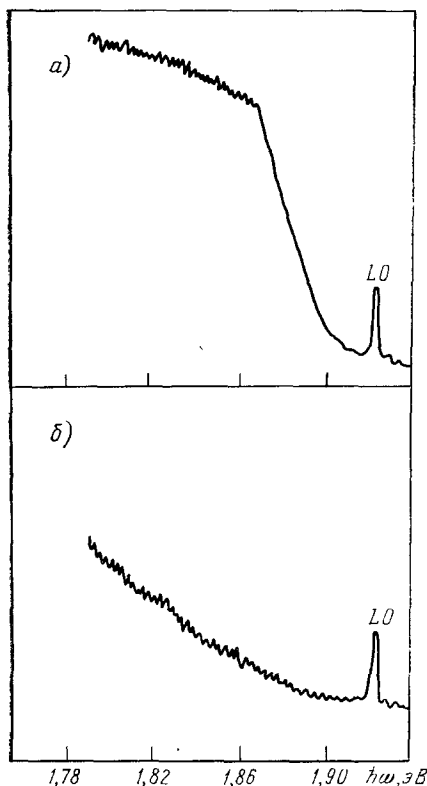


Рис. 13. Высокочастотный край спектра ГФЛ при возбуждении с  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ<sup>28</sup>.

а)  $T = 100$  К. Обрыв в спектре соответствует рекомбинации на акцепторы наиболее энергичных фотоэлектронов. б)  $T = 300$  К. Излучение ГФЛ простирается вплоть до  $\hbar\omega_{ex}$ . Образец GaAs(Ge) тот же, что и на рис. 1. Пик LO соответствует комбинационному рассеянию света на продольном оптическом фононе.

У самого высокочастотного края ГФЛ эффект выделения диагональных направлений и связанная с ним анизотропия поляризации ГФЛ должен усиливаться еще и потому, что, как отмечалось в § 6, максимальную энергию  $\varepsilon_0$  при фотовозбуждении имеют электроны, заброшенные в зону проводимости с диагональных направлений в валентной зоне.

Измерения, результаты которых приведены на рис. 1, выполнены в геометрии «луч вдоль [100]» и в условиях, когда в спектре ГФЛ доминируют переходы на акцепторы (см. рис. 13). При этом экспериментальные значения степени линейной поляризации на высокочастотном краю спектра оказываются максимальными при  $e \parallel [011]$  и близкими к расчетному (0,25) (см. рис. 1). Минимальное значение, как показано в <sup>28</sup>, в соответствии с расчетом близко к нулю при  $e \parallel [001]$ .

## 8. СПЕКТР ГФЛ И ЭФФЕКТЫ РЕЛАКСАЦИИ

Энергетическая релаксация фотовозбужденных электронов может осуществляться за счет испускания фононов, а также при столкновениях с другими электронами и дырками. В достаточно легированных кристаллах р-типа,  $p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , основным механизмом энергетических потерь являются столкновения электронов с дырками, свободными или локализованными на акцепторах \*). Энергетические потери за счет испускания оптических фононов при таких концентрациях дырок уже мало существенны. Потери энергии за счет столкновений горячих электронов с дырками могут происходить сравнительно малыми и во всяком случае не строго фиксированными порциями (в отличие от потерь при испускании оптических фононов). Поэтому спектр ГФЛ в этом случае является сплошным и бесструктурным, как на рис. 1, где он приведен для азотной температуры. Такой же характер он сохраняет и при гелиевых температурах. Конкретный вид спектра ГФЛ определяется видом функций распределения горячих электронов и дырок, а также частотной зависимостью вероятности переходов. Зная последнюю можно, как это будет показано в гл. 12, из спектра ГФЛ восстановить вид функции распределения горячих электронов. В умеренно легированных кристаллах ( $N_A \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) при низких температурах ( $T < 30 \text{ K}$ ) в спектрах ГФЛ наблюдалась отчетливая структура: осцилляции с периодом, равным энергии длинноволновых продольных оптических (ЛО) фононов. Очевидно, основным механизмом энергетической релаксации становится в этом случае испускание ЛО-фононов. Такие спектры будут подробнее описаны в гл. 10.

По мере энергетической релаксации фотовозбужденных электронов происходит также их импульсная и спиновая релаксация\*\*). Это приводит к уменьшению степени поляризации по мере уменьшения энергии электронов  $\varepsilon$  и соответственно энергии квантов в спектре ГФЛ. Коэффициент  $\alpha$ , характеризующий в формуле (9) степень анизотропии импульсного распределения и тем самым степень линейной поляризации (формула (11)), уменьшается с уменьшением энергии. Зависимость  $\alpha$  от энергии  $\varepsilon$  можно установить из простых уравнений <sup>17</sup>

$$\frac{d\alpha}{d\varepsilon} = -\frac{1}{\tau_{p_2}} \alpha, \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{1}{\tau_\varepsilon} \varepsilon, \quad (27)$$

\*) Предполагается, что интенсивность возбуждения и соответственно концентрация фотовозбужденных электронов не очень высоки, так что энергетической релаксацией за счет электрон-электронных столкновений можно пренебречь. Это предположение верно для рассматриваемых в данном обзоре работ.

\*\*) Здесь и далее мы игнорируем роль абсолютно упругих столкновений. Этот вопрос рассматривается в приложении.

где  $\tau_e$  — время энергетической релаксации,  $\tau_{p_2}$  — время релаксации анизотропии, связанной со вторым полиномом Лежандра. Для малоуглового рассеяния, каким является рассеяние на кулоновском потенциале дырок или примесей,  $\tau_{p_2}$  легко может быть выражено через обычное время релаксации импульса  $\tau_p$ :

$$\frac{\tau_p}{\tau_{p_2}} = \lim_{\vartheta \rightarrow 0} \frac{1 - P_2(\cos \vartheta)}{1 - \cos \vartheta} = 3.$$

Из уравнений (27) найдем \*)

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left( - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\tau_e}{\tau_{p_2}} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right). \quad (28)$$

В случае больших концентраций акцептора, когда основную роль в процессах релаксации играет взаимодействие с дырками или заряженными центрами, отношение  $\tau_e/\tau_{p_2}$  с логарифмической точностью не зависит от энергии. Тогда из (28) следует

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\tau_e/\tau_{p_2}}. \quad (29)$$

Спектральная зависимость степени линейной поляризации ГФЛ практически совпадает с энергетической зависимостью  $\alpha$  (см. формулу (11)) — поскольку при прямых межзонных переходах энергия излучаемого фотона однозначно связана с энергией рекомбинирующего электрона. Так, для переходов  $c - hh$  имеем

$$\hbar\omega = E_g + \varepsilon \left( 1 + \frac{m_c}{m_{hh}} \right).$$

При столкновении легкой частицы (электрон с массой  $m_c$ ) с тяжелыми (тяжелые дырки с массой  $m_{hh}$  энергия электронов теряется в  $m_{hh}/m_c$  раз медленнее, чем импульс \*\*). Поскольку в GaAs  $m_c = 0,07 m_0$ , средняя масса тяжелых дырок  $m_{hh} = 0,6 m_0$ ,  $\tau_e$  должно превышать  $\tau_{p_2}$  примерно на порядок. Отношение  $\tau_e/\tau_{p_2}$  оказывается еще больше (около 20), если учесть, что время  $\tau_{p_2}$  (но не  $\tau_e$ ) дополнительно сокращается из-за столкновений с примесями. Такое большое значение  $\tau_e/\tau_{p_2}$  соответствовало бы гораздо более резкому спаду поляризации, чем это наблюдается. Экспериментальные результаты для  $\rho_1(\hbar\omega)$  для рассматриваемого случая хорошо аппроксимируются с помощью формулы (29) при  $\tau_e/\tau_{p_2} \approx 5$ .

Этот вопрос был рассмотрен в работе <sup>30</sup>, в которой предложен эффективный механизм энергетической релаксации горячих электронов в полупроводниках p-типа. В этой работе показано, что основным механизмом передачи энергии от быстрых электронов к дыркам являются столкновения электрона с тяжелыми дырками, сопровождающиеся их превращением в легкие дырки (т. е. перебросом тяжелых дырок в подзону легких дырок). Энергетическая релаксация электронов, обусловленная этим механизмом, оказывается такой же, какой была бы при обычных кулоновских столкновениях энергетическая релаксация на частицах с массой легкой дырки  $m_{lh}$  и с концентрацией, равной половине концентрации тяжелых дырок.

\*) Более строгое рассмотрение, основанное на решении кинетического уравнения <sup>29</sup>, показывает, что в формулы (27), (28) вместо  $\tau_e$  должно входить время  $\tau'_e$ , учитывающее корреляцию между изменением энергии и импульса при столкновении. Однако в интересующем нас случае малоуглового кулоновского рассеяния  $\tau_e = \tau'_e$ .

\*\*) Столкновениями электронов с легкими дырками можно пренебречь, поскольку их концентрация меньше концентрации тяжелых дырок в  $(m_{hh}/m_{lh})^{3/2}$  раз.

Указанный механизм является эффективным для электронов с энергией  $\epsilon > \frac{m_{hh}kT}{m_{lh}}$ . За счет действия этого механизма время энергетической релаксации быстрых электронов оказывается того же порядка, что и время релаксации по импульсу. Сходная картина имеет место и когда дырки локализованы на акцепторах, т. е. при столкновениях электронов с нейтральными акцепторами. Если импульс электрона  $p \gg \sqrt{m_{hh}\epsilon_A}$ , где  $\epsilon_A$  — энергия ионизации акцептора, дырка, связанная на акцепторе, может рассматриваться как свободная.

По оценке в <sup>30</sup> предложенный механизм энергетической релаксации электронов становится в арсениде галлия эффективнее механизма испускания оптических фононов при концентрации дырок, превышающей  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При учете только столкновений, сопровождающихся межзонными переходами дырок,  $\tau_e/\tau_{p_2} \approx 1,5$ . Дополнительный учет обычных столкновений с дырками и ионизованными акцепторами приводит к формуле

$$\frac{\tau_e}{\tau_{p_2}} = 6 \frac{m_{hh}m_{lh}}{m_c(m_{hh} + m_{lh})},$$

которая дает для GaAs значение  $\tau_e/\tau_{p_2} \approx 6$  (при  $m_c = 0,07 m_0$ ;  $m_{lh} = 0,085 m_0$ ,  $m_{hh} = 0,6 m_0$ ). Это значение должно быть несколько уменьшено из-за непараболичности зоны проводимости, поскольку утяжеление электронов с ростом их энергии приводит к уменьшению  $\tau_e$ . Окончательная теоретическая зависимость на рис. 14 (сплошная кривая) достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными, полученными из спектра линейной поляризации, приведенного на рис. 1.

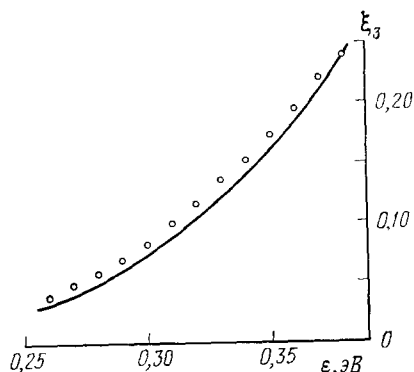


Рис. 14. Зависимость степени линейной поляризации ГФЛ от энергии рекомбинирующего электрона.

Кружки — экспериментальные данные, образец p-GaAs тот же, что и на рис. 1. Сплошная кривая — расчет по формуле (19) из работы <sup>30</sup>.

#### 9. ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ГФЛ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ

В магнитном поле  $\mathbf{H}$  сила Лоренца поворачивает импульсы фотовозбужденных электронов. Поэтому происходит изменение поляризации ГФЛ, если только направление  $\mathbf{H}$  не совпадает с осью симметрии распределения электронов по импульсам. Наиболее прост случай, когда магнитное поле направлено вдоль луча света. При этом ось симметрии распределения, направленная в момент возбуждения вдоль вектора  $\mathbf{e}$  поляризации возбуждающего луча, поворачивается вокруг  $\mathbf{H}$ , все время оставаясь перпендикулярной ему. Угловая частота вращения есть циклотронная частота:

$$\omega_c = \frac{eH}{mc} \quad (30)$$

Пусть энергия кванта ГФЛ соответствует рекомбинации электронов с энергией  $\epsilon$ . Распределение по направлениям импульсов для таких электронов оказывается повернутым (по отношению к  $\mathbf{e}$ ) на угол  $\psi_H(\epsilon, \epsilon_0) = \omega_c \tau(\epsilon, \epsilon_0)$ , где  $\tau(\epsilon, \epsilon_0)$  — время, за которое электроны «спускаются» от первоначальной энергии  $\epsilon_0$  до энергии  $\epsilon$ . Такой поворот может наблюдаться, если угол  $\psi_H$  не очень мал. Если  $\tau(\epsilon, \epsilon_0) \sim 10^{-12} - 10^{-13} \text{ с}$ ,

то условие  $\omega_c \tau \sim 1$  при  $m_c \sim 0,1 m_0$  выполняется в полях  $H \sim 10^4 - 10^5$  Э. На опыте уже при  $\omega_c \tau \sim 0,3$  влияние магнитного поля на поляризацию ГФЛ удастся уверенно зарегистрировать.

Выразим параметры Стокса ГФЛ через угол поворота  $\omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0)$ <sup>31</sup>. В геометрии «луч вдоль [100]» для переходов с — hh можно в хорошем приближении воспользоваться формулой (20), в которой следует провести замену  $\varphi \rightarrow \varphi + \omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0)$ . Тогда найдем для интенсивности люминесценции с поляризацией  $e'$  выражение

$$I_{e'} \sim 1 + \left( -\frac{\alpha}{4} \right) \sin(2\varphi + 2\omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0)) \cdot \sin 2\varphi', \quad (31)$$

где  $\alpha$  — параметр анизотропии функции распределения (напомним, что при возбуждении hh — с этот параметр отрицателен),  $\varphi$  и  $\varphi'$  — углы, которые составляют векторы  $e$  и  $e'$  с осью [001] кристалла.

Для параметров Стокса в системе, связанной с вектором поляризации  $e$  возбуждающего луча, из (31) получаем \*)

$$\xi_1 = l \cos 2\varphi, \quad \xi_3 = l \sin 2\varphi, \quad (32)$$

$$l = \left( -\frac{\alpha}{4} \right) \sin[2\varphi + 2\omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0)]. \quad (33)$$

Из этих формул следует, что несмотря на поворот функции распределения, направление максимальной поляризации и в магнитном поле остается вдоль оси [011] или  $[0\bar{1}1]$ , как и следовало ожидать в этой геометрии согласно гл. 6. Степень же максимальной поляризации  $l$  осциллирует с магнитным полем, достигая наибольшего значения каждый раз, когда ось симметрии распределения проходит направление [011] или  $[0\bar{1}1]$ .

Для геометрии «луч вдоль [111]» (для переходов с — hh) параметры Стокса таковы<sup>31</sup>:

$$\xi_1(H) = \xi_3(0) \sin 2\omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0), \quad (34)$$

$$\xi_3(H) = \xi_3(0) \cos 2\omega_c \tau (\varepsilon, \varepsilon_0). \quad (35)$$

где  $\xi_3(0) = -2\alpha/13$ . (Такой же вид имеют параметры Стокса в сферическом приближении, только  $\xi_3(0) = -\alpha/7$ . Снова видно, что в геометрии «луч вдоль [111]» гофрировка почти не сказывается.) В этом случае, наоборот, направление максимальной поляризации поворачивается вокруг магнитного поля вместе с функцией распределения, а сама максимальная поляризация остается неизменной.

Формулы (32)—(35) справедливы лишь в такой ситуации, когда время спуска  $\tau (\varepsilon, \varepsilon_0)$  является строго определенной для всех электронов величиной. Приблизительно так обстоит дело, когда электрон теряет энергию малыми порциями и интервал  $\varepsilon_0 - \varepsilon$  содержит большое число  $N$  таких порций. При этом, хотя время излучения каждой порции флуктуирует, но флуктуации  $\Delta\tau$  полного времени  $\tau (\varepsilon, \varepsilon_0)$  малы ( $\Delta\tau/\tau \sim 1/\sqrt{N}$ ). При таких условиях время спуска легко выразить через время энергетической релаксации  $\tau_\varepsilon$ , пользуясь вторым из уравнений (27):

$$\tau (\varepsilon, \varepsilon_0) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \tau_{\varepsilon'} \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}. \quad (36)$$

Даже если  $\Delta\tau/\tau$  мало, в достаточно сильных магнитных полях  $\omega_c \Delta\tau \gtrsim 1$  должна происходить расфазировка осцилляций и, следовательно, их затухание. Этот вопрос подробно изучен в работе<sup>31</sup>.

\*) См. определение параметров Стокса в примечании на с. 473.

Вблизи линии возбуждения, когда  $\varepsilon_0 - \varepsilon$  меньше или сравнимо с характерной энергией, теряемой при столкновении, флуктуации времени спуска велики и характер магнитной деполаризации меняется. В этом случае  $\tau(\varepsilon, \varepsilon_0)$  имеет смысл времени пребывания электрона в интервале между  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  и при  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$  есть просто время пребывания в начальном состоянии  $\tau'$ .

Вероятность того, что время  $\tau'$  лежит в интервале  $d\tau'$ , равна

$$W(\tau') d\tau' = e^{-\tau'/\tau} \frac{d\tau'}{\tau}, \quad (37)$$

где  $\tau$  — среднее время пребывания электрона в состоянии с начальной энергией  $\varepsilon_0$  («время ухода» из начального состояния). Закономерности, описывающие магнитную деполаризацию в этом случае, можно получить, если усреднить формулы (32)—(35) по различным реализациям времени  $\tau(\varepsilon, \varepsilon_0) = \tau'$  с вероятностью (37). Тогда получим в геометрии «луч вдоль [100]» вместо формулы (33) следующее выражение для максимальной степени поляризации:

$$l = \left( -\frac{\alpha}{4} \right) \frac{\sin 2\varphi + 2\omega_c \tau \cos 2\varphi}{1 + 4\omega_c^2 \tau^2}, \quad (38)$$

а в геометрии «луч вдоль [111]» (а также для сферической модели) вместо формул (34), (35) — следующие выражения для параметров Стокса:

$$\xi_1(H) = \xi_3(0) \frac{2\omega_c \tau}{1 + 4\omega_c^2 \tau^2}, \quad (39)$$

$$\xi_3(H) = \xi_3(0) \frac{1}{1 + 4\omega_c^2 \tau^2}. \quad (40)$$

Формулы (39)—(40) вполне аналогичны формулам, описывающим магнитную деполаризацию атомов газа<sup>15</sup>, связанную с вращением в магнитном поле момента атома (эффект Ханле). Из них следует, что максимальный поворот плоскости поляризации (при  $\omega_c \tau \rightarrow \infty$ ) составляет  $45^\circ$ . Впервые экспериментально влияние магнитного поля на поляризацию ГФЛ изучалось в работе<sup>32</sup>. Подробные экспериментальные исследования деполаризации ГФЛ в магнитных полях до 70 кЭ выполнены в работе<sup>33</sup>. Схема эксперимента представлена на рис. 15. Образец 1 и сферическое зеркало 2 находились внутри сверхпроводящего соленоида 3. Луч возбуждающего лазера, идущий вдоль оси соленоида (геометрия Фарадея), фокусировался на поверхности образца с помощью длиннофокусного объектива, не показанного на рис. 15. Излучение, выходящее из образца, собиралось сферическим зеркалом 2 и после вывода из криостата фокусировалось на входную щель спектрометра ДФС-24. Выбор такой схемы с короткофокусным собирающим зеркалом 2 был обусловлен малой интенсивностью горячей люминесценции. Несмотря на большое относительное отверстие зеркала 2 (1 : 1, 4), максимальное отклонение лучей люминесценции внутри образца составляло всего лишь около  $6^\circ$  из-за большого показателя преломления GaAs. Поэтому экспериментальные результаты можно было без заметных погрешностей сравнивать с теорией, в которой направления лучей возбуждения и люминесценции предполагаются парал-

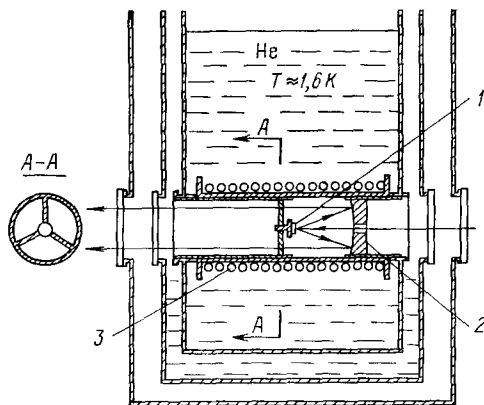


Рис. 15. Схема гелиевого криостата со сверхпроводящим соленоидом для измерений магнитной деполаризации<sup>33</sup>.

Исследуемый образец 1 и сферическое зеркало 2, собирающее люминесцентное излучение, находятся внутри соленоида 3. Ход лучей показан стрелками.

лельными. При измерениях образец находился в жидком гелии под откачкой ( $T = 1,6$  К) или в парах гелия (при этом температура кристалла была около 30 К).

На рис. 16 сравниваются результаты измерений параметров Стокса для геометрии «луч вдоль [100]» при  $\varphi = \pi/4$  и «луч вдоль [111]». Измерения выполнены при возбуждении He — Ne-лазером ( $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ) на высокочастотном краю спектра люминесценции ( $\hbar\omega = 1,88$  эВ) (люминесценция обусловлена переходами зона проводимости — акцептор). Из рисунка следует, что для геометрии «луч вдоль [100]» в то время, как  $\xi_3$  уменьшается с магнитным полем, параметр  $\xi_1$  остается практически равным

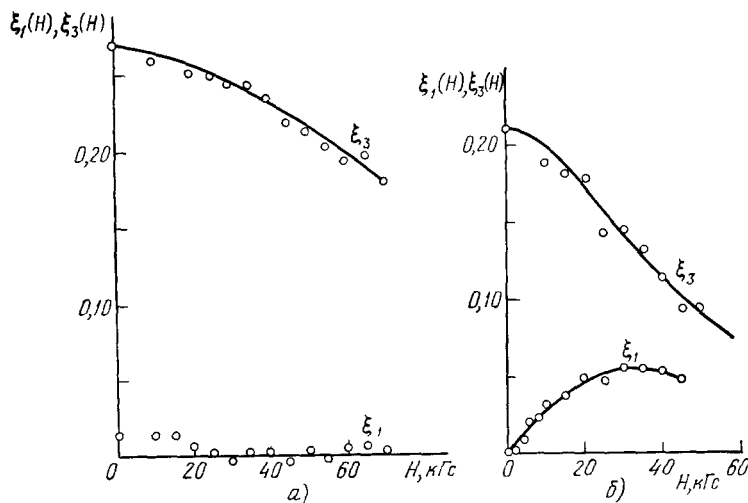


Рис. 16. Зависимость параметров Стокса  $\xi_1$  и  $\xi_3$  от магнитного поля <sup>33</sup>.  
а) Луч вдоль [100]; б) [111]; образец GaAs(Zn),  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . б) Луч вдоль [111]; образец GaAs(Zn),  $N_A - N_D = 0,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

нулю. Это согласуется с формулами (32), (38) при  $\varphi = \pi/4$  и свидетельствует об отсутствии поворота плоскости поляризации. Для геометрии «луч вдоль [111]» наряду с уменьшением  $\xi_3$  наблюдается возрастание, а затем спад  $\xi_1$ , что свидетельствует о повороте плоскости поляризации и согласуется с формулами (39, 40). (Угол поворота в поле  $H = 45$  кЭ на рис. 16, б составляет  $\psi = (1/2) \arctg(\xi_1/\xi_3) = 13^\circ$ .) При изменении знака  $H$  направление вращения меняется на обратное.

Измерения, описанные ниже, выполнены в геометрии «луч вдоль [111]», для которой ориентация электрического вектора возбуждающего света относительно осей кристалла не существенна \*).

На рис. 17 спектральная зависимость  $\xi_3$  в магнитном поле  $H = 70$  кЭ сравнивается с аналогичной зависимостью, снятой в нулевом поле. Наряду с деполаризацией люминесценции — уменьшением  $\xi_3$ , обусловленным изотропизацией функции распределения, в магнитном поле происходит дополнительное уменьшение  $\xi_3$  из-за поворота плоскости поляризации ГФЛ. Благодаря этому поляризация в сильном магнитном поле исчезает гораздо более резко.

\*) При интерпретации результатов деполаризации ГФЛ при переходах на акцептор игнорировалось расщепление четырехкратно вырожденного состояния акцептора, поскольку это расщепление меньше разброса уровней акцепторов в легированных кристаллах. Как следствие, степень циркулярной поляризации ГФЛ при линейно поляризованном возбуждении не превосходила нескольких процентов.



На рис. 18 представлена серия кривых деполаризации  $\xi_3(H)$  для различных энергий  $\hbar\omega$  в спектре люминесценции. Меньшим энергиям  $\hbar\omega$  соответствует большее время спуска и поэтому большие углы поворота в данном поле. В силу этой зависимости  $\xi_3(H)$  с уменьшением  $\hbar\omega$  оказываются более крутыми. Форма кривых должна описываться формулой (40), если  $\hbar\omega$  близко к высокочастотному краю люминесценции, и формулой (35) вдали от края, когда рекомбинирующие электроны потеряли уже много

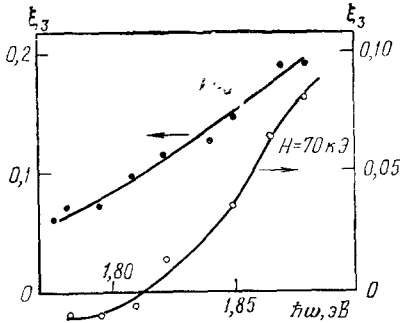


Рис. 17. Спектральная зависимость степени линейной поляризации  $\xi_3$  без магнитного поля и в поле 70 кЭ.

Образец GaAs(Zn),  $N_A - N_D = 1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.  $T = 1,6$  К (вверху для  $H=0$ ).

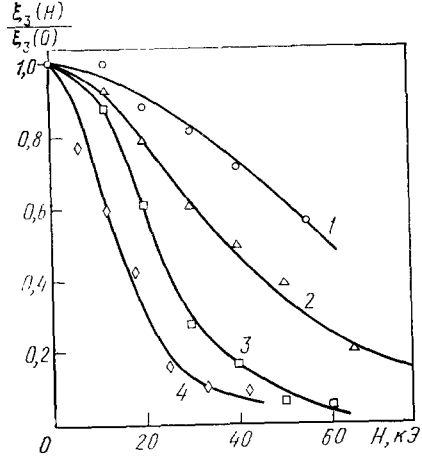


Рис. 18. Кривые деполаризации в магнитном поле для различных энергий  $\hbar\omega$  в спектре ГФЛ<sup>32</sup>.

1 — 1,893 эВ; 2 — 1,85 эВ; 3 — 1,81 эВ, 4 — 1,77 эВ<sup>32</sup>. Образец тот же, что и на рис. 17.  $T = 1,6$  К.  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ; геометрия — «луч вдоль [111]».

«порций» энергии. На самом деле вероятнее всего имеет место промежуточная ситуация. Однако из формул (40), (35) следуют очень близкие значения угла  $2\omega_c\tau$ , при которых степень поляризации уменьшается в два раза ( $\pi/3$  из формулы (35) и 1 из формулы (40)). Поэтому по значению магнитного поля  $H_{1/2}$ , соответствующему спаду  $\xi_3(H)$  вдвое, можно определить  $\tau$  из соотношения

$$2\omega_{c1/2}\tau = 1, \quad (41)$$

и это значение  $\tau$  в одном предельном случае будет иметь смысл среднего времени ухода из состояния с начальной энергией, а в другом — времени спуска. Полученные таким образом \*) из кривых рис. 18 значения  $\tau$  изображены на рис. 19 в зависимости от энергии  $\varepsilon$  рекомбинирующих электронов.

При  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$  получается значение времени ухода  $\tau = 0,5 \cdot 10^{-13}$  с. На рис. 20 приведены значения времени ухода для ряда образцов p-GaAs,

\*) Здесь, а также далее, при вычислении входящей в формулы (41), (47) циклотронной частоты учитывалась непараболичность зоны проводимости. Циклотронная масса  $m(\varepsilon)$  определялась по приближенной формуле для кейновской зоны:

$$m(\varepsilon) = m(0) \left( 1 + \frac{2\varepsilon}{E_g} \right),$$

где  $m(0) = 0,067 m_0$ ,  $E_g = 1,52$  эВ. Для  $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ (начальная энергия электронов при возбуждении He — Ne-лазером  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ) циклотронная масса  $m = 0,1 m_0$ .

легированных Zn и Cd, с концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $N_A - N_D$  от  $0,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (отметим, что для высокочастотного края спектра люминесценции экспериментальные кривые  $\xi_3(H)$  хорошо описываются формулой (40)). Результаты измерений  $\tau$  в зависимости от  $N_A - N_D$  аппроксимировались прямой вида

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + C(N_A - N_D), \quad (42)$$

где  $C = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$  и  $1/\tau_1 = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . По-видимому, в образцах с большой концентрацией акцепторов основным механизмом энергетической релаксации являются столкновения электронов с нейтральными акцепторами, сопровождающиеся их возбуждением или ионизацией.

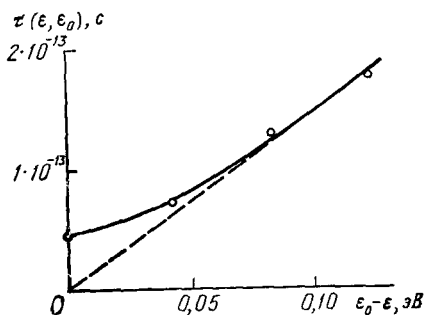


Рис. 19. Зависимость времени «спуска»  $\tau$  от энергии рекомбинирующего электрона  $\varepsilon$ .

Времена  $\tau$  определены по полуширинам кривых деполяризации на рис. 18. При  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$   $\tau \approx 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$  и имеет смысл времени ухода из начального состояния.

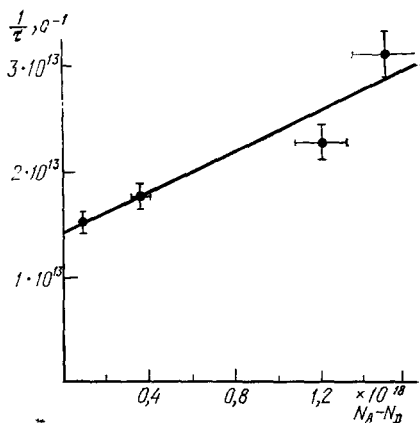


Рис. 20. Зависимость времени ухода от  $N_A - N_D$  для ряда образцов p - GaAs <sup>33</sup>.

Экспериментальная зависимость аппроксимируется формулой  $1/\tau = (1/\tau_1) + C(N_A - N_D)$ , где  $C = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $1/\tau_1 = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ .

Теоретическая оценка суммарного сечения  $\sigma$  возбуждения и ионизации нейтральных водородоподобных атомов быстрыми электронами <sup>35</sup> в среде с диэлектрической проницаемостью GaAs дала  $\sigma v \approx 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$  (при  $v = 10^8 \text{ см/с}$ ), что удовлетворительно согласуется с приведенным выше значением  $C$ .

При малых концентрациях примесей основными процессами, ответственными за энергетическую релаксацию фотовозбужденных электронов, являются испускание ими длинноволновых ЛО-фоонов и междолинное рассеяние, которые и определяют время  $\tau_1$  в формуле (42) \*). Об этом свидетельствует появление в спектре горячей люминесценции фоонных осцилляций (см. гл. 9).

Вернемся к рис. 19, которому соответствует относительно большая концентрация примесей ( $N_A - N_D \approx 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Представленные на этом рисунке данные для  $\tau$  в области наибольших значений  $\varepsilon_0 - \varepsilon$  имеют

\*) Вкладом рассеяния на акустических фоонах можно пренебречь. Время испускания акустического фоона в GaAs при энергии 0,4 эВ составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ , время энергетической релаксации  $\tau_e \sim 10^{-9} \text{ с}$ . Электрон-электронные столкновения также вносят небольшой вклад в энергетическую релаксацию. Как показывают оценки, при концентрации фотовозбужденных электронов в условиях опыта  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{ee} \sim 10^{-10} \text{ с}$ .

смысл «времени спуска»  $\tau(\varepsilon, \varepsilon_0)$ . В этой области зависимость  $\tau$  от энергии аппроксимируется прямой, идущей из начала координат (штриховая прямая на рис. 19). Это соответствует формуле (36), которая при  $\varepsilon_0 - \varepsilon \ll \varepsilon_0$  дает

$$\tau(\varepsilon, \varepsilon_0) = \frac{\tau_{\varepsilon_0}}{\varepsilon_0} (\varepsilon_0 - \varepsilon). \quad (43)$$

Определенное по наклону штриховой прямой значение времени энергетической релаксации  $\tau_{\varepsilon_0} = 5,6 \cdot 10^{-13}$  с при  $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ удовлетворительно согласуется с теоретическим результатом для полных энергетических потерь быстрых электронов при возбуждении и ионизации нейтральных акцепторов<sup>61</sup>

$$\frac{1}{\tau_{\varepsilon_0}} = V \sqrt{2m_c} (m_{hh} + m_{lh}) (m_{hh} m_{lh})^{-1} \frac{\pi e^4 (N_A - N_D)}{\kappa^2 \varepsilon_0^{3/2}} \ln \frac{4\varepsilon_0}{I}, \quad (44)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость,  $I$  — величина порядка энергии ионизации акцептора. Из формулы (44) следует при  $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ,  $I = 0,03$  эВ и  $N_A - N_D = 1,2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> значение  $\tau_{\varepsilon_0} \approx 6 \cdot 10^{-13}$  с.

#### 10. ФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В СПЕКТРЕ ГФЛ

При концентрации акцепторов  $N_A < 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и температурах ниже  $\sim 50$  К в спектре ГФЛ появляются осцилляции с периодом около 37 мэВ, совпадающим с энергией длинноволновых ЛО-фононов в арсениде галлия. На рис. 21 приведены высокочастотные участки спектров ГФЛ, полученные в образце с  $N_A - N_D = 0,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> при возбуждении излучением He — Ne- и Кг<sup>+</sup>-лазеров ( $\hbar\omega_{ex} = 1,96; 1,83; 1,65$  эВ). Первый высокочастотный максимум в каждом из спектров I, II, III на рис. 21 обусловлен переходом на акцепторные уровни электронов, фотовозбужденных из зоны тяжелых дырок и не испытавших энергетической релаксации. Второй и третий максимумы соответствуют рекомбинации электронов, испустивших последовательно один и два оптических фонона, схема переходов представлена на врезке к рис. 21. Более низкочастотная часть спектров I и II усложнена подключением рекомбинационных переходов электронов, возбужденных из подзоны легких дырок. Осцилляции в спектре ГФЛ достаточно ярко выражены при  $N_A \sim 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, и их амплитуда уже не меняется при дальнейшем уменьшении  $N_A$ . Это свидетельствует о том, что основным механизмом энергетической релаксации горячих электронов при таких концентрациях примесей становится испускание ЛО-фононов.

Ширина максимумов в спектрах определяется рядом факторов, в частности, разбросом энергий конечных состояний — уровней акцепторов, происходящим из-за пространственных флуктуаций, обусловленных межпримесным взаимодействием, а также уширением начального распределения электронов по энергии из-за гофрировки валентной зоны (гл. 6). Уширение, обусловленное вторым фактором, уменьшается при уменьшении энергии возбуждения, как это и наблюдалось на опыте. Не исключено также, что некоторое уширение пиков обусловлено близостью поверхности кристалла и становится менее существенным из-за уменьшения коэффициента поглощения с уменьшением энергии.

Поляризационные измерения показали, что в ряду максимумов 1, 2, 3 величина линейной поляризации уменьшается на каждом шаге примерно в 1,5 раза. Это уменьшение связано с изотропизацией функции распределения электронов при излучении оптического фонона. Нетрудно подсчитать, как изменяется при этом анизотропная часть функции распределения. Вероятность перехода в единицу времени, связанного с излу-

чением оптического фонона,  $w(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$  пропорциональна  $|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|^{-2}$ , где  $\mathbf{p}, \mathbf{p}'$  начальный и конечный импульсы электрона. Если функция распределения до перехода  $f_n(\mathbf{p})$  имела вид (9), то и после перехода она будет иметь тот же вид, причем

$$\frac{\alpha_{n+1}}{\alpha_n} = \int \frac{P_2(\cos \vartheta_{pp'})}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|^2} d\Omega / \int \frac{d\Omega}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|^2}, \quad (45)$$

где  $\vartheta_{pp'}$  угол между векторами  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p}'$ . Вычисление приводит к следующему результату:

$$\frac{\alpha_{n+1}}{\alpha_n} = \frac{3\varepsilon_n^2 + 3\varepsilon_{n+1}^2 + 2\varepsilon_n\varepsilon_{n+1}}{8\varepsilon_n\varepsilon_{n+1}} - \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_n + \varepsilon_{n+1}}{\sqrt{\varepsilon_n\varepsilon_{n+1}}} \left[ \ln \frac{\varepsilon_n + \varepsilon_{n+1} + 2\sqrt{\varepsilon_n\varepsilon_{n+1}}}{\hbar\omega_{LO}} \right]^{-1}, \quad (46)$$

где  $\varepsilon_n$  и  $\varepsilon_{n+1}$  — энергии электрона до и после испускания оптического фонона. При  $\varepsilon_n = 0,4$  эВ это дает для GaAs ( $\hbar\omega_{LO} = 37$  МэВ) значение  $\alpha_n/\alpha_{n+1} \approx 1,6$ , близкое к цифре, полученной экспериментально.

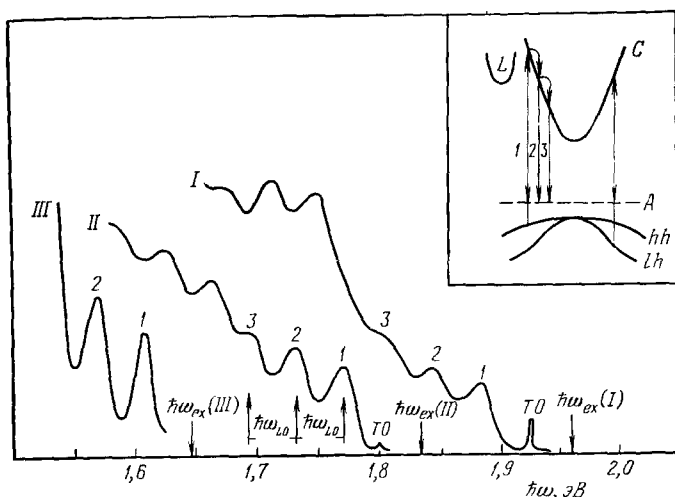


Рис. 21. Спектры горячей фотолуминесценции образца GaAs (Zn)<sup>33,34</sup>.

$N_A - N_D = 0,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при трех различных линиях возбуждения: I — 1,96 эВ, II — 1,83 эВ, III — 1,65 эВ. Положение линий возбуждения указано стрелками. Пики TO соответствуют комбинационному рассеянию света на TO-фононах (рассеяние на LO-фононах запрещено в геометрии эксперимента). На врезке дана схема переходов. Возбуждение из подзоны тяжелых (hh) и легких (lh) дырок. Максимумы 1, 2 в спектре люминесценции соответствуют возбуждению и после испускания одного и рекомбинации на уровнях акцепторов (A) электронов из точки рождения и после испускания одного и двух фононов соответственно.

На частотах первого, второго и третьего максимума в спектре рис. 21 была исследована зависимость параметра Стокса  $\xi_3$  (степени линейной поляризации) от магнитного поля. Соответствующие экспериментальные данные приведены на рис. 22. На том же рисунке приведены расчетные кривые, построенные по формулам, выведенным в<sup>33</sup> для каскадных переходов\*):

$$\begin{aligned} \xi_3^{(1)}(H) &= \frac{1}{1 + 4\omega_c^2\tau_1^2} \xi_3^{(1)}(0), \\ \xi_3^{(2)}(H) &= \frac{1 - 4\omega_c^2\tau_1\tau_2}{(1 + 4\omega_c^2\tau_1^2)(1 + 4\omega_c^2\tau_2^2)} \xi_3^{(2)}(0), \\ \xi_3^{(3)}(H) &= \frac{1 - 4\omega_c^2(\tau_1\tau_2 + \tau_1\tau_3 + \tau_2\tau_3)}{(1 + 4\omega_c^2\tau_1^2)(1 + 4\omega_c^2\tau_2^2)(1 + 4\omega_c^2\tau_3^2)} \xi_3^{(3)}(0); \end{aligned} \quad (47)$$

\*) Формулы (47) совершенно аналогичны формулам, описывающим кривые Ханле при каскадных переходах в атомах.

здесь  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  — эффективные времена ухода электронов из состояний с энергиями  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_0 - \hbar\omega_{LO}$ ,  $\varepsilon_0 - 2\hbar\omega_{LO}$  соответственно за счет любых процессов энергетической релаксации. На рис. 22 теоретические кривые отвечают следующим значениям времен:

$$\tau_1 = 0,7 \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau_2 = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau_3 = 1 \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Величина  $\tau_1$  соответствует времени ухода электронов из точки их рождения ( $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ), величина  $\tau_2$  — времени ухода из точки  $\varepsilon_0 - \hbar\omega_{LO}$ ,  $\tau_3$  — из точки  $\varepsilon_0 - 2\hbar\omega_{LO} \approx 0,31$  эВ. Разница между  $\tau_1$  и  $\tau_3$ , как будет ясно из дальнейшего, связана с дополнительным вкладом междолинных переходов в процесс энергетической релаксации из состояния с энергией  $\varepsilon_0$ .

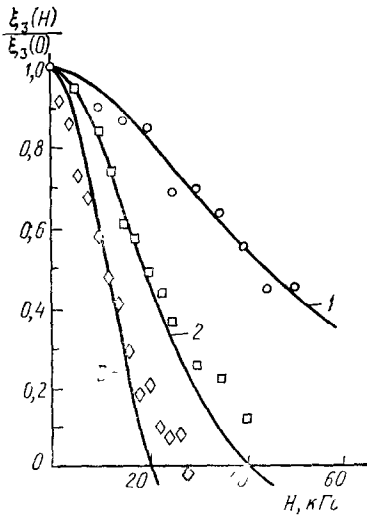


Рис. 22. Деполяризация горячей люминесценции в магнитном поле <sup>33</sup>.

Кривые 1, 2, 3 соответствуют измерениям в максимумах 1, 2, 3 в спектре I, рис. 21 (возбуждение 1,96 эВ.) Значки — экспериментальные результаты. Образец тот же, что и на рис. 21. Сплошные кривые — аппроксимация экспериментальных результатов с помощью формул (47).

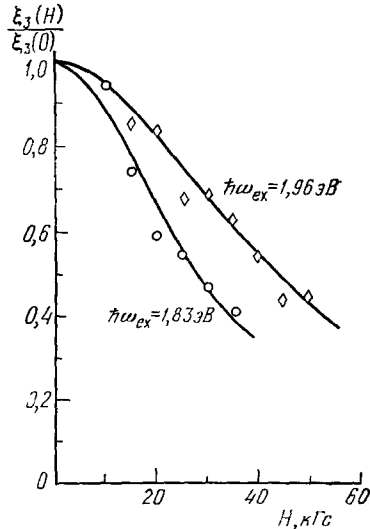


Рис. 23. Деполяризация горячей люминесценции в магнитном поле при энергиях возбуждения 1,96 эВ и 1,83 эВ <sup>33,34</sup>

Измерения выполнены в максимумах 1 спектров I и II, рис. 21. Образец тот же, что на рис. 21.

Как известно, в зоне проводимости GaAs помимо центрального Г-минимума существуют боковые минимумы в точках  $L$  и  $X$  зоны Бриллюэна. Наиболее низкими из боковых минимумов согласно современным представлениям являются  $L$ -минимумы (долины), расположенные на  $\Delta E_{GL} \approx 0,31$  эВ выше центрального минимума (см. гл. 14). Поскольку в описанном эксперименте электроны в точке рождения имеют энергию  $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ, т. е. находятся выше дна  $L$ -долин, они могут рассеиваться, не только оставаясь внутри центрального минимума, но и переходя в одну из  $L$ -долин и испуская при этом «междолинный» фонон с  $q \sim \pi/a$ . Таким образом, вероятность рассеяния электрона из точки рождения может быть представлена как

$$\tau_1^{-1} = \tau_{p0}^{-1} + \tau_{GL}^{-1}, \quad (48)$$

где  $\tau_{p0}^{-1}$  — вероятность испускания длинноволнового  $LO$ -фонона, а  $\tau_{GL}^{-1}$  — вероятность рассеяния в  $L$ -долины с испусканием коротковолнового фонона. Для определения  $\tau_{p0}$  было измерено время жизни электрона в точке

рождения при таких условиях, когда переход в L-долины невозможен, т. е.  $\varepsilon_0 < \Delta E_{\Gamma L}$ . С этой целью измерения  $\xi_3(H)$  были проведены при возбуждении линией Кг<sup>+</sup>-лазера с  $\hbar\omega_{ex} = 1,83$  эВ ( $\varepsilon_0 = 0,26$  эВ), рис. 23, что дало  $\tau_1 = \tau_{po} = (1,0 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$  с.

Эту величину можно сопоставить с расчетным значением. Для GaAs при  $T = 0$  К и  $\varepsilon = 0,3$  эВ величина  $\tau_{po} = 2 \cdot 10^{-13}$  с и слабо зависит от энергии<sup>36</sup>. Учет в расчете непараболичности зоны проводимости приводит к несколько меньшему (на 15–20%) значению для  $\tau_{po}$ <sup>37,38</sup>. Из сопоставления  $\tau_{po} = 1 \cdot 10^{-13}$  с и времени жизни  $\tau_1 = (0,7 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$  с, измеренного при возбуждении He — Ne-лазером ( $\varepsilon_0 = 0,38$  эВ), с помощью формулы (48) было определено время междолинного рассеяния  $\tau_{\Gamma L}$ , относящееся к  $\varepsilon = 0,38$  эВ,  $\tau_{\Gamma L} = (2,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-13}$  с. Это значение соответствует константе взаимодействия  $D_{\Gamma L}$ <sup>37</sup> для рассеяния из  $\Gamma$  минимума в L-долину равной  $D_{\Gamma L} = 0,8 \cdot 10^9$  эВ·см<sup>-1</sup>.

#### 11. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧЕРЕЗ БОКОВУЮ ДОЛИНУ

Рассмотренные выше спектры ГФЛ были «привязаны» по частоте к возбуждающей линии. Так, сдвиг  $\hbar\omega_{ex}$  от 1,96 эВ до 1,83 эВ на рис. 21 и затем до 1,65 эВ сдвигал соответственно всю систему осцилляций. Иная картина наблюдалась, когда энергия возбуждения лежала в интервале 2,4–2,8 эВ,

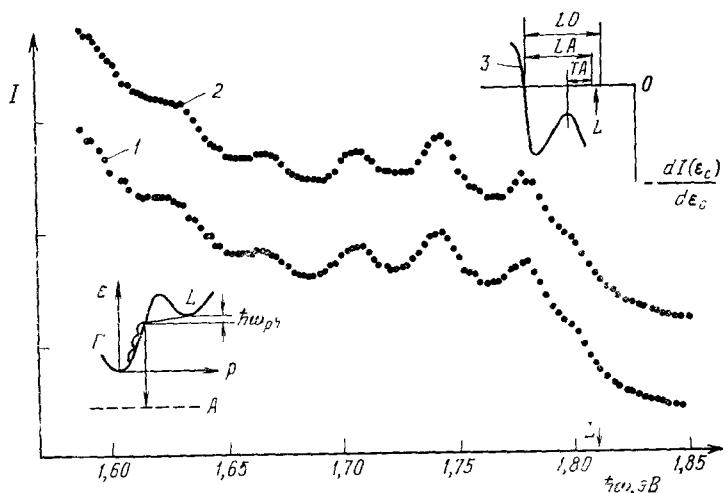


Рис. 24. Спектр фотолюминесценции  $I(\hbar\omega)$  образца p-GaAs (Zn)<sup>39</sup>.  $N_A - N_D = 0,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $T = 1,6$  К. 1 —  $\hbar\omega_{ex} = 2,54$  эВ, 2 —  $\hbar\omega_{ex} = 2,41$  эВ, 3 —  $dI/d\varepsilon_c$ . Внизу слева — схема перехода  $L \rightarrow \Gamma \rightarrow A$  (уровень акцептора).

т. е. когда электроны в зоне проводимости создавались со значительно большей энергией<sup>34,39,40</sup>. В этом случае ГФЛ вблизи линии возбуждения была очень слаба. В то же время наблюдалась значительно более сильная люминесценция с высокочастотным порогом около 1,8 эВ и спектром, не зависящим от энергии возбуждения  $\hbar\omega_{ex}$  в упомянутом диапазоне (рис. 24). Идентичные спектры были получены при возбуждении линиями Ar<sup>+</sup>-лазера (2,41 и 2,54 эВ) и He — Cd-лазера (2,81 эВ). Соответствующие указанным значениям  $\hbar\omega_{ex}$  величины начальной энергии электронов  $\varepsilon_0$  равняются 0,75, 0,85 и 1,07 эВ (имеются в виду усредненные с учетом гофрировки значения  $\varepsilon_0$  электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок). В спектрах умеренно легированных образцов, как и при возбуждении ли-

ниями He — Ne- и Kr<sup>+</sup>-лазеров, наблюдались осцилляции с периодом около 37 мэВ. В <sup>34,39</sup> предложена следующая интерпретация этих результатов, связанная с существованием в зоне проводимости GaAs, помимо центрального  $\Gamma$  минимума в точке  $\mathbf{k} = 0$ , боковых минимумов (долин) в точках  $L$  ( $\pi/a, \pi/a, \pi/a$ ) и  $X$  ( $2\pi/a, 0, 0$ ) зоны Бриллюэна. Дно этих боковых ( $L$  и  $X$ ) долин поднято над уровнем края зоны проводимости — точкой  $\Gamma$  ( $0, 0, 0$ ) приблизительно на 0,3 и 0,5 эВ соответственно <sup>43</sup>. Так как приведенные выше значения  $\epsilon_0$  заметно превосходят эти энергии, а плотность состояний в боковых долинах достаточно велика \*), фотовозбужденные электроны совершают относительно быстрый переход в эти долины. Поэтому при достаточно высокочастотном возбуждении и мала интенсивность ГФЛ вблизи  $\hbar\omega_{ex}$ . В результате последовательных междолинных переходов фотовозбужденные электроны скатываются на дно нижней боковой ( $L$ ) долины, а оттуда с испусканием «междолинного» фонона с  $q$  ( $\pi/a, \pi/a, \pi/a$ ) попадают опять в центральный  $\Gamma$ -минимум зоны проводимости (схему переходов см. на рис. 24, а).  $L$ -долина становится, таким образом, вторичным источником моноэнергетических электронов. Как и раньше, ГФЛ связана с рекомбинацией электронов в  $\Gamma$ -минимуме с дырками на акцепторных уровнях, а осцилляции в спектре обусловлены последовательным испусканием LO-фононов в ходе энергетической релаксации. Первый высокочастотный максимум в спектре при  $\hbar\omega = 1,78$  эВ с учетом сделанных выше предположений обусловлен рекомбинацией электронов из состояния в  $\Gamma$ -минимуме, в которое они попали после междолинного  $L \rightarrow \Gamma$  перехода с испусканием LO ( $\hbar\omega_{ph} = 29$  мэВ) или LA ( $\hbar\omega_{ph} = 26$  мэВ) фононов с  $q = (\pi/a)$  (1, 1, 1). Именно такого типа переходы разрешены правилами отбора в кристаллах GaAs. Ввиду близости энергий LO- и LA-фононов соответствующие пики в спектре не разрешаются. Однако на высокочастотном склоне спектра видно плечо около 1,8 эВ, которое отчетливо проявляется в дифференциальном спектре (кривая 3 на рис. 24). Эту особенность можно приписать переходу  $L \rightarrow \Gamma$ , происходящему с испусканием ТА-фонона ( $\hbar\omega_{ph} = 8$  мэВ). Такой переход может быть частично разрешен в силу того, что волновой вектор электронов  $\mathbf{k}$  в  $\Gamma$ -долине после междолинного перехода не мал ( $k \approx 10^7$  см<sup>-1</sup>). Определенное из положения пиков на кривой 3 (рис. 24) положение дна  $L$ -долины относительно дна  $\Gamma$ -долины составляет  $310 \pm 10$  мэВ. Этот результат хорошо согласуется с результатами, полученными другими методами  $330 \pm 40$  мэВ <sup>57</sup>,  $310$  мэВ <sup>58</sup>,  $297 \pm 10$  мэВ <sup>59</sup>. Высокочастотный «хвост» в спектре, возможно, связан с некоторой немонотонностью переходящих из  $L$ -долины электронов, обусловленной накоплением вблизи дна  $L$ -долины электронов с энергией меньшей энергии оптического фонона. Отметим, что при возбуждении через боковую долину излучение оказывается неполяризованным при линейной поляризованной накачке. (Это естественно, так как начальная анизотропия распределения электронов теряется при междолинных переходах.)

Описанный эффект дает способ прямого измерения энергетического зазора  $\Delta E$  между дном зоны проводимости и дном нижней боковой долины в случае прямозонного полупроводника. Так в <sup>39</sup> для смешанного кристалла Ga<sub>0,8</sub>Al<sub>0,2</sub>As получено  $\Delta E = 210 \pm 10$  мэВ.

Недавно спектр фотолюминесценции в p-GaAs, идентичный приведенному на рис. 24, был описан в работе <sup>41</sup>. Интерпретация этого спектра в <sup>41</sup> совершенно отлична от вышеприведенной. Авторы <sup>41</sup> связывают этот спектр с фотолюминесценцией в полосе, возникающей при переходах из

\*) По оценкам в <sup>43</sup> массы плотности состояний в  $L$ - и  $X$ -долинах равны  $0,56 m_0$  и  $0,85 m_0$  соответственно.

зоны проводимости в отщепленную зону (полоса на  $E_b + \Delta$ ; см. ниже, гл. 13) и фоновых повторениях этой полосы. Эта интерпретация представляется нам неубедительной. Исследованный в широком диапазоне концентраций спектр фотолюминесценции в области  $E_g + \Delta$  в кристаллах n-GaAs состоит из единственной полосы около 1,85 эВ с достаточно резким низкочастотным порогом<sup>42</sup>. Трудно представить, что именно в кристаллах p-типа должны возникать фоновые повторения полосы  $E_g + \Delta$ . Кроме того, в модели, предложенной в<sup>41</sup>, следовало бы ожидать квадратичной зависимости интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения (рекомбинация фотовозбужденных электронов с фотовозбужденными дырками). Однако на опыте для приведенного на рис. 24 спектра наблюдается линейная зависимость \*).

## 12. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ СПЕКТРА ГФЛ

Из спектра излучательной рекомбинации зона — примесь может быть восстановлена функция распределения свободных носителей по энергии  $f(\epsilon)$  при условии, что известна вероятность соответствующего перехода. Эта вероятность пропорциональна квадрату модуля волновой функции носителя на центре в импульсном представлении  $\Phi(p)$ . Для водородоподобного центра при изотропной эффективной массе

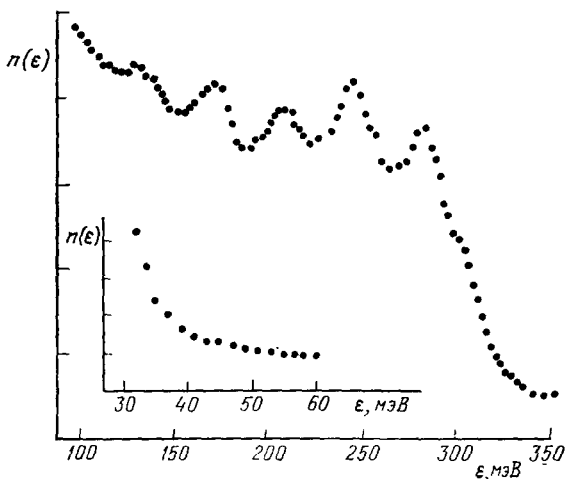


Рис. 25. Функция распределения горячих электронов, полученная из обработки спектра рис. 24<sup>45</sup>.

На вставке показано возрастание функции распределения около энергии  $\hbar\omega_{LO}$ .

$$\Phi(p) \sim \frac{1}{(1+x)^4},$$

$$x = \frac{p^2}{2m_A\epsilon_A}, \quad (49)$$

где  $\epsilon_A$  — энергия связи центра,  $m_A$  — эффективная масса. Формула (49) и дает соответствующую вероятность перехода в этом простейшем случае<sup>44</sup>. Можно ожидать, что для мелкого акцептора, связанного с вырожденной зоной, формула (49) также дает разумное приближение, однако не ясно, какую массу

следует в ней использовать. Поскольку волновые функции дырок на акцепторах при достаточно больших квазиимпульсах сформированы преимущественно из волновых функций зоны тяжелых дырок (см. гл. 7), при восстановлении  $f(\epsilon)$  из спектра ГФЛ в работе<sup>39</sup> была использована формула (49), в которой  $m_A$  была положена равной средней массе тяжелых дырок ( $0,6 m_0$ ). В<sup>45</sup> результаты, работы<sup>39</sup> были пересчитаны с учетом  $\Phi(p)$ , полученной прямым численным расчетом по методу, описанному в<sup>46</sup>. Оказалось, что для энергий электронов  $\epsilon > \epsilon_A$

\*) Ср. рис. 30, б из гл. 13, на котором даже для слабо легированных образцов p-типа зависимость от интенсивности накачки для полосы  $E_g + \Delta$  близка к квадратичной.



функция  $\Phi(p)$  хорошо аппроксимируется выражением (49) при  $m_A = 0,66 m_0$  (в качестве  $\varepsilon_A$  принято значение 30 эВ — энергия ионизации Zn в GaAs). Горячие электроны в <sup>39</sup> создавались излучением  $Ag^+$ -лазера (2,54 эВ). В соответствии с рис. 24 высокочастотный край спектра ГФЛ и соответственно максимальная энергия электронов (около 0,3 эВ) определяется положением  $L$ -долины над дном зоны проводимости.

На рис. 25 приведены результаты вычисления  $n(\varepsilon) = f(\varepsilon) g(\varepsilon)$  по данным рис. 24 ( $g(\varepsilon)$  — плотность состояний). Осцилляции в ходе  $n(\varepsilon)$ , как и ранее, обусловлены последовательным испусканием ЛО-фононов в ходе энергетической релаксации. Видно, что в интервале 100—300 мэВ среднее значение  $n(\varepsilon)$  слабо зависит от энергии. В данном образце, очевидно, доминирует рассеяние на оптических фононах и среднее значение  $\overline{n(\varepsilon)} \sim G\tau_{po}(\varepsilon)$ <sup>47</sup>, где  $G$  — интенсивность накачки, а  $\tau_{po}(\varepsilon)$  — время испускания оптического фонона. Слабая зависимость  $\overline{n(\varepsilon)}$  в указанном интервале энергий соответствует слабой энергетической зависимости  $\tau_{po}(\varepsilon)$ <sup>38</sup>. При  $\varepsilon < 37$  мэВ испускание оптических фононов становится невозможным, и соответственно  $n(\varepsilon)$  резко возрастает (рис. 25, а).

### 13. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГОРЯЧИХ ДЫРОК

До сих пор мы рассматривали ГФЛ, обусловленную рекомбинацией неравновесных горячих электронов в образцах р-типа с равновесными дырками, свободными или локализованными на акцепторных уровнях. В принципе можно обратить ситуацию и рассмотреть ГФЛ, связанную с рекомбинацией горячих дырок. Ниже приведены результаты исследования люминесценции в образцах n-GaAs, обусловленной рекомбинацией неравновесных и, как мы увидим, горячих (нетермализованных) дырок, возникающих в подзоне  $\Gamma_7$  валентной зоны, с электронами зоны проводимости  $\Gamma_6$ .

В спектре фотолюминесценции в кристаллах n-GaAs наряду с интенсивной полосой краевой люминесценции около 1,51 эВ наблюдается значительно более слабая полоса около 1,85 эВ (рис. 26). Было показано<sup>42,48,49</sup>, что эта полоса обусловлена переходами между зоной проводимости и отщепленной зоной  $\Gamma_7$ , т. е. рекомбинацией генерированных светом дырок в зоне  $\Gamma_7$  с электронами зоны проводимости. Положение этой полосы определяется суммой  $E_g$  (1,51 эВ при 80 К) и  $\Delta$  (0,34 эВ<sup>50</sup>), а схема соответствующих переходов приведена на рис. 27.

Интенсивность полосы на  $E_g + \Delta$  на рис. 26 на 5 порядков меньше интенсивности полосы на  $E_g$ . Поскольку вероятности возбуждения электронов из подзон  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$  одинаковы по порядку величины, столь большая разница в интенсивностях связана с разницей во временах жизни дырок в вырожденной зоне  $\Gamma_8$  и отщепленной  $\Gamma_7$ . В последнем случае время жизни даже в относительно сильно легированных кристаллах определяется,

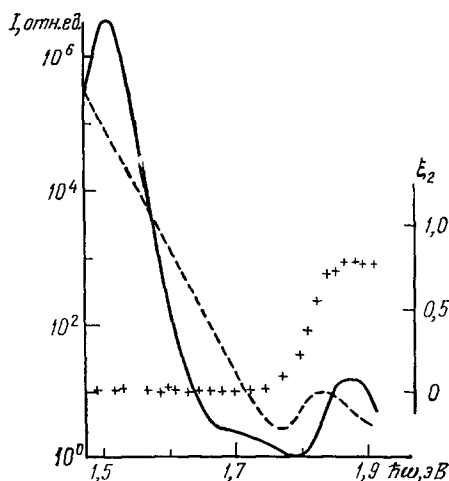


Рис. 26. Спектр фотолюминесценции образца n-GaAs<sup>42</sup>

$N_D = 3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 82 \text{ К}$  (сплошная кривая),  $T = 200 \text{ К}$  (штриховая кривая). Крестиками показана степень циркулярной поляризации  $\xi_2$  при 82 К;  $\hbar\omega_{ex} = 1,96 \text{ эВ}$ .

по-видимому, идущими с достаточно большой вероятностью переходами  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_8$  с испусканием оптического фонона (рис. 27). Оценка, проведенная с учетом парциальных коэффициентов поглощения  $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_6$  и  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$ <sup>16</sup>, вероятностей излучения, а также поправок на самопоглощение приводит к соотношению интенсивностей полос<sup>51</sup>

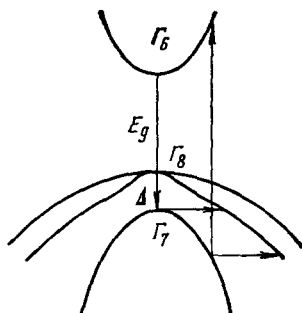


Рис. 27. Схема переходов при возбуждении излучательной рекомбинации между зоной проводимости  $\Gamma_6$  и отщепленной зоной  $\Gamma_7$ . Стрелка вверх — возбуждение, стрелка вниз — рекомбинация с энергией  $E_g + \Delta$ . Косые стрелки — переходы дырок с испусканием оптического фонона.

дырок больцмановской:  $f_h(\epsilon_h) \sim \exp(-\epsilon_h/kT)$ . Как видно из рисунка, положение максимумов расчетной и экспериментальной кривых хорошо совпадает. Затянутость спектра в область низких частот обычна для легированных кристаллов (образование «хвостов» плотностей состояний в запрещенной зоне, переходы с участием примесных уровней). Расхождение между расчетным и экспериментальным спектром в области высоких частот связано скорее всего с неравновесным характером функции распределения дырок, участвующих в рекомбинационном излучении. На рис. 29 приведена полученная из обработки экспериментального спектра люминесценции (см. рис. 28) функция распределения дырок по энергиям  $f_h(\epsilon_h)$ . Видно, что функция  $f_h(\epsilon_h)$  возрастает с энергией. Такой ход  $f_h(\epsilon_h)$  объясняется тем, что в ходе энергетической релаксации дырок происходит их «утечка» за счет переходов между подзонами валентной зоны, так что значительная часть генерированных светом дырок не успевает достигнуть потолка валентной зоны. Для рассматриваемого случая в предположении квазиупругого механизма рассеяния для функции распределения дырок при  $\epsilon_h \gg kT$  в<sup>42</sup> получено

$$\frac{I(E_g)}{I(E_g + \Delta)} = a \frac{\tau}{\tau_0},$$

где через  $\tau$  и  $\tau_0$  обозначены времена жизни дырок в зонах  $\Gamma_8$  и  $\Gamma_7$  соответственно. Коэффициент  $a$  зависит от конкретного вида функции распределения дырок  $f_h(\epsilon_h)$  и для  $f_h(\epsilon_h)$ , приведенной на рис. 29, оказывается близким к 30. Полагая для оценки  $I(E_g)/I(E_g + \Delta) = 10^5$ ,  $\tau = 10^{-9}$  с (типичное значение для умеренно легированных образцов) получим  $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-13}$  с. Результаты непосредственного измерения  $\tau_0$  будут приведены ниже.

На рис. 28 приведен спектр фотолюминесценции в области полосы  $E_g + \Delta$  для одного из сравнительно слабо легированных образцов n-GaAs. Вместе с экспериментальным приведен расчетный спектр для прямых межзонных переходов  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7^*$ . При расчете функция распределения электронов предполагалась равновесной (фермиевской), функция распределения

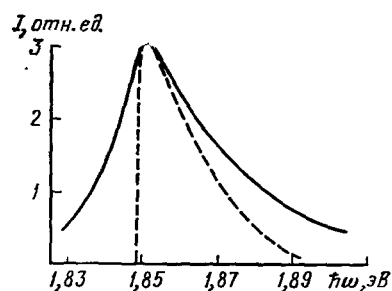


Рис. 28. Спектр фотолюминесценции образца n-GaAs в области  $E_g + \Delta$ <sup>42</sup>.  $N_D = 7,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 100 \text{ К}$ ; сплошная кривая — эксперимент, штриховая — расчет для прямых межзонных переходов.

\* В<sup>42</sup> показано, что наблюдаемая при азотных температурах полоса на  $E_g + \Delta$  не может быть объяснена переходами донор — зона, а связана с междузонными  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$  переходами.

выражение

$$f_h(\varepsilon_h) \sim \frac{1}{\varepsilon_h^{\frac{3}{2}-\nu}} \exp\left(\frac{1}{\nu} \frac{\tau_e}{\tau_0}\right), \quad (50)$$

где  $\nu$  — показатель в зависимости времени внутризонной релаксации от энергии:  $\tau_e \sim \varepsilon^\nu$ . Из (50) видно, что ход  $f_h$  существенно определяется соотношением между  $\tau_e$  и  $\tau_0$ . В случае, когда дырки теряют энергию в зоне  $\Gamma_7$  при столкновениях со свободными электронами\*), можно положить  $\tau_e \sim n^{-1} \varepsilon_h^{3/2}$  ( $n$  — концентрация свободных электронов). Тогда

$$f_h(\varepsilon_h) \sim \exp(\alpha n^{-1} \varepsilon_h^{3/2}), \quad (51)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, не зависящий от энергии. С увеличением  $n$  увеличивается скорость внутризонной релаксации дырок по энергии, и при достаточно больших  $n$  функция  $f_h$  в соответствии с (51) слабо зависит от энергии, как это наблюдалось в <sup>42</sup>. В достаточно слабо легированных образцах, пока время  $\tau_e$  дырок с энергией  $\varepsilon_h \sim kT$  велико по сравнению с  $\tau_0$ , максвелловский участок в  $f_h(\varepsilon_h)$  отсутствует и при самых малых энергиях.

«Утечкой» дырок в ходе их энергетической релаксации в зоне  $\Gamma_7$  объясняется и сильная зависимость интенсивности полосы на  $E_g + \Delta$  от энергии возбуждения  $\hbar\omega_{ex}$  (и тем самым от начальной энергии дырок  $\varepsilon_h^0$ ) <sup>51</sup>. Так, с увеличением  $\hbar\omega_{ex}$  от 1,96 до 2,33 эВ (что соответствует увеличению  $\varepsilon_h^0$  от 35 до 200 мэВ) интенсивность в максимуме полосы  $E_g + \Delta$  уменьшилась примерно в 5 раз.

Интенсивность люминесценции в полосе  $E_g + \Delta$  оказывается линейной по интенсивности возбуждения в умеренно и сильно легированных кристаллах, т. е. соответствует рекомбинации генерированных светом дырок с равновесными электронами. Если, однако, концентрация последних (в слабо легированных кристаллах) сравнима с концентрацией фотоэлектронов, то интенсивность люминесценции растет с на-

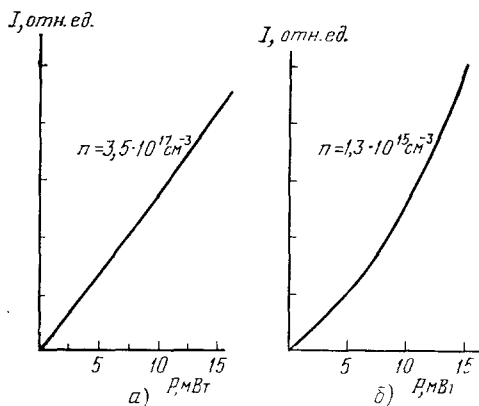


Рис. 30. Зависимость интенсивности люминесценции в полосе  $E_g + \Delta$  от интенсивности возбуждения при различных уровнях легирования (а, б).

качкой быстрее (ср. данные для двух образцов на рис. 30).

Из-за малости  $\tau_0$  люминесценция в полосе  $E_g + \Delta$  оказалась очень удобной для наблюдения оптической ориентации свободных дырок. В опы-

\*) При возбуждении He—Ne-лазером (1,96 эВ) энергия дырок в момент рождения в зоне  $\Gamma_7$  порядка 30—35 мэВ, т. е. меньше энергии оптического фонона. Поэтому в данном случае можно не учитывать энергетическую релаксацию с испусканием оптических фононов.

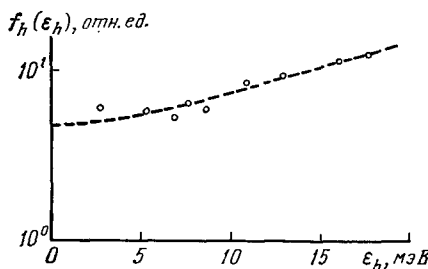


Рис. 29. Функция распределения дырок по энергии, полученная из обработки спектра, приведенного на рис. 28 <sup>42</sup>.

тах по оптической ориентации свободных носителей тока в полупроводниках, как правило, исследовалась лишь ориентация спинов свободных электронов, но не дырок в валентной зоне<sup>14</sup>. Это связано с быстрой релаксацией спина дырок в вырожденной при  $k = 0$  зоне  $\Gamma_8$ . В этом случае время спиновой релаксации дырок  $\tau_s$  сравнимо с временем релаксации по импульсу  $\tau_p$  и существенно меньше их времени жизни. Поэтому степень оптической ориентации дырок, пропорциональная величине  $\tau_s (\tau_s + \tau_0)^{-1}$ , мала \*).

Иная ситуация имеет место в простой (невыврожденной) зоне  $\Gamma_7$ . В этом случае время спиновой релаксации  $\tau_s$  не связано жестко с величиной  $\tau_p$  и может ее значительно превышать, а время жизни  $\tau_0$ , как уже

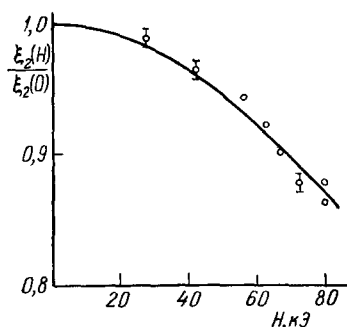


Рис. 31. Деполяризация фотолюминесценции в полосе  $E_g + \Delta$  в поперечном магнитном поле<sup>53</sup>.

Образец  $n$ -GaAs ( $N_D = 1,4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет с временем жизни  $1,3 \cdot 10^{-13}$  с.

отмечалось, определяется относительно большой вероятностью переходов  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_8$ . Поэтому дырки, рожденные вблизи края зоны  $\Gamma_7$ , не успеют потерять за время  $\tau_0$  первоначальную ориентацию спинов, создаваемую при возбуждении циркулярно поляризованным светом. Если не учитывать спиновую релаксацию, то степень циркулярной поляризации люминесценции  $\xi_2$  для переходов  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$  равна степени спиновой ориентации дырок  $P_{sh}$ . Теоретическое значение  $P_{sh}$  при возбуждении циркулярно поляризованным светом с энергией  $\hbar\omega_{ex} = E_g + \Delta$  равно единице<sup>16,49</sup>; для  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ.  $P_{sh} = 0,99$ <sup>49</sup>. Большие значения  $\xi_2$  в полосе  $E_g + \Delta$  (порядка 0,8–0,9) действительно наблюдались при возбуждении циркулярно-поляризованным светом с  $\hbar\omega_{ex} = 1,96$  эВ<sup>42,49</sup>. Это и означает, что время жизни неравновесных дырок в зоне  $\Gamma_7$  оказывается заметно меньше времени их спиновой релаксации.

Большие значения  $\xi_2$  облегчили постановку эксперимента по непосредственному определению  $\tau_0$ <sup>53</sup>. Для определения  $\tau_0$  был использован эффект деполяризации люминесценции в поперечном магнитном поле при возбуждении циркулярно поляризованным светом. Эффект этот, как известно, обусловлен прецессией магнитных моментов (в данном случае магнитных моментов дырок) вокруг направления магнитного поля. На рис. 31 приведена зависимость  $\xi_2(H)$ . В исследованном диапазоне магнитных полей экспериментальные данные на рис. 31 удовлетворительно описываются лоренцевской формулой

$$\frac{\xi_2(H)}{\xi_2(0)} = (1 + \omega_L^2 T^2)^{-1},$$

где  $\tau$  — время жизни спина ( $T^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_s^{-1}$ ),  $\omega_L = g\mu_B H/\hbar$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  —  $g$  — фактор, принятый равным 4 в соответствии с результатами<sup>50,54</sup>. Сплошная кривая на рис. 31 соответствует  $T = 1,3 \cdot 10^{-13}$  с. Пренебрегая в силу сказанного выше  $\tau_s^{-1}$  по сравнению

\*) Оптическая ориентация дырок в зоне  $\Gamma_8$  существенно увеличивается при деформации, снимающей вырождение зон легких и тяжелых дырок, что замедляет спиновую релаксацию. При нагрузке 3 кГ/мм<sup>2</sup> обусловленная спиновой ориентацией дырок степень циркулярной поляризации рекомбинационной люминесценции в GaAs достигает 10%<sup>52</sup>.

с  $\tau_0^{-1}$ , можно отождествить  $T$  с временем жизни дырок у вершины отщепленной зоны \*).

Полученное значение  $\tau_0$  сравнивается в <sup>53</sup> с рассчитанным там же  $\tau_{po}$  — временем испускания оптического фонона при переходе  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_8$ . Соответствующее выражение при условии  $\Delta - 3\hbar\omega_{LO} \gg \sqrt{m_{sh}/m_{hh}}$   $\Delta$  имеет вид

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{3} \alpha_{hh} \omega_{LO} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{LO}}{(\Delta/3) - \hbar\omega_{LO}}}; \quad (52)$$

здесь  $\alpha_{hh}$  — константа взаимодействия тяжелых дырок с оптическими фононами частоты  $\omega_{LO}$ ,  $m_{hh}$  и  $m_{sh}$  — эффективные массы в зонах тяжелых дырок и спин-отщепленной соответственно. Выражение (52) соответствует переходам дырок из  $\Gamma_7$  в подзону легких дырок (переходы в зону тяжелых дырок из состояния с  $k = 0$  запрещены правилами отбора), а то обстоятельство, что в (52) входит константа взаимодействия  $\alpha_{hh}$  есть результат сильной непараболичности подзоны легких дырок вблизи энергий порядка  $\Delta$ . Для GaAs формула (52) дает  $\tau_{po} = 1,1 \cdot 10^{-13}$  с. Приведенное выше условие применимости (52) в GaAs выполняется плохо. Однако точное выражение для  $\tau_{po}$ , полученное без каких-либо предположений о соотношении между массами, приводит к не сильно отличающемуся значению  $\tau_{po} = 2 \cdot 10^{-13}$  с. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов для  $\tau_{po}$  и  $\tau_0$  и оценки вероятностей для других каналов рассеяния показывает, что время жизни дырок  $\tau_0$  в исследованной ситуации действительно определяется в основном вероятностью испускания продольных оптических фононов при переходах между подзонами валентной зоны.

В слабо легированных кристаллах p-GaAs ( $N_A < 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), пока слаба фотолюминесценция горячих электронов, описанная в предыдущих разделах, также наблюдалась полоса  $E_g + \Delta$  на 1,85 эВ<sup>9</sup>. В этом случае она обусловлена рекомбинацией фотовозбужденных электронов и фотовозбужденных дырок и также обнаруживает сильную циркулярную поляризацию. Недавно <sup>56</sup> в спектре фотолюминесценции сильно легированных кристаллов p-GaAs (в диапазоне концентраций  $N_A 10^{17} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) наблюдалась полоса около 1,78 эВ (при 80 K), которая также связывается авторами <sup>56</sup> с переходами  $E_g + \Delta$ . Частотный сдвиг на 70 мэВ по сравнению с положением полосы в образцах n-типа объясняется в <sup>56</sup> влиянием легирующей примеси (Zn) на величину  $\Delta$  в GaAs. При такой интерпретации остается, однако, непонятным, почему величина этого сдвига не зависит от  $N_A$ .

Рекомбинационная люминесценция в полосе  $E_g + \Delta$  в кристаллах GaSb и GaAs, возникающая в результате оже-процессов, исследовалась в <sup>55</sup>. Дырки в зону  $\Gamma_7$  забрасывались из зоны  $\Gamma_8$  за счет энергии  $E_g$ , выделяющейся при рекомбинации  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ . Естественно, что наиболее эффективно такой процесс идет в GaSb, где  $E_g \approx \Delta$ .

#### 14. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время можно считать установленными основные закономерности ГФЛ в кристаллах GaAs. Применительно к другим кристаллам возможны, однако, существенные изменения, связанные с симметрией, зонной структурой, типом примесных центров и т. д. Кстати, и в GaAs исследована до сих пор помимо междוזонной рекомбинационной люминесценции только ГФЛ, связанная с переходами на мелкие акцепторы. Не вы-

\*) Измеренное значение  $\tau_0$  на два порядка меньше значения, а priori предположенного в работе <sup>55</sup> при оценке эффективности оже-процессов в GaAs.

яснена роль поверхности в процессах ГФЛ: она может быть достаточно существенной, учитывая небольшую глубину слоя, в котором происходит энергетическая релаксация горячих электронов.

Примечательным свойством ГФЛ является связь ее характеристик с кинетикой релаксации горячих электронов, что дает возможность непосредственного определения времен энергетической релаксации, функции распределения горячих электронов в разнообразных ситуациях. Следует ожидать дальнейшего развития исследований в этом направлении.

Обнаруженный в ходе исследования ГФЛ эффект оптического выстраивания электронов по импульсам поляризованным светом несомненно может проявляться и в других явлениях. Примером тому может служить поляризационный фотогальванический эффект, который недавно был обнаружен в кристаллах GaAs<sup>60</sup>.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ РОЛЬ УПРУГИХ И НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ГФЛ

Рассмотрим упрощенную модель, в которой имеются два вида столкновений:

1. Абсолютно упругие столкновения, характеризуемые временем  $t_{p2}$  (время релаксации анизотропии, описываемой вторым полиномом Лежандра).

2. Неупругие столкновения, приводящие к тому, что электрон «скатывается» по энергетическим ступенькам  $\varepsilon_1, \varepsilon_2 = \varepsilon_1 - \delta\varepsilon, \varepsilon_3 = \varepsilon_2 - \delta\varepsilon$  и т. д. Обозначим через  $\nu$  единичный вектор в направлении импульса электрона и введем распределение  $n_k(\nu)$  электронов по направлению импульсов на  $k$ -й ступеньке. Положим  $n_k(\nu) = a_k + b_k P_2(\cos \vartheta)$ , где  $\vartheta$  — угол, который импульс составляет с некоторым выделенным направлением (с вектором поляризации возбуждающего света). Для коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$  можно написать простые уравнения баланса

$$\frac{1}{\tau_k} a_k = \frac{1}{\tau'_{k-1}} a_{k-1}, \quad \left( \frac{1}{t_{p2}} + \frac{1}{\tau_k} \right) b_k = \frac{1}{\tau'_{k-1}} \gamma_{k-1} b_{k-1}; \quad (\text{П.1})$$

здесь  $\tau_k$  — полное время ухода электрона с  $k$ -й ступеньки,  $\tau'_{k-1}$  — время ухода  $(k-1)$ -й ступеньки за счет перехода на  $k$ -ую ступеньку. Если нет дополнительных процессов ухода, например ухода в другую долину, то  $\tau'_k = \tau_k$ . Переходами вверх по энергии пренебрегаем. Во втором из уравнений (П.1)  $1 - \gamma_{k-1}$  — относительное изменение анизотропии распределения, описываемой вторым полиномом Лежандра при переходе с  $(k-1)$ -й ступеньки на  $k$ -ю:

$$\gamma_{k-1} = \frac{\int W_{k-1,k}(\vartheta) P_2(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}{\int W_{k-1,k}(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta},$$

где  $W_{k-1,k}(\vartheta)$  — вероятность перехода из состояния  $\nu$  на  $(k-1)$ -й ступеньке в состояние  $\nu$  на  $k$ -й. Если ввести параметр анизотропии  $\alpha_k = b_k/a_k$ , то из уравнений (П.1) следует

$$\alpha_k = \frac{t_{p2}}{\tau_k + t_{p2}} \gamma_{k-1} \alpha_{k-1}. \quad (\text{П.2})$$

Эту формулу можно применять и для первой ступеньки, если принять, что  $\gamma_0 = 1$ ,  $\alpha_0$  — параметр анизотропии в момент фотовозбуждения, т. е.  $\alpha_1 = \alpha_0 t_{p2} (\tau_1 + t_{p2})^{-1}$ . Поскольку экспериментально измеряемая начальная степень поляризации близка к расчетной, то  $\alpha_1 \approx \alpha_0$ , откуда  $t_{p2} \gg \tau_1$ , т. е. процессы абсолютно упругих столкновений в исследованных случаях несущественны.

Если главный механизм энергетической релаксации — излучение продольных оптических фононов, то, как упоминалось выше,  $\gamma_{k-1} = 1/1,6$  и почти не зависит от энергии (т. е. от номера  $k$ ). Измеренное отношение  $\alpha_k/\alpha_{k-1}$  близко к этому значению, что также свидетельствует о том, что в условиях эксперимента  $t_{p2} \gg \tau_k$  ( $\tau_k$  — в данном случае время излучения одного оптического фонона).

В относительно сильно легированных кристаллах, когда спектр ГФЛ бесструктурный, энергетическая релаксация происходит при возбуждении или ионизации акцептора или на свободных дырках. И в этом случае также измерения начальной поляризации показывают, что  $\alpha_1 \approx \alpha_0$ , т. е.  $t_{p2} \gg \tau_1$ . Это можно объяснить тем, что рассея-

ние быстрых электронов происходит на малые углы. В этих условиях должно быть  $1 - \gamma_k \ll 1$ ,  $t_{p2} \gg \tau_k$  (если только концентрация заряженных центров не превышает слишком сильно концентрацию акцепторов или свободных дырок).

При этом уравнение (II.2) можно превратить в дифференциальное:

$$\frac{d\alpha}{d\varepsilon} = \frac{\tau_e}{\varepsilon \tau_{p2}} \alpha, \quad (\text{II.3})$$

если положить  $\tau_e = \tau_k \varepsilon / \delta \varepsilon$  и

$$\frac{1}{\tau_{p2}} = \frac{1}{t_{p2}} + (1 - \gamma_{k-1}) \frac{1}{\tau_k}.$$

Уравнение (II.3) дает результат (29).

Рассмотрим теперь деполаризацию ГФЛ в магнитном поле. Расчет, аналогичный приведенному в работе<sup>33</sup>, приводит к зависимости

$$\rho_{ln}(H) = \rho_{ln}(0) \operatorname{Re} \prod_{k=1}^n (1 + 2i\omega_c T_k)^{-1}, \quad (\text{II.4})$$

где  $\rho_{ln}$  — степень линейной поляризации излучения, возникающего при рекомбинации электронов  $n$ -й ступеньки с равновесными дырками.  $T_k$  — время существования выстраивания импульсов на  $k$ -й ступеньке

$$\frac{1}{T_k} = \frac{1}{\tau_k} + \frac{1}{it_{p2}}.$$

Формула (II.4) приводит при  $k = 1, 2, 3$  к формулам (47), в которых вместо  $\tau_k$  должны входить времена  $T_k$ . Однако если  $t_{p2} \gg \tau_k$ , то времена  $\tau_k$  и  $T_k$  практически совпадают. При больших значениях  $k$  и  $t_{p2} \gg \tau_k$  формула приводит к выражению (35), если воспользоваться тем, что при  $\omega_c \tau_k \ll 1$  справедливо равенство

$$\prod_{k=1}^n (1 + 2i\omega_c \tau_k)^{-1} = \exp(-2i\omega_c \sum_{k=1}^n \tau_k).$$

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

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ребане К., Саари П. — Изв. АН ЭССР. Сер. физ., 1968, т. 17, с. 241  
Saari P., Rebane K. — Sol. State Comm., 1969, v. 7, p. 887.
2. Gross E., Permogorov S., Travnikov V., Selkin A. — J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 2593.  
Permogorov S. — Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1975, v. 68, p. 9.
3. Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Такунов Л. В. — ФТТ, 1978, т. 20 с. 2598.
4. Aristova K. A., Trallero Giner G., Lang I. G., Pavlov S. T. — Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1978, v. 85, p. 351.
5. Ulbrich R. G. — Sol. State Electron., 1978, v. 21, p. 51.
6. Betzler K. — Sol. State Comm., 1974, v. 15, p. 1837.
7. Shah J., Leite R. C. C. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1304.
8. Meneses E. A., Jannuzzi N., Leite R. C. C. — Sol. State Comm., 1973, v. 13, p. 245.
9. Земский В. И., Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 96.  
Захарченя Б. П., Земский В. И., Мирлин Д. Н. — ФТТ, 1977, т. 19, с. 1725.
10. Багаев В. С., Белоусова Т. Я., Берозашвили Ю. Н., Кеддыш Л. В. — В кн.: Труды IX Международной конференции по физике полупроводников/Под ред. С. М. Рывкина, Ленинград, 1969, с. 407.  
Наследов Д. Н., Царенков Б. В. — Ibid., с. 504.
11. Алферов Ж. И., Гарбузов Д. З., Морозов Е. П., Портной Е. Л. — ФТП, 1969, т. 3, с. 1054.
12. Васильева М. А., Воробьев Л. Е., Стафеев В. И. — Ibid., с. 1374 (см. также цит. литературу в этой работе).
13. Lavallard P., Richard R., Saroval B. — Sol. State Comm., 1975, v. 17, p. 1275.  
Арешев В. П., Данишевский А. М., Кочегаров С. Ф., Субашиев В. К. — Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 437.

- Karljanskii A. A., Sokolov N. S., Novikov B. V., Gastev S. V.—Solid State Comm., 1976, v. 20, p. 27.
14. Zakharchenya B. P.—In: Proc. of 11th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Warszawa: Polish Sci. Publ., 1972, p. 1312;  
Lampel G.—In: Proc. of 12th Intern. Conference on Physics of Semiconductors/Ed. M. Pilkuhn, Stuttgart: Teubner, 1974, p. 743.
  15. Феофилов П. П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов.—М.: Физматгиз, 1959.
  16. Дьяконов М. И., Перель В. И.—ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1954.
  17. Дымников В. Д., Дьяконов М. И., Перель В. И.—ЖЭТФ, 1976, т. 12, с. 2373.
  18. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики.—М.: Наука, 1976. § 89.
  19. Паули В. Общие принципы волновой механики.—М.: Гостехиздат, 1947.
  19. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках.—М.: Наука, 1972.
  20. Келдыш Л. В., Константинов О. В., Перель В. И.—ЖЭТФ, 1969, т. 3, с. 1042.
  20. Baumgardner C. A., Woodruff T. O.—Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 746.
  21. Дымников В. Д. Автореферат канд. диссертации.—Л.: ФТИ АН СССР, 1980.
  22. Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников.—М.: Наука, 1978.
  23. Дымников В. Д., Решина И. И., Сапега В. Ф.—ФТТ, 1981, т. 23, с. 731.
  24. Skolnik M. S., Jain A. K., Stradling R. A., Leotin J., Ousset J. C., Askenazy S.—J. Phys. Ser. C, 1976, v. 9, p. 2809.
  25. Дымников В. Д.—ФТП, 1977, т. 11, с. 1478, 1850.
  26. Мирлин Д. Н., Решина И. И.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 859.
  27. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.—М.: Наука, 1973.
  28. Дымников В. Д., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И.—ФТТ, 1978, т. 20, с. 2165.
  29. Дымников В. Д., Перель В. И.—ФТП, 1979, т. 13, с. 707.
  30. Дьяконов М. И., Перель В. И., Яснеевич И. Н.—ФТП, 1977, т. 11, с. 1364.
  31. Дымников В. Д.—ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1107.
  32. Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Решина И. И., Сапега В. Ф.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 419.
  33. Дымников В. Д., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Перель В. И., Решина И. И., Сапега В. Ф.—ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1766.
  34. Mirlin D. N., Karlik I. Ya., Nikitin L. P., Reshina I. I., Sapaga V. F.—Sol. State Comm., 1981, v. 37, p. 757.
  35. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.—М.: Физматгиз, 1961, § 145.
  36. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях.—М.: Мир, 1970, с. 218.
  37. Conwell E. M., Vassel M. O.—Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 797.
  38. Fawcett W., Boardman A. D., Swain S.—J. Phys. and chem. Sol., 1970, v. 31, p. 1963.
  39. Мирлин Д. Н., Карлик И. Я., Никитин Л. П., Решина И. И., Сапега В. Ф.—Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 34.
  40. Zakharchenya B. P., Dymnikov V. D., Karlik I. Ya., Mirlin D. N., Nikitin L. P., Perel' V. I., Reshina I. I., Sapaga V. F.—In: Proc. of 15th Intern. Conference on Physics of Semiconductors (Kyoto, 1980).—J. Phys. Soc., Japan, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 573.
  41. Olego D., Cardona M.—Phys. Rev. Ser. B, 1980, v. 22, p. 880.
  42. Захарченя Б. П., Земский В. И., Мирлин Д. Н.—ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1092.
  43. Aspnos D. E.—Phys. Rev. Ser. B, 1976, v. 14, p. 5331.
  44. Bebb V. H., Williams E. W. Semiconductors and Semimetals.—N. Y.: Lnd.: Academic Press 1972, v. 8, p. 261.
  45. Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Полупанов А. Ф.—В кн.: Тезисы Всесоюзного совещания по люминесценции, посвященного 90-летию со дня рождения С. И. Вавилова.—Л.: ГОИ, 1981, с. 170.
  46. Коган Ш. М., Полупанов А. Ф.—ФТП, 1979, т. 13, с. 2338.
  47. Левинсон И. Б., Левинский Б. Н.—ЖЭТФ, 1976, т. 77, с. 360.
  48. Pinczuk A., Brillson L., Burstein E., Anastassakis E.—In: Light Scattering in Solids/Ed. M. Balkanski, P.: Flammarion, 1971, p. 115.
  49. Захарченя Б. П., Земский В. И., Ивченко Е. Л., Мирлин Д. Н.—Письма ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 599.



50. Reine M., Aggarwal R., Lax B., Wolfe C.—Phys. Rev. Ser. B, 1970, v. 2, p. 458.
51. Zakharchenya B. P., Mirlin D. N., Nikitin L. P., Reshina I. I., Saferga V. F. —In: Proc of Intern Symposium «Ultrafast Phenomena in Spectroscopy», Tallin, 1979, p. 13.
52. Safarov V. I., Titkov A. N., Lampel G.—In: Physics of Semiconductors/Ed. R. H. Wilson, Lnd., 1978, p. 1031.
53. Аронов А. Г., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Решина И. И., Сафегга В. Ф.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 69.
54. Weisbuch C., Hermann C.—Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 15, p. 816.
55. Berz G., Conradt R.—Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 16, p. 843.
56. Oleo D., Cardona M.—Sol. State Comm., 1979, v. 31, p. 11; Phys. Rev. Ser. B, 1980, v. 22, p. 886.
57. Aspnes D. E., Cardona M.—Ibid., 1978, v. 17, p. 741.
58. Dupuis R. D., Dapkus P. D., Kolbas R. M., Holonyak N.—Sol. State Comm., 1978, v. 27, p. 531.
59. Альперович В. Л., Кравченко А. Ф., Паханов Н. А., Терехов А. С.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 551.
60. Альперович В. Л., Белиничер В. П., Новиков В. Н., Терехов А. С.—Ibid., 1980, т. 31, с. 581.
61. Ребане Ю. Т., ФТП, 1981, т. 15, с. 2179.