

©1994 г.

К ТЕОРИИ ФОРМЫ ЛИНИИ И АНИЗОТРОПИИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В p -GaAs

И.А. Меркулов, А.В. Родина

Физико-технический институт им. А.Ф. Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 1 февраля 1994 г. Принята к печати 13 февраля 1994 г.)

Приводятся результаты теоретического исследования зависимости формы линии и степени линейной поляризации горячей фотолюминесценции в кристаллах типа GaAs от энергии возбуждающего света. Получены аналитические выражения как для формы линии горячей фотолюминесценции, так и для распределения степени линейной поляризации по линии.

В ряде работ последних лет были исследованы спектр и поляризация фотолюминесценции горячих электронов в кристаллах GaAs [1-8]. Было показано, в частности, что возникновение линейной поляризации в спектре горячей фотолюминесценции (ГФЛ) при возбуждении линейно-поляризованным светом обусловлено с выстраиванием рождающихся электронов по импульсам при межзонном поглощении света. Гофрировка валентной зоны при этом приводит к анизотропии степени линейной поляризации ρ_l (т.е. зависимость ρ_l от угла φ между вектором поляризации возбуждающего света и кристаллографическими осями), величина которой зависит от частоты возбуждающего света [1]. Для описания формы линии ГФЛ и поляризационных характеристик необходимо знать волновые функции основного состояния дырки на акцепторе. До сих пор такое описание проводилось для больших значений возбуждения, когда волновая функция акцептора сформирована только из состояний подзоны тяжелых дырок. Распределение тяжелых дырок по импульсам при этом предполагалось либо изотропным, либо подчиняющимся найденной в [2] асимптотике, а расчет формы линии и анизотропии линейной поляризации ГФЛ проводился численно.

В работе [9] предложен новый метод расчета волновой функции основного состояния акцептора Ψ , основанный на решении системы интегральных уравнений для Ψ в k -представлении. Показано, что с точностью до 1-2% в разложении Ψ по состояниям подзон легких и тяжелых дырок можно выделить простую аналитическую зависимость

по направлению волнового вектора k относительно кристаллографических осей. При этом численный расчет необходим лишь для определения четырех коэффициентов $g_i(k)$, дающих зависимость Ψ от модуля k . Полученные решения, естественно, имеют ту же асимптотику, что и в [2], но позволяют продвинуть анализ формы линии и анизотропии линейной поляризации ГФЛ в область меньших энергий возбуждения, где использование асимптотических формул не оправдано. Именно этому анализу посвящена настоящая работа.

В первом разделе статьи на основе найденного в [9] общего вида волновой функции основного состояния кулоновского акцептора в алмазоподобных полупроводниках будут получены аналитические выражения для формы линии ГФЛ и распределения степени линейной поляризации по линии. Эти выражения содержат численные коэффициенты, зависящие от энергии возбуждающего света. Определение этих коэффициентов требует конкретного расчета функций $g_i(k)$ для данного материала. Во втором разделе статьи представлены результаты такого расчета, проведенного для GaAs, и дано сравнение с результатами асимптотических расчетов [1] и экспериментальными данными.

1. В общем виде связь между поляризациями возбуждающего света и рекомбинационной люминесценции дается тензором четвертого ранга \hat{A} [1]

$$\langle E_i^! E_j^{!r} \rangle = A_{ijkn} \langle E_k^{ex} E_n^{exr} \rangle. \quad (1)$$

Здесь компоненты E_i^{ex} и $E_i^!$ — компоненты векторов электрического поля в возбуждающем и детектируемом излучении, а угловые скобки обозначают усреднение по времени ($\langle E_i^! E_j^{!r} \rangle$ и $\langle E_k^{ex} E_n^{exr} \rangle$ фактически являются компонентами ненормированных поляризационных тензоров $J_{ij}^!$ и J_{kn}^{ex} , см. работу [10]). В кубических полупроводниках тензор \hat{A} имеет лишь четыре линейно независимые компоненты, причем в кристаллических осях он имеет вид: $A_{iiii} = A_{11}$, $A_{iiij} = A_{12}$, $A_{ijij} = A_{44}$, $A_{ijji} = A_{47}$ ($i \neq j$), а все остальные компоненты равны нулю. Тензор \hat{A} полностью определяет степень как линейной, так и циркулярной поляризации люминесценции [1].

Будем далее рассматривать только случай линейной поляризации и считать, что степень линейной поляризации возбуждающего света $\rho_{ex} = 1$. Если возбуждающий и детектируемый свет распространяется вдоль оси [001], то выражение для степени линейной поляризации рекомбинационного излучения имеет вид [1]

$$\rho(\varphi) = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{b + 2c}{2a} + \frac{b}{2a} \cos(4\varphi), \quad (2)$$

где $a = A_{11} + A_{12}$, $c = A_{44} + A_{47}$, $b = A_{11} - A_{12} - A_{44} - A_{47}$; здесь и далее I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности люминесценции, поляризованной параллельно и перпендикулярно электрическому вектору E^{ex} возбуждающего света, а φ — угол, который составляет этот вектор с осью [001]. Таким образом поляризация меняется от $\rho_0 = \rho(0) = d/a$ до $\rho_{45} = \rho(\pi/4) = c/a$, где $d = b + c$, а величина $\xi = \rho_{45}/\rho_0 = c/d$ характеризует степень анизотропии линейной поляризации люминесценции [1]. Зависимость величины

a от частоты рекомбинационного излучения описывает форму линии гребней фотолюминесценции.

Компоненты поляризационного тензора J_{ij}^l можно вычислить по формулам, приведенным в работе [6]. При этом компоненты тензора \hat{A} имеют вид

$$A_{kn}^{h,l} = \int A_{kn}^{h,l}(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k} \cdot \delta \left[\hbar\omega_{ex} - E_g - E_c(k) - E_{n,l}(\mathbf{k}) \right] \delta \left[\hbar\omega_{lum} - E_g + E_a - E_c(k) \right], \quad (3)$$

где тензор $\hat{A}(\mathbf{k})$ характеризует рекомбинацию электрона с определенным значением волнового вектора \mathbf{k} . Здесь символы h и l соответствуют возбуждению из подзоны тяжелых и подзоны легких дырок, ω_{ex} и ω_{lum} — частоты возбуждающего и детектируемого света, E_g — ширина запрещенной зоны, E_a — энергия связи основного состояния акцептора, $E_c(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ — энергия электрона в зоне проводимости (m_e — эффективная масса электрона), $E_{h,l}$ — энергия тяжелой или легкой дырки в валентной зоне, описываемая выражением

$$E_{l,h} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \left[\gamma_1 \pm 2\gamma_2 \alpha(\mathbf{k}) \right],$$

$$\alpha(\mathbf{k}) = \left[1 + 3v (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_x^2 k_z^2) / k^4 \right]^{1/2}, \quad v = (\gamma_3^2 - \gamma_2^2) / \gamma_2^2, \quad (4)$$

где m_0 — масса свободного электрона, γ_1 , γ_2 и γ_3 — параметры Латтинжера [11], величина v характеризует анизотропию валентной зоны. Интегрирование в выражении (3) ведется по всем направлениям волнового вектора \mathbf{k} . При этом при заданной частоте возбуждения $\hbar\omega_{ex}$ вклад в интеграл на частоте люминесценции $\hbar\omega_{lum}$ дают только те направления и величины \mathbf{k} , которые лежат на пересечении изоэнергетической поверхности возбуждения Ω_{ex} , задаваемой уравнением $\hbar\omega_{ex} - E_g - E_c(k) - E_{h,l}(\mathbf{k}) = 0$, и поверхности люминесценции Ω_{lum} , представляющей собой сферу радиуса $k_0 = [2m_e / \hbar^2 (\hbar\omega_{lum} - E_g + E_a)]^{1/2}$. Ширина линии люминесценции $\Delta\hbar\omega_{lum}$ при этом зависит от энергии возбуждения [1] и различна для случаев возбуждения из подзоны легких или тяжелых дырок.

Отметим, что в кубическом кристалле тензор $\hat{A}(\mathbf{k})$ является кубическим инвариантом. Для вычисления интегралов (3) удобно сразу взять величины, являющиеся кубическими скалярами. Например, вместо вычисления интегралов от компонент $A_{11}(\mathbf{k})$, $A_{22}(\mathbf{k})$ и $A_{33}(\mathbf{k})$, дающих одинаковый ответ, будем вычислять интеграл от величины $A_{11}^0(\mathbf{k}) = [A_{11}(\mathbf{k}) + A_{22}(\mathbf{k}) + A_{33}(\mathbf{k}) / 3]$. Для определения компонент тензора $\hat{A}(\mathbf{k})$ необходимо знать вид волновой функции основного состояния акцептора ψ . В работе [9] показано, что с точностью до 1–2% волновые функции четырехкратно вырожденного основного состояния ψ_m можно представить в виде

$$\psi_m(\mathbf{k}) = \left[f_h(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}^h(\mathbf{k}) + f_l(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}^l(\mathbf{k}) \right] u_m, \quad (5)$$

где u_m ($m = \pm 3/2, \pm 1/2$) — блоховские функции вершины валентной зоны, $\hat{\Lambda}^{h,l}$ — операторы проектирования на состояния тяжелых и лег-

ких дырок, определенные в [9], а функции $f_{h,l}(\mathbf{k})$ являются кубическими скалярами и удовлетворяют системе интегральных уравнений, приведенной в [9]. В рамках данного приближения величины $f_{h,l}^2(\mathbf{k})$ характеризуют распределение волновой функции дырки, связанной на акцепторе, по волновым функциям валентных подзон и квазиимпульсам. В [9] выделена аналитическая зависимость функций $f_{h,l}$ от направления волнового вектора \mathbf{k} и показано, что кубическая анизотропия функций распределения задана той же угловой зависимостью, что и кубическая анизотропия законов дисперсии. Другими словами, функции $f_{h,l}(\mathbf{k})$ с точностью до 1–2% зависят только от величин k и $\alpha(\mathbf{k})$. Для определения зависимости функций $f_{h,l}$ от k необходим численный расчет четырех коэффициентов в $g_i(\mathbf{k})$, проведенный в [9] для ряда алмазоподобных полупроводников.

Приведем сразу выражения для величин a^0 , c^0 и d^0 , связанных с компонентами тензора $\hat{A}^0(\mathbf{k})$ и позволяющих найти величины a , b и d в результате вычисления интегралов типа (3):

$$a_{h,l}^0(\mathbf{k}) = \frac{8}{9} [f_h^2(\mathbf{k}) + f_l^2(\mathbf{k})] \pm \frac{v+1-\alpha(\mathbf{k})}{9v\alpha^2(\mathbf{k})} [f_h^2(\mathbf{k}) - f_l^2(\mathbf{k})],$$

$$c_{h,l}^0(\mathbf{k}) = \pm \frac{2(v+1)[\alpha^2(\mathbf{k}) - 1]}{9v\alpha^2(\mathbf{k})} [f_h^2(\mathbf{k}) - f_l^2(\mathbf{k})], \quad (6)$$

$$d_{h,l}^0(\mathbf{k}) = \pm \frac{v+1-\alpha^2(\mathbf{k})}{3v\alpha^2(\mathbf{k})} [f_h^2(\mathbf{k}) - f_l^2(\mathbf{k})].$$

Здесь все кубически инвариантные коэффициенты записаны для удобства через функцию $\alpha(\mathbf{k})$, знак «+» соответствует возбуждению из подзоны тяжелых дырок, «-» — возбуждению из подзоны легких дырок. Будем рассматривать далее более актуальный случай возбуждения из подзоны тяжелых дырок. В этом случае высокочастотный ω_{lum}^{max} и низкочастотный ω_{lum}^{min} края первого пика ГФЛ связаны с рекомбинацией электронов с \mathbf{k} вдоль осей [111] и [001]. Заметим, что на линиях пересечения поверхностей Ω_{ex} и Ω_{lum} заданы величина $k = k_0$ и значение функции $\alpha(\mathbf{k}) = \alpha_{ex}$, где

$$\alpha_{ex} = \frac{\gamma_1}{2\gamma_2} - \frac{\varepsilon_2/\varepsilon_1 - 1}{2\gamma_2 m_e}, \quad \varepsilon_1 = \hbar\omega_{lum} - E_g + E_a, \quad \varepsilon_2 = \hbar\omega_{ex} - E_g. \quad (7)$$

Так как в рамках настоящей модели функции распределения легких и тяжелых дырок являются функциями величин k и $\alpha(\mathbf{k})$, подынтегральные выражения остаются константами на контуре интегрирования. В результате выражения для величин a , c и d имеют вид

$$a = a^0(k_0, \alpha_{ex})W(\hbar\omega_{lum}), \quad c = c^0(k_0, \alpha_{ex})W(\hbar\omega_{lum}),$$

$$d = d^0(k_0, \alpha_{ex})W(\hbar\omega_{lum}), \quad (8)$$

где функция W имеет смысл интеграла от плотности состояний по линии пересечения поверхностей ω_{ex} и Ω_{lum} . Используя свойства

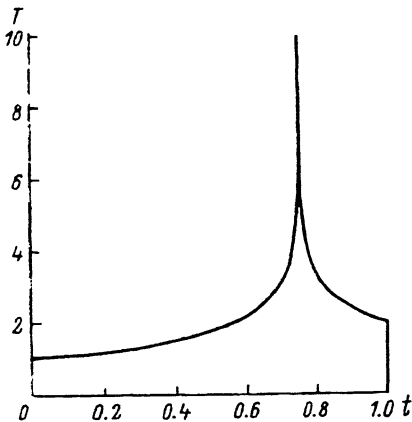


Рис. 1. График функции $T(t)$ для алмазоподобных полупроводников с большой величиной спин-орбитального расщепления.

δ -функции, функцию $W(\hbar\omega_{lum})$ можно представить в виде

$$W(\hbar\omega_{lum}) = \frac{4\alpha_{ex}}{\gamma_2\sqrt{\epsilon_1/2m_e}} \frac{\pi}{v} T\left(\frac{\alpha_{ex}^2 - 1}{v}\right), \quad (9)$$

где функция T имеет вид

$$T(t) = \frac{1}{\pi} \int_{G(t)} \frac{dx}{[(t - 3x^2 + 3x^4)(3/4 - t + 3/2x^2 - 9/4x^4)]^{1/2}}. \quad (10)$$

Здесь $G(t)$ — область интегрирования, являющаяся пересечением области определения подынтегрального выражения с отрезком $[0,1]$. Величина параметра $t = (\alpha_{ex}^2 - 1)/v$ изменяется от 0 на низкочастотном крае ($\omega_{lum} = \omega_{lum}^{\min}$) до 1 на высокочастотном крае ($\omega_{lum} = \omega_{lum}^{\max}$). Подынтегральное выражение в (10) имеет расходимость типа $1/x$ при значениях параметра $t = 0.1$ и $t = 3/4$. При $t = 0, 1$ области интегрирования $G(0)$ и $G(1)$ вырождаются в точку и интеграл имеет конечные значения $T(0) = 1$ и $T(1) = 2$. При значении $t = 3/4$ область интегрирования $G(3/4)$ остается конечной и расходимость подынтегрального выражения приводит к логарифмической (интегрируемой) расходимости функции $T(t)$ при $t \rightarrow 3/4 - 0$ и $t \rightarrow 3/4 + 0$. В общем случае функцию $T(t)$ можно выразить аналитически через эллиптические интегралы. График функции $T(t)$, не зависящей от конкретных параметров полупроводника, приведен на рис. 1.

Форма линии ГФЛ (зависимость величины a от энергии люминесценции $\hbar\omega_{lum}$) определяется выражениями (6)–(9). Видно, что она зависит от энергии возбуждения и конкретных параметров полупроводника, однако качественные ее особенности определяются видом функции T . При этом низкочастотный и высокочастотный края характеризуются ступеньками разной высоты, а максимум соответствует частоте ω_{lum}^{011} , отвечающей, в частности, рекомбинации электронов с k параллельным направлением $[011]$ (при этом $t = 3/4$), и имеет интегрируемую логарифмическую расходимость. Следует отметить, что

данные особенности формы линии ГФЛ были получены в рамках модели, описывающей волновые функции основного состояния акцептора с точностью до 1–2%, в которой функции распределения легких и тяжелых дырок оказались константами на контуре интегрирования. Это ограничение позволило вынести из-под интеграла постоянные на контуре интегрирования подынтегральные выражения. Однако особенности формы линии на краях и в максимуме связаны в первую очередь с расходимостью плотности состояний и сохраняются, даже если под интегралом остается медленно меняющаяся функция. Таким образом, наличие ступенек на краях и логарифмической расходимости в максимуме является общей характеристикой ГФЛ в алмазоподобных полупроводниках с большой величиной спин-орбитального расщепления. Как показано в [1], универсальность нарушается при больших энергиях возбуждения, когда для описания состояний дырок в валентной зоне необходимо учитывать конечную величину спин-орбитального взаимодействия. Выражения для зависимостей степеней поляризации ГФЛ от энергии люминесценции легко получить из (8):

$$\rho_0 = \frac{3(1-t)\beta_0}{8(vt+1) + (1-t)\beta_0},$$

$$\rho_{45} = \frac{2(v+1)t\beta_0}{8(vt+1) + (1-t)\beta_0}, \quad (11)$$

где $\beta_0 = [f_h^2(k_0, \alpha_{ex}) - f_l^2(k_0, \alpha_{ex})] / [f_h^2(k_0, \alpha_{ex}) + f_l^2(k_0, \alpha_{ex})]$ — функция, характеризующая разность относительного вклада легких и тяжелых дырок в функцию распределения. Независимо от параметров полупроводника и энергии возбуждения ρ_0 обращается в нуль на высокочастотном крае ($t = 1$), а ρ_{45} — на низкочастотном ($t = 0$). Зависимость поляризационных характеристик от энергии возбуждения полностью определяется функцией β_0 . При этом степень анизотропии линейной поляризации ГФЛ $\zeta = \rho_{45}/\rho_0$ не зависит от энергии возбуждения и равна

$$\zeta = \frac{2(v+1)t}{3(1-t)}. \quad (12)$$

Ее значение по линии изменяется от 0 на низкочастотном крае до бесконечности на высокочастотном, принимая в максимуме линии ($t = 3/4$) значение $\zeta = 2(v+1)$, зависящее только от параметра гофрировки валентной зоны.

2. В экспериментах по ГФЛ в GaAs измерения формы линии и поляризационных характеристик первого бесфонового максимума проводились для двух значений энергии возбуждения $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ и 1.92 эВ [1]. Функции распределения легких и тяжелых дырок в GaAs в рамках описанной выше модели рассчитаны в [9] (для набора зонных параметров $\gamma_1 = 7.65$, $\gamma_2 = 2.41$ и $\gamma_3 = 3.28$ [12]). Показано, что кубическая анизотропия мала для легких и велика для тяжелых дырок. Вклад легких дырок в волновую функцию основного состояния акцептора становится мал при значениях $ka_l \geq 4$, где $a_l = 90.8 \text{ \AA}$ — боровский радиус легкой дырки. Асимптотическими функциями распределения тяжелых дырок

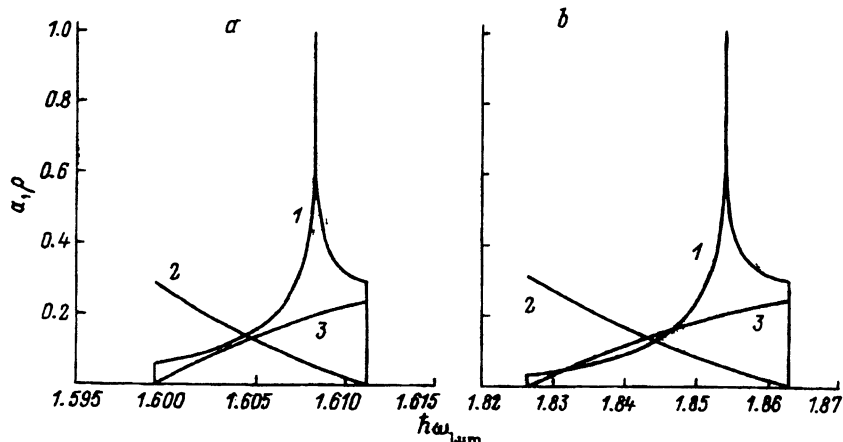


Рис. 2. Форма линии (1) и поляризационные характеристики (2,3) бесфононного пика ГФЛ в GaAs для энергии возбуждения $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ (а) $\hbar\omega_{ex} = 1.92$ эВ (б). Возбуждение направлено вдоль оси [001] и поляризовано по осям [100] (2) и [110] (3).

можно пользоваться только при значениях $ka_h \geq 1$, где $a_h = 11.8 \text{ \AA}$ — боровский радиус тяжелой дырки, однако малость вклада легких дырок позволяет использовать асимптотические значения функции β_0 . Зная функции распределения $f_{h,i}$, форму линии и поляризационные характеристики ГФЛ в GaAs легко описать с помощью формул (8)–(12). На рис. 2 приведены форма линии и степени линейной поляризации ρ и ρ_{45} ГФЛ в GaAs для $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ (а) и $\hbar\omega_{ex} = 1.92$ эВ (б). В работе [1] аналогичные расчеты проводились численно с использованием асимптотической функции распределения тяжелых дырок на акцепторе. Численные расчеты привели к сглаживанию особенностей формы линии, связанных с поведением функции T . В реальной ситуации данные особенности также не наблюдаются, например, благодаря конечному уширению акцепторного уровня ΔE_a , которое в [1] составляло 13 мэВ. Из рис. 2 видно, что рост энергии возбуждения приводит к уширению линии ΔE_{lum} и к изменению относительной высоты ступенек на низкочастотном и высокочастотном краях. Последнее связано с зависимостью функции распределения $f_{h,i}^2(\mathbf{k})$ от энергии возбуждения.

В эксперименте наблюдался рост степени анизотропии линейной поляризации с ростом энергии возбуждения от $\xi = 2.57$ при $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ до $\xi = 6.5$ при $\hbar\omega_{ex} = 1.92$ эВ [1]. Существует 3 возможных механизма этого роста: 1) изменяется вклад состояний легких дырок в волновую функцию акцептора; 2) наличие конечного уширения акцепторного уровня ΔE_a , благодаря которому при малых энергиях возбуждения в эксперименте измеряются интегральные по линии характеристики и 3) перестройка состояний валентной зоны при больших квазиимпульсах, связанная с влиянием спин-орбитально отщепленной зоны. В работе [1] обсуждались 2-й и 3-й механизмы. Показано, что при асимптотических расчетах, не учитывающих влияния спин-орбитально отщепленной зоны, степени линейной поляризации ρ_0 и ρ_{45} не зависят от энергии возбуждения и в максимуме линии равны 0.06 и 0.20 соответственно, а степень анизотропии в максимуме линии

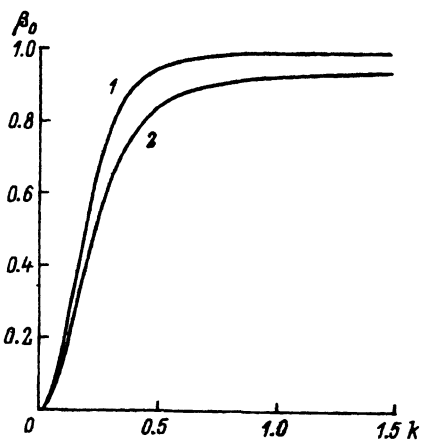


Рис. 3. Зависимость функции $\beta_0(k)$ в GaAs для направлений [001] (1) и [111] (2). Волновой вектор k здесь в единицах $1/a_h$, $a_h = 11.8 \text{ \AA}$.

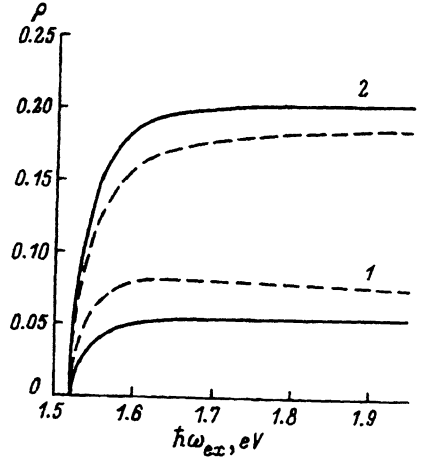


Рис. 4. Зависимость степени линейной поляризации ГФЛ в GaAs в максимуме линии (сплошные) и интегральной по линии (штриховые кривые) от энергии возбуждения $\hbar\omega_{ex}$. Возбуждение направлено вдоль оси [001] и поляризовано по осям [100] (1) и [110] (2).

получена равной $\xi = 4.2$. Рост же анизотропии с энергией возбуждения связан с тем, что при малых энергиях, когда ширина линии люминесценции меньше ширины акцепторного уровня ($\Delta E_{lum} \ll \Delta E_a$), поляризация люминесценции будет определяться интегральными по линии интенсивностями. Для асимптотической функции распределения интегральные степени поляризации получены в [1] равными 0.08 и 0.19, что дает степень анизотропии $\xi = 2.4$. Учет же перестройки состояний валентной зоны из-за влияния спин-орбитально отщепленной зоны приводит к значительно более высокому значению степени анизотропии при $\hbar\omega_{ex} = 1.92 \text{ эВ}$ [1].

Развитая в настоящей работе модель позволяет проанализировать зависимость степеней линейной поляризации от энергии возбуждения и обсудить первые 2 механизма. Из выражений (11) видно, что зависимость степени линейной поляризации, например, в максимуме линии ($t = 3/4$) от энергии возбуждения определяется функцией β_0 , характеризующей относительный вклад легких и тяжелых дырок в функцию распределения. На рис. 3 приведены зависимости $\beta_0(k)$ для крайних направлений $t = 0$ (направление [001]) и $t = 1$ (направление [111]) в GaAs, рассчитанные в работе [9]. На рис. 4 показаны зависимости степени линейной поляризации в максимуме линии ρ_0 и ρ_{45} и интегральных по линии значений $\bar{\rho}_0$ и $\bar{\rho}_{45}$ от энергии возбуждения $\hbar\omega_{ex}$. Видно, что асимптотический характер поляризационных зависимостей от энергии возбуждения связан с асимптотическим характером функции β_0 при больших значениях квазиимпульса. Падение степени линейной поляризации при уменьшении энергии возбуждения ($\hbar\omega_{ex} \leq 1.65 \text{ эВ}$) связано с ростом вклада состояний легких дырок в волновую функцию акцептора.

	Эксперимент	Расчет	Расчет [1]
ρ_0	0.07	0.052	0.06
$\bar{\rho}_0$		0.081	0.08
ρ_{45}	0.18	0.196	0.20
$\bar{\rho}_{45}$		0.172	0.19

Примечание. Результаты измерений [1] и расчета степени линейной поляризации в максимуме бесфононного пика ГФЛ в GaAs для возбуждения, поляризованного вдоль оси [100] (ρ_0) и [110] (ρ_{45}) с энергией $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ. Свет распространяется вдоль [001]. Приведены также интегральные по линии значения $\bar{\rho}_0$ и $\bar{\rho}_{45}$ и результаты расчета работы [1], где использовались асимптотические функции распределения тяжелых дырок (без учета конечного уширения уровня акцептора и перестройки состояний валентной зоны).

Таким образом, изменение вклада состояний легких дырок приводит к зависимости степени линейной поляризации ГФЛ от энергии возбуждения. В то же время степень анизотропии ξ , как видно из выражения (12), в каждой точке линии (при фиксированном значении t) остается постоянной и не зависит от подмешивания легких дырок. Ее значение в максимуме зависит только от гофрировки валентной зоны, т.е. чувствительно к выбору параметров Латтинжера. Для использованного в [9] и в настоящей работе набора параметров v и степень анизотропии равны $v = 0.875$, $\xi = 3.75$. Для набора параметров из работы [1] $v = 0.902$ и $\xi = 3.80$. Степень анизотропии, определяемая интегральными по линии интенсивностями, уменьшается при малых энергиях возбуждения и равна $\zeta = 2.12$ при $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ.

В таблице приведены экспериментальные и расчетные (без учета уширения уровня акцептора и перестройки валентной зоны) значения степени линейной поляризации для энергии возбуждения $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ. Видно, что в эксперименте измеряются значения степени линейной поляризации, находящиеся между значениями в максимуме и интегральными по линии, что связано с конечным уширением акцептора. Важно отметить, что рассчитанные значения степени линейной поляризации в максимуме линии мало отличаются от значений, рассчитанных для $\hbar\omega_{ex} = 1.92$ эВ и значений, полученных в [1] с использованием асимптотической функции распределения. Это связано с тем, что уже при энергии $\hbar\omega_{ex} = 1.65$ эВ значения функции β_a мало отличаются от асимптотических значений $\beta_a = [m_h^2(k_0, \alpha_{ex}) - m_l^2(k_0, \alpha_{ex})] / [m_h^2(k_0, \alpha_{ex}) + m_l^2(k_0, \alpha_{ex})]$, так как вклад в волновую функцию легких дырок мал. Подстановка асимптотической функции β_a в (11) дает аналитические выражения для степени линейной поляризации ГФЛ в GaAs при промежуточных значениях энергии возбуждения. Однако пользоваться асимптотическими функциями для описания формы линии, как отмечалось в [9], при этом нельзя.

Авторы благодарны Б.П.Захарчене за интерес к работе, В.И.Перелю и Д.Н.Мирлину за стимулирующие обсуждения, а также А.М.Минарскому и С.И.Зуеву за помощь в проведении расчетов.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и Volkswagen Foundation.

- [1] М.А. Алексеев, И.Я. Карлик, И.А. Меркулов, Д.Н. Мирлин, Ю.Т. Ребане, В.Ф. Сапега. ФТП, **27**, 2650 (1985).
- [2] В.Л. Дымников, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. ФТТ, **20**, 2165 (1978).
- [3] Д.Н. Мирлин, И.И. Решина. ЖЭТФ, **73**, 859 (1977).
- [4] М.А. Алексеев, И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега. ФТП, **23**, 761 (1989).
- [5] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **23**, 761 (1982).
- [6] В.Д. Дымников. ФТП, **11**, 1448 (1977).
- [7] R.G. Ulbrich, J.A. Kash, J.C. Tsang. Phys. Rev. Lett., **62**, 949 (1989).
- [8] J.A. Kash. Phys. Rev. B, **47**, 1221 (1993).
- [9] И.А. Меркулов, А.В. Родина. ФТП, **28**, 321 (1994).
- [10] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (М., Наука, 1973).
- [11] J.M. Luttinger. Phys. Rev., **102**, 1030 (1956).
- [12] A. Baldereschi, N.O. Lipari. Phys. Rev. B, **8**, 2697 (1974).

Редактор Т.А.Полянская

To the Theory of the Line Shape and Anisotropy of Linear Polarization of the Hot Photoluminescence in *p*-GaAs

I.A.Merkulov and A.V.Rodina

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St. Petersburg, Russia

