

Оригинальная статья

УДК 538;958;975

DOI: 10.57070/2304-4497-2024-4(50)-17-27

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ТИПА GaAs, СВЯЗАННЫХ С МЕЛКИМИ АКЦЕПТОРАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. У. Р. Саломов, Н. Х. Юлдашев, И. И. Юлчиев

Ферганский политехнический институт (Республика Узбекистан, 150107, Фергана, ул. Фергана, 86)

Аннотация. Методом инвариантов Пикуса и Бира получены общие выражения для полной интенсивности I и степени циркулярной поляризации $P_{\text{цирк}}$ фотолюминесценции полупроводников типа GaAs в продольном магнитном поле H с участием мелких акцепторных уровней. Проанализированы частные случаи в зависимости от значения и направления напряженности магнитного поля, а также от знака зеемановских констант g -фактора акцептора g_1 , g_2 и электрона зоны проводимости g_e . В случае сильного магнитного поля $H \parallel [100]$, $[111]$, $[110]$ выполнен численный расчет угловой зависимости величин I и $P_{\text{цирк}}$ для некоторых критических значений отношения g_2/g_1 , при которых $P_{\text{цирк}}$ обнаруживает резкую анизотропию в пределах от -100 до $+100$ %, а интенсивность излучения кристалла вдоль магнитного поля стремится к минимальному значению. Показано, что при слабом магнитном поле существует угловая зависимость для полной интенсивности, однако она не проявляется в степени поляризации излучения. В случае сильного магнитного поля характер угловых зависимостей $I(\theta)$, $P_{\text{цирк}}(\theta)$ определяется знаком отношения g -факторов g_e/g_1 и g_2/g_1 . Экспериментальное изучение зависимостей интенсивности и степени поляризации люминесценции в магнитном поле, обусловленной оптическим переходом свободных электронов на уровень мелкого акцептора, от ориентации вектора H в кристалле позволяет найти значения констант g_1 и g_2 , а также установить некоторые характерные особенности излучения.

Ключевые слова: полупроводник, рекомбинационное излучение, мелкий акцепторный центр, магнитное поле, зеемановское расщепление, g -факторы, анизотропия, циркулярная поляризация, интенсивность

Для цитирования: Саломов У.Р., Юлдашев Н.Х., Юлчиев И.И. Особенности фотолюминесценции полупроводников типа GaAs, связанных с мелкими акцепторами в магнитном поле. *Вестник Сибирского государственного индустриального университета*. 2024;4(50):17–27. [http://doi.org/10.57070/2304-4497-2024-4\(50\)-17-27](http://doi.org/10.57070/2304-4497-2024-4(50)-17-27)

Original article

FEATURES OF PHOTOLUMINESCENCE OF GAAS-TYPE SEMICONDUCTORS ASSOCIATED WITH SHALLOW ACCEPTORS IN A MAGNETIC FIELD

© 2024 U. R. Salomov, N. Kh. Yuldashev, I. I. Yulchiev

Fergana Polytechnic Institute (86, Fergana str., Fergana, 150107, Republic of Uzbekistan)

Abstract. By the method of Picus and Beer invariants, general expressions were obtained for the full intensity I and the degree of circular polarization of the P_{circ} photoluminescence of GaAs-type semi-conductors in a longitudinal magnetic field H with the participation of small acceptor levels. Special cases are analyzed depending on the value and direction of the magnetic field strength, as well as on the sign of the Zeeman constants of the g -factor of the acceptor g_1 , g_2 and the electron of the g_e conduction band. In the case of a strong magnetic field $H \parallel [100]$, $[111]$, $[110]$ the numerical calculation of the angular dependence of the values I and P_{circ} is performed for some critical values of the g_2/g_1 ratio, at which P_{circ} reveals a sharp anisotropy in the range from -100 to $+100$ %, and the intensity of the crystal radiation along the magnetic field, it tends to a minimum value. It is shown that with a weak magnetic field, there is an angular dependence for the total intensity, but it does not manifest itself in the

degree of polarization of the radiation. In the case of a strong magnetic field, the character of the angular dependencies $I(\theta)$, $P_{\text{circ}}(\theta)$ is determined by the sign of the ratio of the g -factors g_e/g_1 and g_2/g_1 . An experimental study of the dependences of the intensity and degree of polarization of luminescence in a magnetic field caused by the optical transition of free electrons to the level of a small acceptor on the orientation of the vector H in the crystal allows us to find the values of the constants g_1 and g_2 , as well as to establish some characteristic features of radiation.

Keywords: semiconductor, recombination radiation, shallow acceptor center, magnetic field, Zeeman splitting, g -factors, anisotropy, circular polarization, intensity

For citation: Salomov U.R., Yuldashev N.Kh., Yulchiev I.I. Features of photoluminescence of GaAs-type semiconductors associated with shallow acceptors in a magnetic field. *Bulletin of the Siberian State Industrial University*. 2024;4(50):17–27. [http://doi.org/10.57070/2304-4497-2024-4\(50\)-17-27](http://doi.org/10.57070/2304-4497-2024-4(50)-17-27)

Введение

Исследование поляризации рекомбинационного излучения полупроводников в магнитном поле представляет большой теоретический [1 – 5] и экспериментальный [6 – 10] интерес с целью получения новой информации об их оптических свойствах и о динамике кристаллических структур в области фотоники и спинтроники. В пионерской работе [2] сделан теоретический анализ случая слабого магнитного поля ($\mu_0 H/kT \ll 1$) в полупроводниках типа GaAs, когда рекомбинационное излучение происходит при электронном переходе зона проводимости – мелкий акцептор. Для степени циркулярной поляризации излучения получено простое выражение

$$P_{\text{цирк}} = (g_e + 5g_h) \frac{\mu_0 H}{4kT}, \quad (1)$$

где g_e, g_h – g -факторы свободного электрона и связанной дырки в акцепторе; $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0c}$ – магнетон Бора; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура по шкале Кельвина; H – напряженность магнитного поля.

Поляризация рекомбинационного излучения с участием мелких акцепторов определяется средними моментами свободных электронов и связанных дырок, линейно и изотропно зависит от магнитного поля, а также обратно пропорциональна температуре. Эти выводы теории [2] получили свое экспериментальное подтверждение в работах [6 – 8].

Авторы работы [7] при изучении поляризации спектральной линии 0,709 эВ излучения германия в широких пределах значений магнитного поля (от 0 до 5 Тл) показали, что степень циркулярной поляризации зависит от направления магнитного поля. Теория зеемановского расщепления мелких акцепторов в кубических полупроводниках, учитывающая кубические

вклады от зонной структуры и сильных магнитных полей, была развита в работе [8].

Методом сканирующей туннельной микроскопии исследовано влияние магнитного поля на физические свойства дырочных состояний акцептора марганца, расположенного вблизи поверхности (110) GaAs. Показано, что сильная анизотропная волновая функция дырки существенно не меняется под действием магнитного поля до 6 Тл [9]. Изучение магнитосопротивления в эпитаксиальном слое $\text{Ga}_{0,972}\text{Mn}_{0,028}\text{As}$ показало [10], что легирование бериллия приводит к переориентации как легких, так и жестких магнитных осей в GaMnAs.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию энергетического спектра и волновых функций дырок в валентной зоне полупроводниковых таких наноструктур, как квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки во внешнем магнитном поле [11 – 18]. В работе [11] выполнен теоретический расчет мелкопримесных состояний в полупроводниковых квантовых ямах и сверхрешетках GaAs – (Ga, Al)As в магнитном поле вдоль направления роста, согласующийся с экспериментальными результатами. Обнаружена индуцированная магнитным полем циркулярно поляризованная фотолюминесценция A(+)-центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [12], что позволяет определить их тонкую, спиновую, энергетическую структуру. Исследована анизотропия электронного g -фактора для гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As при температуре жидкого гелия, определены линейные по магнитному полю поправки к компонентам g -фактора и установлена сильная их анизотропия [13]. В работе [14] изучали зависимость зеемановского расщепления основного состояния дырки от изменения параметров размерного квантования с учетом сложной структуры валентной зоны и индуцированного магнитным полем перемешивания дырочных состояний. Показано, что g -фактор дырки чрезвычайно чувствителен к составу со-

стояний дырки и геометрии потенциала размерного квантования. В работе [15] теоретически исследована кубическая анизотропия зеемановского расщепления дырки в полупроводниковом нанокристалле, возникающая из-за кристаллографических кубически-симметричных членов по спину и кинетической энергии в объемном гамильтониане Латтинджера. Авторами предложены возможные экспериментальные проявления и потенциальные методы измерения кубической анизотропии дырочного зеемановского расщепления.

Целью настоящей работы является получение методом инвариантов Пикуса и Бира общих выражений для полной интенсивности и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции на мелких акцепторных центрах полупроводников типа GaAs в произвольной кристаллографической ориентации и произвольном значении магнитного поля.

Будем считать, что в течение времени жизни τ свободные электроны успевают прийти к равновесному распределению по спину, то есть $\tau \gg \tau_s$ (где τ_s – время спиновой релаксации). Проанализируем роль анизотропного зеемановского расщепления уровня акцептора и особенностей магнитоиндуцированного перемешивания подуровней при критических значениях g_2/g_1 отношения параметров g -фактора связанной дырки в формировании интенсивности и магнитной циркулярной поляризации фотолюминесценции на мелких акцепторах.

Метод исследования и теоретический расчет

Рассмотрим, как и в работе [19], помещенный в однородное магнитное поле полупроводник типа GaAs, в котором создаются неравновесные носители, а их излучательная рекомбинация идет через уровни мелких акцепторов. Предполагаем, что направления излучения и магнитного поля совпадают (геометрия Фарадея). Тогда из-за ориентации спинов электронов в зоне проводимости и дырок на акцепторных уровнях под действием магнитного поля люминесценция кристалла оказывается циркулярно поляризованной. Для теоретического описания такого рекомбинационного излучения сначала заметим, что исходные состояния электронов и дырок с учетом спина двух- и четырехкратно вырождены и в представлениях Латтинджера-Кона описываются волновыми функциями, преобразующимися по представлениям Γ_6 , Γ_8 , а Гамильтонианы взаимодействия свободных электронов и связанных дырок с магнитным полем напряженностью $\vec{H}$ в первом приближении описываются матрицами [1]

$$\hat{H}^{(c)} = \frac{1}{2} g_e \mu_0 \sum_i \hat{\sigma}_i H_i, \quad (2, a)$$

$$\hat{H}^{(a)} = \mu_0 \sum_i (g_1 \hat{J}_i + g_2 \hat{J}_i^3) H_i \quad (i = x, y, z); \quad (2, б)$$

здесь $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ – матрицы Паули; $\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z$ – матрицы размерности 4×4 проекций оператора момента импульса в базисе состояний $Y_n^{3/2}$; g_1, g_2 – константы зеемановского расщепления акцепторного уровня, определяющие $g_h - g$ -фактор дырки.

Возмущения (2, a) и (2, б) считаем как малые величины первого порядка по отношению к внутрикристаллическому взаимодействию

$$(E_0^{(a)} \ll \frac{m_0^2 e^4}{2 \epsilon^2 h^2} \frac{m^{*2}}{m_0^2}), \text{ которые снимают спиновые}$$

вырождения состоянии электрона зоны проводимости и дырки в акцепторе. Правильные волновые функции этих состояний в нулевом приближении определяются, соответственно, следующими соотношениями:

$$\Psi_M^{(c)} = \sum_m C_m^{(M)} \psi_m^{1/2} \quad (m = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; M = 1; -1); \quad (3, a)$$

$$\Psi_N^{(a)} = \sum_n C_n^{(N)} \psi_n^{3/2} \quad (n = \frac{3}{2}; \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}; -\frac{3}{2},$$

$$N = 1; 2; 3; 4). \quad (3, б)$$

Коэффициенты разложения $C_m^{(M)}, C_n^{(N)}$ по полным наборам ортонормированных функций $\psi_m^{1/2}$, $\psi_n^{3/2}$ и значения расщепленных энергетических уровней $E_M^{(c)}, E_N^{(a)}$ можно определить из следующих матричных уравнений:

$$\|\hat{H}^{(c)} - E_M^{(c)} \hat{I}_M\| \cdot \|\hat{C}^{(M)}\| = 0; \quad (4, a)$$

$$\|\hat{H}^{(a)} - E_N^{(a)} \hat{I}_N\| \cdot \|\hat{C}^{(N)}\| = 0, \quad (4, б)$$

где $\hat{I}_M$ и $\hat{I}_N$ – единичные матрицы 2×2 и 4×4 , а $\hat{C}^{(M)}, \hat{C}^{(N)}$ являются матрицами столбцами 2×1 и 4×1).

Уравнение (4, a) позволит найти энергии зеемановского расщепления в зоне проводимости

$$E_M^{(c)} \equiv E_m^{(c)} = m g_e \mu_0 H, \quad (5, a)$$

а уравнение (4, б) дает для акцепторных уровней $E_N^{(a)} \equiv E_n^{(a)}$ выражения

$$E_{(1,4)}^{(a)} = \pm \mu_0 H \left\{ \frac{1}{8} \left[9(g_1 + \frac{9}{4}g_2)^2 + (g_1 + \frac{g_2}{4})^2 \right] + \right. \\ \left. + (g_1 + \frac{7}{4}g_2) \sqrt{(g_1 + \frac{13}{4}g_2)^2 - \frac{9}{4}g_2(g_1 + \frac{5}{2}g_2)\gamma'} \right\}^{\frac{1}{2}}; \quad (5, б) \\ E_{(2,3)}^{(a)} = \pm \mu_0 H \left\{ \frac{1}{8} \left[9(g_1 + \frac{9}{4}g_2)^2 + (g_1 + \frac{g_2}{4})^2 \right] - \right. \\ \left. - (g_1 + \frac{7}{4}g_2) \sqrt{(g_1 + \frac{13}{4}g_2)^2 - \frac{9}{4}g_2(g_1 + \frac{5}{2}g_2)\gamma'} \right\}^{\frac{1}{2}};$$

где $\gamma' = h_x^2 h_y^2 + h_y^2 h_z^2 + h_z^2 h_x^2 = \sin^4 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi$ (обозначения см. на рис. 1).

Вообще говоря, зеемановское расщепление для акцептора (как видно из зависимости 5, б) имеет сложный анизотропный характер, анализу которого и была посвящена работа [19]. При $g_2 = 0$ и $g_2/g_1 = -2/5, -4/7$ величина расщепления уровня акцептора $E_n^{(a)}$ не зависит от направления вектора $\vec{H}$ в кристалле.

Далее нас интересует вывод общих формул для расчета параметров поляризованной люминесценции. Интенсивность рекомбинационного излучения, связанного с квантовым переходом, зона проводимости – акцептор и поляризованного по правому или левому кругу, в направлении магнитного поля можно определить из следующего общего выражения:

$$I_{\sigma_{\pm}}(\vec{e}_{\pm}, \vec{H}) = \sum_{n,m} f_n^{(a)} f_m^{(c)} \left| \langle \Psi_n^{(a)} | \vec{P} \cdot \vec{e}_{\pm}^* | \Psi_m^{(c)} \rangle \right|^2 = \\ = C_0 \sum_{n,m} f_n^{(a)} f_m^{(c)} Sp \hat{\mathcal{M}}_{\sigma_{\pm}}(n, m), \quad (5)$$

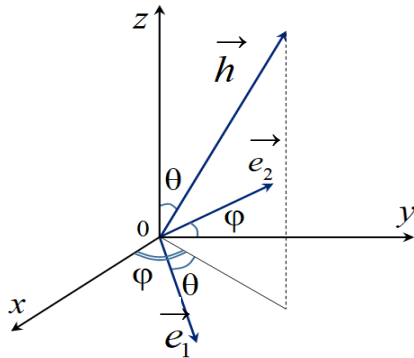


Рис. 1. Выбор направлений кристаллографических осей $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$ и единичных векторов напряженности магнитного поля $\vec{h} = \vec{H}/H$, поляризации излучения $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2 \perp \vec{h}$

Fig. 1. Selection of the directions of crystallographic axes $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$ and unit vectors of magnetic field strength $\vec{h} = \vec{H}/H$, radiation polarization $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2 \perp \vec{h}$

где $\vec{e}$ – вектор поляризации ($\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_1 \pm i\vec{e}_2)/\sqrt{2}$, см. рис. 1); $\vec{P}$ – оператор квазиимпульса; $C_0 = \text{const}$; $f_m^{(c)}$, $f_n^{(a)}$ – функции распределения по энергиям для электронов зоны проводимости и для дырок в акцепторах.

Будем предполагать, что имеет место распределение Максвелла-Больцмана электрона и дырки по спиновым уровням

$$f_m^{(c)} = \frac{\exp(-\beta E_m^{(c)})}{\sum_{m'} \exp(-\beta E_{m'}^{(c)})}; \quad f_n^{(a)} = \frac{\exp[-\beta E_n^{(a)}]}{\sum_{n'} \exp[-\beta E_{n'}^{(a)}]}; \quad \beta = 1/kT. \quad (6)$$

В выражении (5) через $\hat{\mathcal{M}}_{\sigma_{\pm}}(n, m)$ обозначена матрица размерности 4×4

$$\hat{\mathcal{M}}_{\sigma_{\pm}}(n, m) = \hat{B}^{(a)}(n) \hat{R}_{\sigma_{\pm}} \hat{B}^{(c)*}(m) \hat{R}_{\sigma_{\pm}}^{\dagger}. \quad (7)$$

Здесь $B_{jj'}^{(a)}(n) = C_j^{(n)} C_{j'}^{(n)+}$ и $B_{ii'}^{(c)}(m) = C_i^{(m)} C_{i'}^{(m)+}$; $C_j^{(n)}$ – матрицы; $C_i^{(m)}$ – коэффициенты разложения волновой функции дырки в состоянии n и электрона в состоянии m соответственно по базисным функциям представлений Γ_8 и Γ_6 (выражения (3, а) и (3, б)); $(R_{\sigma_{\pm}})_{ij}$ – матричный элемент рекомбинации электрона и дырки в состоянии $i = 1, 2$ и $j = 1, 2, 3, 4$, не зависящий от $\vec{H}$ (то есть $\hat{R}_{\sigma_{\pm}}$ – матрица порядка 4×2 определяет правило отбора для рекомбинационного излучения зона проводимости – акцептор в отсутствии магнитного поля:

$j=1/2; m$	1/2	-1/2
$j=3/2; n$		
3/2	$e_{\pm}^* R$	0
1/2	$i \frac{2}{\sqrt{3}} e_z^* R$	$-i \frac{1}{\sqrt{3}} e_{\pm}^* R$
-1/2	$\frac{1}{\sqrt{3}} e_{\mp}^* R$	$\frac{2}{\sqrt{3}} e_z^* R$
-3/2	0	$-ie_{\mp}^* R$

$$\hat{R}_{\sigma_{\pm}} = R_0 \begin{pmatrix} e_{\pm}^* & 0 \\ i \frac{2}{\sqrt{3}} e_z^* & -i \frac{1}{\sqrt{3}} e_{\pm}^* \\ \frac{1}{\sqrt{3}} e_{\mp}^* & \frac{2}{\sqrt{3}} e_z^* \\ 0 & -ie_{\mp}^* \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $e_{\pm} = (e_x \pm ie_y)/\sqrt{2}$; $R_0 = \text{const} = \langle X | \hat{P}_x | S \rangle = \langle Y | \hat{P}_y | S \rangle = \langle Z | \hat{P}_z | S \rangle$.

Можно показать [20], что, например,

$$B_{jj'}^{(a)}(n) = \prod_{v=1}^3 \frac{H_{jj'}^{(a)} - E_{n_v}^{(a)} \delta_{jj'}}{E_n^{(a)} - E_{n_v}^{(a)}}, \quad (9)$$

где $E_{n_v}^{(a)}$ ($v = 1, 2, 3$) – энергия дырки в трех других состояниях, отличных от состояния n ; $\delta_{jj'}$ – δ символ Дирака.

Подставляя выражения (8) и (9) в уравнение (7), а затем выражения (6) и (7) – в уравнение (5), после простых, но громоздких преобразований получаем для излучения вдоль вектора $\vec{H}$

$$I = I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-} = r_0 F; \quad (10)$$

$$P_{\text{цирк}} = \frac{I_{\sigma_+} - I_{\sigma_-}}{I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-}} = F^{-1} \left\{ (2A_0 + f_1 A_2) f_0 + (5 + \frac{41}{4} \frac{g_2}{g_1}) A_1 + A_3 f_2 - \right. \\ \left. - \frac{9}{2} \frac{g_2}{g_1} (1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1}) \left[A_2 f_0 + \frac{3}{2} (1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1}) A_3 \right] \gamma \right\}, \quad (11)$$

где

$$F = 4A_0 + A_2 f_3 + \left[4(1 + \frac{5}{2} \frac{g_2}{g_1}) A_1 + A_3 f_4 \right] f_0 - \\ - \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \left\{ \left[(A_1 + A_3 f_5) f_0 + (1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1}) A_2 \right] \gamma + \frac{27}{16} \frac{g_2}{g_1} (1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1}) A_3 f_0 \chi \right\}. \quad (12)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$f_0 = th(\frac{1}{2} \beta g_e \mu_0 H); \\ f_1 = 6(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1})^2 + \frac{1}{2} (1 + \frac{1}{4} \frac{g_2}{g_1})^2 + 9 \frac{g_2}{g_1} (1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1}); \\ f_2 = f_4 + \frac{1}{4} (1 + \frac{1}{4} \frac{g_2}{g_1})^3; \\ f_3 = 7(1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1})^2 - \frac{g_2}{g_1} (1 + \frac{5}{4} \frac{g_2}{g_1}); \\ f_4 = 9(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1}) (1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1}) (1 + \frac{13}{4} \frac{g_2}{g_1}) + (1 + \frac{1}{4} \frac{g_2}{g_1})^2 (1 + \frac{5}{2} \frac{g_2}{g_1}); \\ f_5 = \frac{3}{8} \left[10 + 37 \frac{g_2}{g_1} + \frac{285}{8} (\frac{g_2}{g_1})^2 \right]; \\ A_l = - \frac{\sum_{n=1}^4 a_l^{(n)} \exp(-\beta E_n^{(a)})}{\sum_{n=1}^4 \exp(-\beta E_n^{(a)})}; \\ a_0^{(n)} = \frac{E_{n_1}^{(a)} E_{n_2}^{(a)} E_{n_3}^{(a)}}{(g_1 \mu_0 H)^3} a_3^{(n)}; \\ a_1^{(n)} = \frac{E_{n_1}^{(a)} E_{n_2}^{(a)} + E_{n_1}^{(a)} E_{n_3}^{(a)} + E_{n_2}^{(a)} E_{n_3}^{(a)}}{(g_1 \mu_0 H)^2} a_3^{(n)}; \\ a_2^{(n)} = \frac{E_{n_1}^{(a)} + E_{n_2}^{(a)} + E_{n_3}^{(a)}}{g_1 \mu_0 H} a_3^{(n)};$$

$$a_3^{(n)} = \frac{(g_1 \mu_0 H)^3}{(E_n^{(a)} - E_{n_1}^{(a)})(E_n^{(a)} - E_{n_2}^{(a)})(E_n^{(a)} - E_{n_3}^{(a)})}; \\ \gamma = 4(h_x^2 h_y^2 + h_x^2 h_z^2 + h_y^2 h_z^2); \quad \chi = 16 h_x^2 h_y^2 h_z^2;$$

$r_0 = \text{const}$; h_i ($i = x, y, z$) – проекции единичного

вектора $\vec{h}$ на главные оси симметрии кристалла.

Обсуждение полученных результатов

А. Анализ общих формул

Как видно из выражений (10) – (12), интенсивность I и степень поляризации $P_{\text{цирк}}$ имеют сложную угловую зависимость, обусловленную как анизотропией зеемановского расщепления уровня акцептора (5, б) через величины A_l ($l = 0, 1, 2, 3$), так и анизотропией правил отбора (8) через величины γ и χ . Интересно заметить, что при $g_2 = 0$ полностью исчезает угловая зависимость в формулах (5, б) и (10) – (12), то есть при допущенных выше условиях зеемановское расщепление мелкого акцептора и связанная с ним люминесценция полупроводников типа GaAs не обнаруживают анизотропии. В этом случае выражения для I и $P_{\text{цирк}}$ сильно упрощаются:

$$I(g_2 = 0) = \frac{1}{3} |R_0|^2 (1 + \omega) \exp \left[\frac{1}{2} (g_1 - g_e) \beta \mu_0 H \right] \left[1 + \right. \\ \left. + 3 \exp((g_1 + g_e) \beta \mu_0 H) \right]; \quad (13)$$

$$P_{\text{цирк}}(g_2 = 0) = \frac{1 - \omega}{1 + \omega};$$

$$\omega = \frac{1 + 3 \exp(-(g_e + |g_1|) \beta \mu_0 H)}{3 \exp(2|g_1| \beta \mu_0 H) + \exp((|g_1| - g_e) \beta \mu_0 H)}. \quad (14)$$

При отсутствии магнитного поля $\omega = 1$ и из выражений (13), (14), как и следовало ожидать, получим: $I = 8|R_0|^2/3 = \text{const}$, $P_{\text{цирк}} = 0$.

Общие выражения (10) – (12) также существенно упрощаются при некоторых характерных значениях g_2/g_1 . Так, например, при $g_2/g_1 = -4/7$ анизотропия отсутствует для расщепленных уровней $E_N^{(a)}$, причем они попарно сливаются, образуя два дублетных состояния $E_{1,2}^{(a)} = -E_{3,4}^{(a)} = 3g_1 \mu_0 H/7$ (см. зависимость (5, б)), тогда как для I и $P_{\text{цирк}}$ анизотропия сохраняется в следующем упрощенном виде:

$$\begin{aligned}
I(g_2/g_1 = -\frac{4}{7}) &= \frac{2}{3} |R_0|^2 \exp\left(\left(\frac{g_e}{2} + \frac{3}{7} g_1\right) \beta \mu_0 H\right) (1 + \exp(-g_e \beta \mu_0 H)) \times (15) \\
&\times (1 + \exp(-\frac{6}{7} g_1 \beta \mu_0 H)) (1 + (1 - \frac{3}{4} \gamma) f_0' f_0'); \\
P_{\text{цирк}}(g_2/g_1 = -\frac{4}{7}) &= \frac{1}{2} \frac{f_0 + f_0'}{1 + (1 - \frac{3}{4} \gamma) f_0' f_0}; \\
f_0' &= th\left(\frac{3}{7} \beta g_e \mu_0 H\right). \quad (16)
\end{aligned}$$

В общем случае $g_2/g_1 \neq 0, -4/13, -2/5, -4/7$, зависимости I и $P_{\text{цирк}}$ от констант g_1, g_2 (или от g_2/g_1) и от направления магнитного поля ведут себя весьма сложно.

Представляет интерес анализ общих выражений для интенсивности (10) и циркулярной поляризации (11) в предельных случаях слабого и сильного магнитных полей.

1. При слабом магнитном поле ($\beta \mu_0 H < 1$) из выражений (10) и (11) находим

$$\begin{aligned}
I &= \frac{4}{3} |R_0|^2 \left[\left(1 + \frac{g_e \beta \mu_0 H}{2} \right) \right] \left[2 + \right. \\
&+ \left. g_e \left(g_1 + \frac{5}{2} g_2 \gamma \right) (\beta \mu_0 H)^2 \right]; \quad (17)
\end{aligned}$$

$$P_{\text{цирк}} = \frac{1}{4} \left(g_e + 5g_1 + \frac{41}{4} g_2 \right) \frac{\mu_0 H}{kT}. \quad (18)$$

Здесь сразу же заметим, что для индуцированной слабым магнитным полем степени циркулярной поляризации из выражения (18) в предельном случае $g_2 \rightarrow 0$ получим результат Дьяконова и Переля (1), причем g -фактор дырки в акцепторе совпадает с константой g_1 . В формуле (18) третье слагаемое $\frac{41}{4} g_2$ в скобке учитывает более тонкое парамагнитное взаимодействие акцептора с внешним магнитным полем (см. зависимость (2, б)) и описывает добавочный дырочный вклад в поляризацию. Видно, что константа зеемановского расщепления g_2 внесет заметный вклад в поляризацию даже при таких скромных значениях, как $g_2 \approx 0,1g_1$ (для кристаллов со структурой алмаза известны следующие экспериментальные значения: $g_1 = -1,15 \pm 0,05$, $g_2 = 0,45 \pm 0,05$, $g_e = 1,58$ [4; 7]) и необходимо его учитывать для аккуратной интерпретации соответствующих результатов исследования рекомбинационного излучения через мелкие акцепторы.

В рассматриваемом случае формально существует угловая зависимость для зеемановских

уровней $E_i^{(a)}$ (5, б) и интенсивности (17), но она не проявляется в поляризации излучения (18). Это объясняется тем, что при условии $\mu_0 H < kT$ интервал между зеемановскими подуровнями акцептора покрывается тепловым разбросом фононов ($\Delta E_{ij}^{(a)} \sim g_1 \mu_0 H < kT$), и вследствие этого индуцированные ориентации спинов дырок в акцепторе в среднем практически не зависят от направления магнитного поля. Следовательно естественно ожидать, что поляризация рекомбинационного излучения в данном случае не чувствительна к сливанию магнитных подуровней акцептора.

При условии $(|g_1|, |g_e|) \frac{\mu_0 H}{kT} \ll 1$, как видно из выражения (17), полная интенсивность излучения практически не зависит от магнитного поля и $I \approx 8|R_0|^2/3 = \text{const}$.

2. Условие сильного магнитного поля $(|g_1|, |g_e|) \frac{\mu_0 H}{kT} > 1$ практически легко выполнить при низких температурах с умеренными значениями напряженности H . Так, для температуры жидкого гелия получим $H > 3$ кЭ. С другой стороны развитая здесь теория справедлива при выполнении условия $\mu_0 H \ll E_0^{(a)}$ (где $E_0^{(a)}$ – энергия активации основного состояния акцептора) и при $E_0^{(a)} \approx 0,05$ эВ имеем $H \ll 500$ эВ, что дает основание считать сильными магнитные поля с $H \geq 50$ эВ уже при температуре жидкого азота.

В сильном магнитном поле заселенность частиц на расщепленных подуровнях сильно различается, что приводит к существенному различию в интенсивностях спектральных линий, связанных квантовыми переходами между различными магнитными уровнями зоны проводимости и акцептора. Так, вероятность разрешенного перехода между нижним электронным и верхним дырочным уровнями гораздо больше, чем остальных. Считая, что рассматриваемая люминесценция происходит только вследствие перехода электронов из нижнего магнитного подуровня зоны проводимости ($m = -1/2$) на верхний подуровень акцептора ($n = -3/2$) с $g_1 < 0$, из выражений (10) – (12) получим:

$$\begin{aligned}
I &= \frac{1}{6} |R_0|^2 \frac{(g_1 \mu_0 H)^3}{E_1^{(a)} (E_1^{(a)2} - E_2^{(a)2})} \exp\left((|g_e| \mu_0 H + \right. \\
&+ \left. E_1^{(a)}) / 2kT\right) \times F'; \quad (19)
\end{aligned}$$

$$P_{\text{цирк}} = \left\{ \pm \frac{E_1^{(a)}}{g_1 \mu_0 H} \left[f_1 - 2 \frac{E_2^{(a)^2}}{(g_1 \mu_0 H)^2} \right] + f_2 - \left(5 + \frac{41}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{E_1^{(a)^2}}{(g_1 \mu_0 H)^2} - \right. \\ \left. - \frac{9}{2} \frac{g_2}{g_1} \left(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \left[\frac{3}{2} \left(1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \pm \frac{E_1^{(a)}}{g_1 \mu_0 H} \right] \gamma \right\} / F' ; \quad (20)$$

$$F' = \frac{E_1^{(a)}}{g_1 \mu_0 H} \left(f_3 - 4 \frac{E_2^{(a)^2}}{(g_1 \mu_0 H)^2} \right) \pm \left[f_4 - 4 \left(1 + \frac{5}{2} \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{E_1^{(a)^2}}{(g_1 \mu_0 H)^2} - \right. \\ \left. - \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \left\{ \left[\left(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{E_1^{(a)}}{g_1 \mu_0 H} \pm \left(f_3 - \frac{E_1^{(a)^2}}{(g_1 \mu_0 H)^2} \right) \right] \gamma \pm \frac{27}{16} \frac{g_1}{g_2} \left(1 + \frac{7}{4} \frac{g_1}{g_2} \right) \chi \right\} \right] \quad (21)$$

где верхний знак (+) относится к случаю $g_e > 0$, а нижний (–) – к $g_e < 0$; $E_1^{(a)}$ и $E_2^{(a)}$ – энергии зеемановского расщепления двух верхних уровней акцептора (из них $E_1^{(a)}$ выше, чем $E_2^{(a)}$).

Согласно выражению (5, б) $E_i^{(a)} \sim H$, то, как видно из зависимостей (20) и (21), при $\mu_0 H / kT \gg 1$ степень индуцированной циркулярной поляризации не зависит от значения напряженности магнитного поля, в то же время такая зависимость для полной интенсивности сохраняется благодаря экспоненциальному множителю $\exp((|g_e| \mu_0 H + E_1^{(a)}) / 2kT)$. При этом I и $P_{\text{цирк}}$ обнаруживают сложные анизотропию и зависимость от g_2/g_1 со всеми вышеуказанными в начале пункта А особенностями.

Б. Результаты численного расчета. В дальнейшем при «сильном» магнитном поле выполнен численный расчет $I(\theta, g_2/g_1)$, $P_{\text{цирк}}(\theta, g_2/g_1)$ при $g_1 < 0$, результаты которого представлены на рис. 2 – 4. Для этих функций независимо от знака g_e -фактора можно указать три характерные области значений отношения g_2/g_1 : $g_2/g_1 < -4/7$; $g_2/g_1 > -4/13$ и $-4/7 \leq g_2/g_1 \leq -4/13$, в которых они проявляют специфические особенности.

Так, когда $g_e > 0$ при $g_2/g_1 > -4/13$ (область I), в произвольных направлениях кристалла наиболее вероятным квантовым переходом является $-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2}$ и он разрешен по правилу отбора. В этой области полная интенсивность излучения практически не имеет анизотропии и циркулярно поляризована по правому кругу (кривые 1 – 3 на рис. 2). А при $g_2/g_1 < -4/7$ (область II) наиболее вероятный переход запрещен и можно считать, что в кристаллах типа GaAs с такими значениями g_2/g_1 в произвольном направлении магнитного поля практически не происходит рекомбинационного излучения через мелкие акцепторы. В переходной области III при $-4/7$

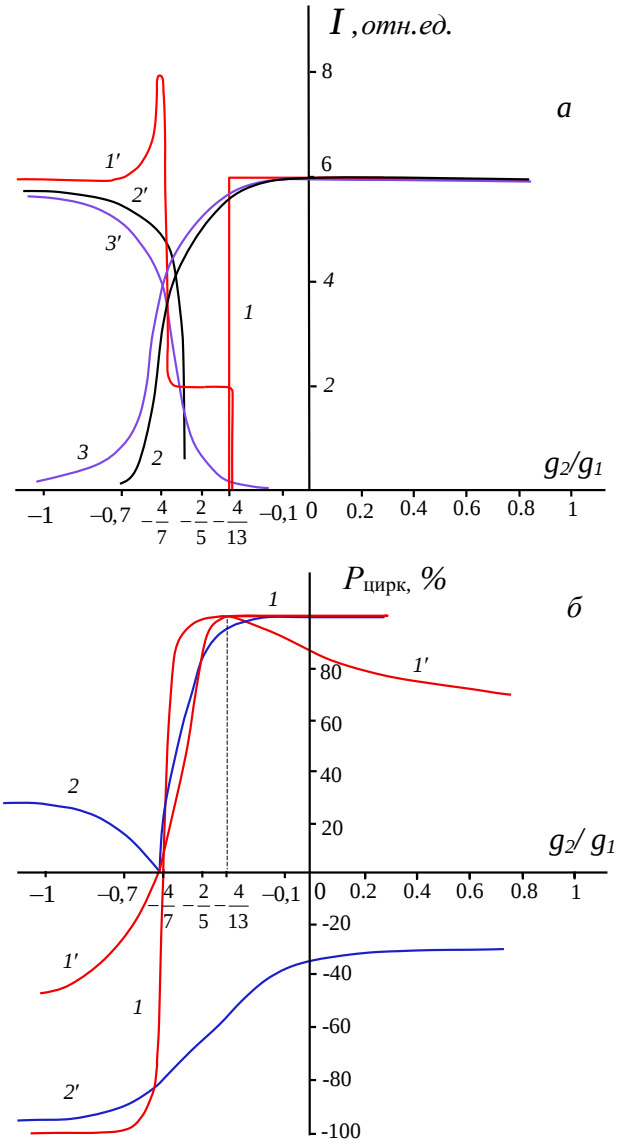


Рис. 2. Зависимость интенсивности (а) и степени циркулярной поляризации (б) излучения от g_2/g_1 в области критических значений $-4/7$, $-2/5$ и $-4/13$ для направлений $\vec{H} \parallel [001]$ (кривые 1, 1'), [110] (2, 2') и [111] (3, 3') при $g_e > 0$ (1–3) и $g_e < 0$ (1'–3')

Fig. 2. Dependence of the intensity (a) and degree of circular polarization (б) of radiation g_2/g_1 on the critical values of $-4/7$, $-2/5$ and $-4/13$ for the directions $\vec{H} \parallel [001]$ (curves 1, 1'), [110] (2, 2') and [111] (3, 3') for $g_e > 0$ (1–3) and $g_e < 0$ (1'–3')

$\leq g_2/g_1 \leq -4/13$ обнаруживаются существенные угловые зависимости I и $P_{\text{цирк}}$ люминесценции в магнитном поле, обусловленные анизотропией зеемановского расщепления уровня акцептора и непосредственной анизотропией волновых функций энергетических зон кристалла.

В случае $g_e < 0$ ($g_1 < 0$), как видно из кривых 1' – 3' (рис. 2), рекомбинация через мелкие акцепторы в кристаллах типа GaAs совершенно противоположно ведет себя в областях I и II значений g_2/g_1 по сравнению со случаем $g_e > 0$ ($g_1 < 0$).

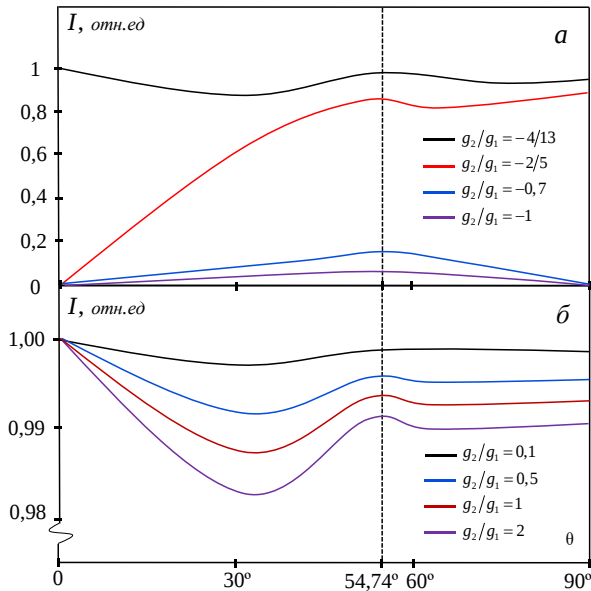


Рис. 3. Угловая зависимость интенсивности излучения для значений g_2/g_1 : $-4/13$, $-2/5$, $-0,7$, $-1,0$ при $g_e/g_1 < 0$ (а) и g_2/g_1 : $0,1$, $0,5$, $1,0$, $2,0$ при $g_e/g_1 > 0$ (б). Вектор $\vec{H}$ лежит в плоскости (110), θ – угол между $\vec{H}$ и осью [001]. Значение $\mu_0 H/kT$ фиксировано

Fig. 3. Angular dependence of the radiation intensity for the values g_2/g_1 : $-4/13$, $-2/5$, $-0,7$, $-1,0$ at (a) and g_2/g_1 : $0,1$, $0,5$, $1,0$, $2,0$ at $g_e/g_1 > 0$. The vector $\vec{H}$ lies in the plane (110), θ is the angle between and the axis [001].

The value $\mu_0 H/kT$ is fixed

Так, в области I отсутствует излучение в указанном выше смысле, а в области II наблюдается излучение, циркулярно поляризованное по левому кругу. А существенное различие переходной области в случаях, когда $g_e > 0$ и $g_e < 0$, заключается в том, что в первом случае в направлениях [001] и [110] наблюдается излучение только соответственно при $g_2/g_1 \geq -4/13$ и $g_2/g_1 \geq -4/7$, а во втором – при $g_2/g_1 \leq -4/13$ и $g_2/g_1 \leq -4/7$. Эти результаты в принципе легко можно объяснить, фиксируя положение и ход магнитных подуровней свободных электронов и мелкого акцептора в зависимости от g_1 , g_e и g_2/g_1 .

На рис. 2 представлены качественные зависимости I и $P_{\text{цирк}}$ от g_2/g_1 в окрестности критических значений $-4/7$, $-2/5$ и $-4/13$ для направлений $\vec{H} \parallel [001]$, $[110]$, $[111]$ при $g_e > 0$ и $g_e < 0$ с обнаруженными особенностями при численном расчете. Заметим, что случаи $g_e > 0$ и $g_e < 0$ ($g_1 < 0$) отличаются еще тем, что для них значения матричных элементов разрешенных переходов полностью не совпадают. Следует также отметить, что при $g_1 > 0$ характеры функций $P_{\text{цирк}}(\theta, g_2/g_1, H)$ и

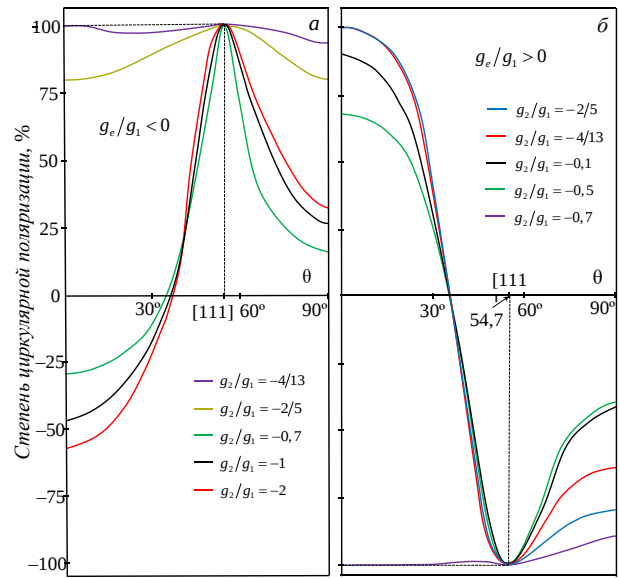


Рис. 4. Угловая зависимость степени циркулярной поляризации для значений g_2/g_1 : $-4/13$, $-2/5$, $-0,7$, $-1,0$, $-2,0$ при $g_e/g_1 < 0$ (а) и g_2/g_1 : $-2/5$, $-4/13$, $-0,1$, $-0,5$, $-0,7$ при $g_e/g_1 > 0$ (б). Значения $\vec{H}$ и θ выбраны также, как и на рис. 3

Fig. 4. Angular dependence of the degree of circular polarization for the values g_2/g_1 : $-4/13$, $-2/5$, $-0,7$, $-1,0$, $-2,0$ at $g_e/g_1 < 0$ (a) and g_2/g_1 : $-2/5$, $-4/13$, $-0,1$, $-0,5$, $-0,7$ at $g_e/g_1 > 0$ (b). The values $\vec{H}$ and θ are selected in the same way as in Fig. 3

$I(\theta, g_2/g_1, H)$ качественно не отличаются от случая $g_1 < 0$, в частности, исследуемые графики при $g_1 > 0$ ($g_e > 0$) и $g_1 < 0$ ($g_e < 0$) полностью совпадают.

На рис. 3 и 4 показаны угловые зависимости полной интенсивности и степени циркулярной поляризации излучения в «сильном» магнитном поле, рассчитанные для некоторых значений g_2/g_1 при $g_e/g_1 < 0$ (рис. 3, а, 4, а) и $g_e/g_1 > 0$ (рис. 3, б, 4, б). Характер зависимостей $I(\theta)$, $P_{\text{цирк}}(\theta)$ определяется знаком отношения g -факторов g_e/g_1 и g_2/g_1 . Видно, что при $g_e/g_1 < 0$, $g_2/g_1 < -4/13$ или $g_e/g_1 > 0$, $g_2/g_1 > -4/7$ величины I и $P_{\text{цирк}}$ существенно зависят от угла θ , а интенсивность люминесценции значительно уменьшается. В случае, когда $g_e/g_1 < 0$, $g_2/g_1 > -4/13$ или $g_e/g_1 > 0$, $g_2/g_1 < -4/7$, в сильном магнитном поле $\beta\mu_0 H \gg 1$ излучение в направлении $\vec{H}$ вне зависимости от угла θ почти полностью циркулярно поляризовано (с точностью до 2 % (рис. 4)), то есть анизотропия зеемановского расщепления в этом случае не проявляется в поляризации люминесценции.

Выводы

Методом инвариантов Пикуса и Бира получены общие выражения для полной интенсивности и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции на мелких акцепторных центрах полупроводников типа GaAs в продольном магнитном поле.

При слабом магнитном поле формально существует угловая зависимость для зеемановских уровней $E_i^{(a)}$ акцептора и полной интенсивности, однако она не проявляется в поляризации излучения. В случае $\mu_0 H \ll kT$ интенсивность излучения практически не зависит от магнитного поля.

При сильном магнитном поле $\beta\mu_0 H \gg 1$ характер угловых зависимостей $I(\theta)$, $P_{\text{цирк}}(\theta)$ определяется знаком отношения g -факторов g_e/g_1 и g_2/g_1 . В случае, когда $g_e/g_1 < 0$, $g_2/g_1 > -4/13$ или $g_e/g_1 > 0$, $g_2/g_1 < -4/7$, излучение в направлении вектора H почти полностью циркулярно поляризовано вне зависимости от угла θ . При $g_e/g_1 < 0$, $g_2/g_1 < -4/13$ или $g_e/g_1 > 0$, $g_2/g_1 > -4/7$, в сильном магнитном поле интенсивность люминесценции значительно уменьшается, а величины I и $P_{\text{цирк}}$ существенно зависят от угла θ .

Изучение зависимости интенсивности и степени поляризации люминесценции в магнитном поле, обусловленной оптическим переходом свободных электронов на уровень мелкого акцептора, от ориентации вектора $\vec{H}$ в кристалле позволяет, в принципе, найти значения констант g_1 и g_2 , а также установить некоторые характерные особенности функций $I(\theta, g_2/g_1, H)$, $P_{\text{цирк}}(\theta, g_2/g_1, H)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бир Г.Л., Пикус Г.Е. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. Москва: Наука, 1972:584.
- Дьяконов М.И., Перель В.И. О циркулярной поляризации рекомбинационного излучения полупроводников в слабом магнитном поле. *ФТТ*. 1972;14(5):1452.
- Ivchenko E.L., Grigory Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena: 110 Springer; 2nd ed. Hardcover; 1997:395*.
- Димитриев Г.С., Крайнов И.В., Сапега В.Ф., Аверкиев Н.С., Debus J., Lahderanta E. Энергетическая структура одиночного акцептора Mn в GaAs:Mn. *ФТТ*. 2018; 60(8):1556-1565.
- Ивченко Е.Л. Магнитная циркулярная поляризация фотолюминесценции экситонов. *ФТТ*. 2018;60(8):1503–1514.
- Akimov I.A., Godde T., Kavokin K.V., Yakovlev D.R., Reshina I.I., Sedova I.V., Sorokin S.V., Ivanov S.V., Kusrayev Yu.G., Bayer M. Dynamics of exciton magnetic polarons in CdMnSe/CdMgSe quantum wells: Effect of self-localization. *Phys. Rev. B*. 2017; 95:155303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.155303>
- Shamirzaev T.S., Debus J., Yakovlev D.R., Glazov M.M., Ivchenko E.L., Bayer M. Dynamics of exciton recombination in strong magnetic fields in ultra-thin GaAs/AlAs quantum well with in direct band gap and type-II band alignment, *Phys. Rev. B*. 2016;94:045411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.045411>
- Dietl T., Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures. *Reviews of Modern Physics*. 2014;86(1):187–251. <https://doi.org/10.1103/revmodphys.86.187>
- Bozkurt M., Mahani M.R., Studer P., Tang J.-M., Schofield S.R., Curson N.J., Flatte M.E., Silov A.Yu., Hirjibehedin C.F., Canali C.M., Koenraad P.M. Magnetic anisotropy of single Mn acceptors in GaAs in an external magnetic field. *Physical Review B*. 2013;88(20):205203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.205203>
- Parchinskiy P., Gazizulina A.S., Nasirov A.A., Yuldashev S.U. Anisotropic Magnetoresistance of Gammas: Be. Available at SSRN. 2023;4548055. <https://dx.doi.org/10.2139/ssrn.4548055>
- Reyes-Gómez E., Perdomo-Leiva C.A., Oliveira L.E., de Dios-Leyva M. Magnetic-field effects on shallow impurities in semiconductor GaAs-(Ga, Al) As quantum wells and superlattices within a fractional-dimensional space approach. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2000;8(3):239–247. [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(00\)00154-5](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(00)00154-5)
- Петров П.В., Иванов Ю.Л., Романов К.С., Тонких А.А., Аверкиев Н.С. Циркулярно поляризованная фотолюминесценция, связанная с A(+) -центрами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. *ФТП*. 2006;40(9):1099–1102.
- Nefyodov Yu.A., Shchepetilnikov A.V., Kukushkin I.V., Dietsche W., Schmult S. g-factor anisotropy in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well probed by electron spin resonance. *Phys. Rev.* 2011;B 83:041307(R). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.041307/>
- Semina M.A., Suris R.A. Holes localized in nanostructures in an external magnetic field: g-factor and mixing of states. *Semiconductors*.

- 2015;49(6):797–806.
<https://doi.org/10.1134/S1063782615060214>
15. Semina M.A., Golovatenko A.A., Rodina A.V. Cubic anisotropy of hole Zeeman splitting in semiconductor nanocrystals. *Physical Review B*. 2023;B108(23):235310.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.235310>
 16. Yesilgul U., Ungan F., Sakiroğlu S., Duque C., Mora-Ramos M., Kasapoglu E., Sari H., Sökmén I. The effect of magnetic field on the impurity binding energy of shallow donor impurities in a $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ quantum well. *Nanoscale research letters*. 2012;7(1):586.
<https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-586>
 17. Abramov A. Magnetic-field effects on donor impurity states in a quantum well. *World Journal of Condensed Matter Physics*. 2012;(2):188–191.
<https://doi.org/10.4236/wjcmp.2012.24031>
 18. López Aristizábal A.M., Mora Rey F., Morales Á.L., Vinasco J.A., Duque C.A. Electric and magnetic fields effects in vertically coupled $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ conical quantum dots. *Condens. Matter*. 2023;8(3):71.
<https://doi.org/10.3390/condmat8030071>
 19. Yulchiev I.I. (2023). The analysis of the numerical calculation of shallow acceptor levels of AIIIBV crystals in a magnetic field. *ISJ Theoretical & Applied Science*. 2023;06(122):309–315.
<https://doi.org/10.15863/tas.2023.06.122.50>
 20. Ивченко Е.Л., Бакалейников Л.А., Афанасьев М.М., Калевич В.К. Спин-зависимая рекомбинация в твердых растворах $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ в наклонном магнитном поле. *Физика твердого тела*. 2016;58(8):1490–1498.
- ### REFERENCES
1. Bir G.L., Pikus G.E. *Symmetry and deformation effects in semiconductors*. Moscow: Nauka, 1972:584. (In Russ.).
 2. Diakonov M.I., Perel V.I. On the circular polarization of recombination radiation of semiconductors in a weak magnetic field. *FTT*. 1972;14(5):1452. (In Russ.).
 3. Ivchenko E.L., Grigory Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena*: 110 Springer; 2nd ed. Hardcover; 1997:395.
 4. Dimitriev G.S., Kraynov I.V., Sapieha V.F., Averkiev N.S., Debus J., Lahderanta E. *Energy structure of a single Mn acceptor in GaAs:Mn*. *FTT*. 2018;60(8):1556–1565 (In Russ.).
 5. Ivchenko E.L. Magnetic circular polarization of exciton photoluminescence. *FTT*. 2018; 60(8):1503–1514. (In Russ.).
 6. Akimov I.A., Godde T., Kavokin K.V., Yakovlev D.R., Reshina I.I., Sedova I.V., Sorokin S.V., Ivanov S.V., Kusrayev Yu.G., Bayer M. Dynamics of exciton magnetic polarons in $\text{CdMnSe}/\text{CdMgSe}$ quantum wells: Effect of self-localization. *Phys. Rev. B*. 2017;B 95:155303.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.155303>
 7. Shamirzaev T.S., Debus J., Yakovlev D.R., Glazov M.M., Ivchenko E.L., Bayer M. Dynamics of exciton recombination in strong magnetic fields in ultra-thin GaAs/AlAs quantum well with in direct band gap and type-II band alignment, *Phys. Rev. B*. 2016;94:045411.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.045411>
 8. Dietl T., Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures. *Reviews of Modern Physics*. 2014;86(1):187–251.
<https://doi.org/10.1103/revmodphys.86.187>
 9. Bozkurt M., Mahani M.R., Studer P., Tang J.-M., Schofield S.R., Curson N.J., Flatte M.E., Silov A.Yu., Hirjibehedin C.F., Canali C.M., Koenraad P.M. Magnetic anisotropy of single Mn acceptors in GaAs in an external magnetic field. *Physical Review B*. 2013;88(20):205203.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.205203>
 10. Parchinskiy P., Gazizulina A.S., Nasirov A.A., Yuldashev S.U. Anisotropic Magnetoresistance of Gammas: Be. Available at SSRN. 2023;4548055.
<https://dx.doi.org/10.2139/ssrn.4548055>
 11. Reyes-Gómez E., Perdomo-Leiva C.A., Oliveira L.E., de Dios-Leyva M. Magnetic-field effects on shallow impurities in semiconductor $\text{GaAs}-(\text{Ga}, \text{Al}) \text{As}$ quantum wells and superlattices within a fractional-dimensional space approach. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2000;8(3):239–247.
[https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(00\)00154-5](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(00)00154-5)
 12. Petrov P.V., Ivanov Yu.L., Romanov K.S., Tonkikh A.A., Averkiev N.S. Circularly polarized photoluminescence associated with A(+) centers in $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ quantum wells. *FTP*. 2006;40(9):1099–1102. (In Russ.).
 13. Nefyodov Yu.A., Shchepetilnikov A.V., Kukushkin I.V., Dietsche W., Schmult S. g-factor anisotropy in a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well probed by electron spin resonance. *Phys. Rev.* 2011;B 83:041307(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.041307>
 14. Semina M.A., Suris R.A. Holes localized in nanostructures in an external magnetic field: g-factor and mixing of states. *Semiconductors*. 2015;49(6):797–806.
<https://doi.org/10.1134/S1063782615060214>
 15. Semina M.A., Golovatenko A.A., Rodina A.V. Cubic anisotropy of hole Zeeman splitting in

- semiconductor nanocrystals. *Physical Review B*. 2023;B108(23):235310.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.235310>
16. Yesilgul U., Ungan F., Sakiroğlu S., Duque C., Mora-Ramos M., Kasapoglu E., Sari H., Sökmén I. The effect of magnetic field on the impurity binding energy of shallow donor impurities in a $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ quantum well. *Nanoscale research letters*. 2012;7(1):586.
<https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-586>
 17. Abramov A. Magnetic-field effects on donor impurity states in a quantum well. *World Journal of Condensed Matter Physics*. 2012;(2):188–191.
<https://doi.org/10.4236/wjcmp.2012.24031>
 18. López Aristizábal A.M., Mora Rey F., Morales Á.L., Vinasco J.A., Duque C.A. Electric and magnetic fields effects in vertically coupled $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ conical quantum dots. *Condens. Matter*. 2023;8(3):71.
<https://doi.org/10.3390/condmat8030071>
 19. Yulchiev I.I. (2023). The analysis of the numerical calculation of shallow acceptor levels of AIII BV crystals in a magnetic field. *ISJ Theoretical & Applied Science*. 2023; 06(122):309–315.
<https://doi.org/10.15863/tas.2023.06.122.50>
 20. Ivchenko E.L., Bakaleynikov L.A., Afanasyev M.M., Kalevich V.K. Spin-dependent recombination in $\text{GaAs}_{1-x}\text{Nx}$ solid solutions in an inclined magnetic field. *Solid State Physics*. 2016;58(8):1490-1498. (In Russ.).

Сведения об авторах

Уктам Рахимович Саломов, д.ф.-м.н., профессор,
 Ферганский политехнический институт
E-mail: uktam.salomov@polito.it
ORCID: 0000-0001-9350-9284

Носиржон Хайдарович Юлдашев, д.ф.-м.н., профессор,
 профессор кафедры физики, Ферганский политехнический институт
E-mail: uzferfizika@mail.ru
ORCID: 0000-0003-0226-3528
SPIN-код: 6884-1461

Ифтихоржон Исакович Юлчиев, ассистент кафедры
 физики, Ферганский политехнический институт
E-mail: iftixorjon.yulchiyev@gmail.com
ORCID: 0000-0001-9346-0441
SPIN-код: 1822-4708

Information about authors

Uktam R. Salomov, Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor,
 Fergana Polytechnic Institute
E-mail: uktam.salomov@polito.it
ORCID: 0000-0001-9350-9284

Nosirjon Kh. Yuldashev, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor,
 Professor of the Department of Physics, Fergana Polytechnic Institute
E-mail: uzferfizika@mail.ru
ORCID: 0000-0003-0226-3528
SPIN-код: 6884-1461

Iftikhorjon I. Yulchiev, assistant of the department of
 physics, Fergana Polytechnic Institute
E-mail: iftixorjon.yulchiyev@gmail.com
ORCID: 0000-0001-9346-0441
SPIN-код: 1822-4708

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.
 The authors declare that there is no conflict of interest.

Поступила в редакцию 28.05.2024
 После доработки 19.06.2024
 Принята к публикации 21.06.2024

Received 28.05.2024
 Revised 19.06.2024
 Accepted 21.06.2024