

# Двухфотонное внутризонное поглощение поляризованного света и его линейно-циркулярный дихроизм в алмазоподобных полупроводниках

© Р.Я. Расулов, Ф. Касымов, Н.У. Кодиров, У.М. Исомиддинова

Ферганский государственный университет,  
150100 Фергана, Узбекистан

E-mail: r\_rasulov51@mail.ru

Поступила в Редакцию 2 мая 2023 г.

В окончательной редакции 25 июня 2023 г.

Принята к публикации 17 июля 2023 г.

Развивается теория внутризонного двухфотонного-двухквантового поглощения сильной световой волны в полупроводниках со сложной зоной. Получено аналитическое выражение для вероятности двухфотонного внутризонного перехода, содержащее зависимость от интенсивности, вектора поляризации и частоты поглощаемого света, а также от зонных параметров полупроводника, где учтен вклад в коэффициенты двухквантового поглощения света эффекта Раби. Показано, что форма края поглощения и линейно-циркулярного дихроизма зависит от степени поляризации света и от параметра Раби.

**Ключевые слова:** двухквантовое поглощение света, эффект Раби, линейно-циркулярный дихроизм, полупроводник со сложной зоной, матричные элементы и вероятности оптических переходов.

DOI: 10.21883/FTP.2023.05.56207.4975

## 1. Введение

Открытие интенсивных квантовых генераторов лазерного излучения стимулировало развитие нелинейных по интенсивности оптических явлений в конденсированных средах, в частности в полупроводниках [1–3]. В этом аспекте представляется необходимым исследование нелинейных оптических свойств как узкозонных, так и широкозонных полупроводников, что связано с необычностью и сложностью свойств данного эффекта, возможностью получения новой информации о зонных свойствах кристаллов и перспективой широкого практического применения.

Двухфотонные нелинейные оптические явления, обусловленные внутризонными переходами в полупроводниках, были выполнены в работах [1–3], где расчет двухфотонных матричных элементов проведен по теории возмущений по полю неполяризованного света в двухзонном приближении Кейна [2,3]. В работах [4–7] проведено исследование двух- и трехфотонных линейно-циркулярных дихроизмов (ЛЦД)<sup>1</sup> в кристаллах кубической решетки. В работах [8–22] исследовано многофотонное поглощение поляризованного излучения в полупроводниках со сложной зоной, обусловленное вертикальными оптическими переходами между подзонами валентной зоны с легкой и тяжелой массой. В [18] исследовано нелинейное однофотонное поглощение света в полуметаллах Вейля в зависимости от степени поляризации.

В вышеперечисленных работах считается, что нелинейность по интенсивности коэффициента однофотон-

<sup>1</sup> Двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм, обусловленный межзонными оптическими переходами электронов, предсказан Е.Л. Ивченко в работе [4].

ного поглощения света возникает за счет эффекта Раби [19], и она в внутризонном [9,10,16–18] поглощении света обусловлена фотоиндуцированной добавкой в функции распределения электронов и дырок, определяемой временем релаксации по энергии импульса  $\delta$ -функцией Дирака, т.е. законом сохранения энергии.

В работах [8,11,14] исследован ЛЦД в германии дырочной проводимости в случае, когда в поглощение вносят сопоставимые вклады  $n$ -фотонные процессы с  $n = (1–5)$ . В [16,17] исследован вклад эффекта Раби — эффекта когерентного насыщения — в четырехфотонное поглощение поляризованного света, обусловленное внутризонными оптическими переходами.

В настоящей работе проведены расчеты спектрально-поляризационных зависимостей внутризонного двухфотонного, т.е. двухквантового, поглощения света (ДКПС) и его ЛЦД в полупроводниках тетраэдрической симметрии в трехзонной модели Кейна. При этом учтены вклады в многоквантовый процесс виртуальных состояний, находящиеся как в подзонах валентной зоны и в зоне спин-орбитального расщепления, так и в зоне проводимости, где учтен вклад эффекта Раби.

## 2. Двухфотонное внутризонное поглощение поляризованного света в узкозонных полупроводниках

Следуя работам [10,13–17], при дальнейших расчетах спектральной и температурной зависимости коэффициента ДФПС  $K^{(2)}$ , где волновым вектором света пренебрегается, считается, что  $k' = k_{1,2} \cong k$  ( $k'$ ,  $k$  и  $k_{1,2}$ ) — волновой вектор носителей тока в конечном (начальном

и промежуточном) состоянии. Тогда

$$K_{V,\pm 1/2;V,\pm 3/2}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} 2\hbar\omega \frac{1}{I} \rho(2\hbar\omega) F(\beta, 2, \omega) \times \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \left\langle \frac{|M_{m'm}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2} |M_{m'm}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle \quad (1)$$

или

$$K_{hh, lh}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} 2\hbar\omega \frac{1}{I} \rho(2\hbar\omega) F(\beta, 2, \omega) \times \left( \left\langle \frac{|M_{V,\pm 1/2;V,\pm 3/2}^{(12)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2} |M_{V,\pm 1/2;V,\pm 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle + \left\langle \frac{|M_{V,\pm 1/2;V,\mp 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2} |M_{V,\pm 1/2;V,\mp 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle \right), \quad (2)$$

где  $\rho(2\hbar\omega)$  — плотность состояний носителей тока, участвующих в двухфотонных оптических переходах, где учтен закон сохранения энергии,  $F(\beta, 2, \omega)$  — функция распределения носителей тока в начальном состоянии,  $\beta^{-1} = k_B T$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура образца:

$$F(\beta, 2, \omega) = \exp[\beta(\mu - E_{L=hh}(k_{lh, hh}^{(2\omega)}))],$$

$$E_{hh}(k_{lh, hh}^{(2\omega)}) = \frac{m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}} 2\hbar\omega,$$

$$\rho(\hbar\omega) = \frac{m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}} k_{lh, hh}^{(2\omega)} / (\pi^2 \hbar^2)$$

и при этом учтено, что  $2\hbar\omega \gg k_B T$ .

Теперь требуется произвести угловое усреднение модулей квадратов рассматриваемых матричных элементов:

$$\left\langle \frac{|M_{V,\pm 1/2;V,\pm 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2} |M_{V,\pm 1/2;V,\pm 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle + \left\langle \frac{|M_{V,\pm 1/2;V,\mp 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2} |M_{V,\pm 1/2;V,\mp 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle, \quad (3)$$

где вклад эффекта когерентного насыщения в коэффициент ДФПС производится именно этими радикалами последних соотношений. Таким образом, расчеты без учета вклада эффекта когерентного насыщения в коэффициент ДФПС описывается выражением

$$\left\langle |M_{V,+1/2;V,+3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2 \right\rangle + \left\langle |M_{V,\pm 1/2;V,\mp 3/2}^{(2)}(\mathbf{k})|^2 \right\rangle,$$

так что в дальнейших расчетах будем учитывать оба случая и анализировать полученные теоретические результаты для каждого типа оптических переходов.

### 3. Двухфотонные оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок

Если считаем, что происходят оптические переходы из ветви тяжелых дырок в ветви легких дырок, где промежуточные состояния носителей тока находятся в подзонах валентной зоны, то матричный элемент двухфотонного оптического перехода определяется соотношением

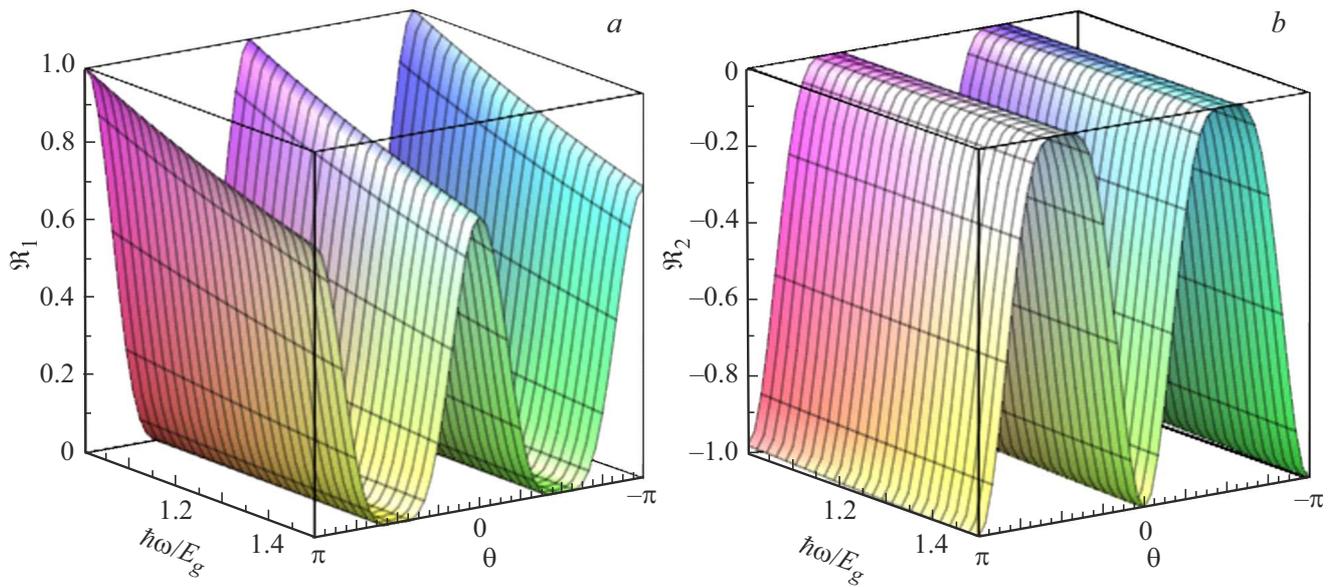
$$\begin{aligned} | + 3/2 \rangle \rightarrow | m \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle &= \frac{M_{+1/2;+3/2}^{(1)} M_{+3/2;+3/2}^{(1)}}{E_{hh} - E_{hh} - \hbar\omega} \\ &+ \frac{M_{+1/2;+1/2}^{(1)} M_{+1/2;+3/2}^{(1)}}{E_{lh} - E_{hh} - \hbar\omega} + M_{+1/2;+3/2}^{(2)} \\ &= \frac{M_{+1/2;+3/2}^{(1)} M_{+3/2;+3/2}^{(1)}}{(-\hbar\omega)} + \frac{M_{+1/2;+1/2}^{(1)} M_{+1/2;+3/2}^{(1)}}{(\hbar\omega)} \\ &+ M_{+1/2;+3/2}^{(2)} = -5\sqrt{3} \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 B e'_+ e_{z'}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $M^{(1)}(m \rightarrow m') = M_{m'm}^{(1)}(\mathbf{k})$  — матричный элемент однофотонного (одновременно поглощающий два фотона) оптического перехода, откуда получается выражение для квадрата модуля оптического перехода  $| \pm 3/2 \rangle \rightarrow | m \rangle \rightarrow | \pm 1/2 \rangle$  и имеем  $75 \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 B^2 |e'_+ e_{z'}|^2$ , а для оптического перехода  $| \pm 3/2 \rangle \rightarrow | m \rangle \rightarrow | \mp 1/2 \rangle$  имеем  $\frac{3}{4} \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 B^2 (36e_z^2 |e'_+|^2 + |e'^2|^2)$ .

Если внутризонные оптические переходы происходят между подзонами легких и тяжелых дырок, то промежуточные состояния находятся как в зоне проводимости, так и в зоне спин-орбитального расщепления. Тогда матричные элементы оптических переходов определяются следующим образом:

$$a) | + 3/2 \rangle \rightarrow | c, m \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle + | + 3/2 \rangle \rightarrow$$

$$\begin{aligned} | \Delta, m \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle &= \frac{M_{V,+1/2;c,+1/2}^{(1)} M_{c,+1/2;V,+3/2}^{(1)}}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} \\ &+ \frac{M_{V,+1/2;c,-1/2}^{(1)} M_{c,-1/2;V,+3/2}^{(1)}}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} \\ &+ \frac{M_{V,+1/2;SO,+1/2}^{(1)} M_{SO,+1/2;V,+3/2}^{(1)}}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \\ &+ \frac{M_{V,+1/2;SO,-1/2}^{(1)} M_{SO,-1/2;V,+3/2}^{(1)}}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \\ &= \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \sqrt{\frac{1}{3}} \\ &\times \left( \frac{p_{cV}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - \frac{3B^2 k^2}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \right) e'_z e'_-; \end{aligned} \quad (5)$$



**Рис. 1.** Спектрально-поляризационная зависимость величин  $\tilde{\mathfrak{R}}_1$  и  $\tilde{\mathfrak{R}}_2$ , с помощью которых определяется спектрально-поляризационная зависимость коэффициента ДФПС в GaAs при освещении линейно поляризованным светом, без учета вклада эффекта когерентного насыщения. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

$$b) | -3/2 \rangle \rightarrow |c, m \rangle \rightarrow | +1/2 \rangle + | -3/2 \rangle \rightarrow$$

$$\begin{aligned}
 |SO, m \rangle \rightarrow | +1/2 \rangle &= \frac{M_{V,+1/2;c,+1/2}^{(1)} M_{c,+1/2;V,-3/2}^{(1)}}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} \\
 &+ \frac{M_{V,+1/2;c,-1/2}^{(1)} M_{c,-1/2;V,-3/2}^{(1)}}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} \\
 &+ \frac{M_{V,+1/2;SO,+1/2}^{(1)} M_{\Delta SO,+1/2;V,-3/2}^{(1)}}{E_{\Delta} - E_{hh} - \hbar\omega} \\
 &+ \frac{M_{V,+1/2;SO,-1/2}^{(1)} M_{SO,-1/2;V,-3/2}^{(1)}}{E_{\Delta} - E_{hh} - \hbar\omega} \\
 &= \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \frac{1}{2\sqrt{3}} \\
 &\times \left( \frac{p_{cv}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - 9 \frac{B^2 k^2}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \right) e_+^{\prime 2}. \tag{6}
 \end{aligned}$$

Остальные матричные элементы определяются аналогичным образом. Таким образом, матричные элементы этих оптических переходов можно представить в виде следующей матрицы:

$$\begin{aligned}
 \tilde{M}^{(2)} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \frac{p_{cv}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} \begin{bmatrix} 2e'_z e'_- & e_-^{\prime 2} \\ -e_+^{\prime 2} & 2e'_z e'_+ \end{bmatrix} \\
 &- \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} B^2 k^2 \begin{bmatrix} 2e'_z e'_- & 3e_-^{\prime 2} \\ -3e_+^{\prime 2} & 2e'_z e'_+ \end{bmatrix}.
 \end{aligned}$$

Поскольку коэффициент двухфотонного линейно циркулярного дихроизма и коэффициент ДФПС определя-

ются квадратом модулей составных матричных элементов, для вышеуказанных оптических переходов можно представить как

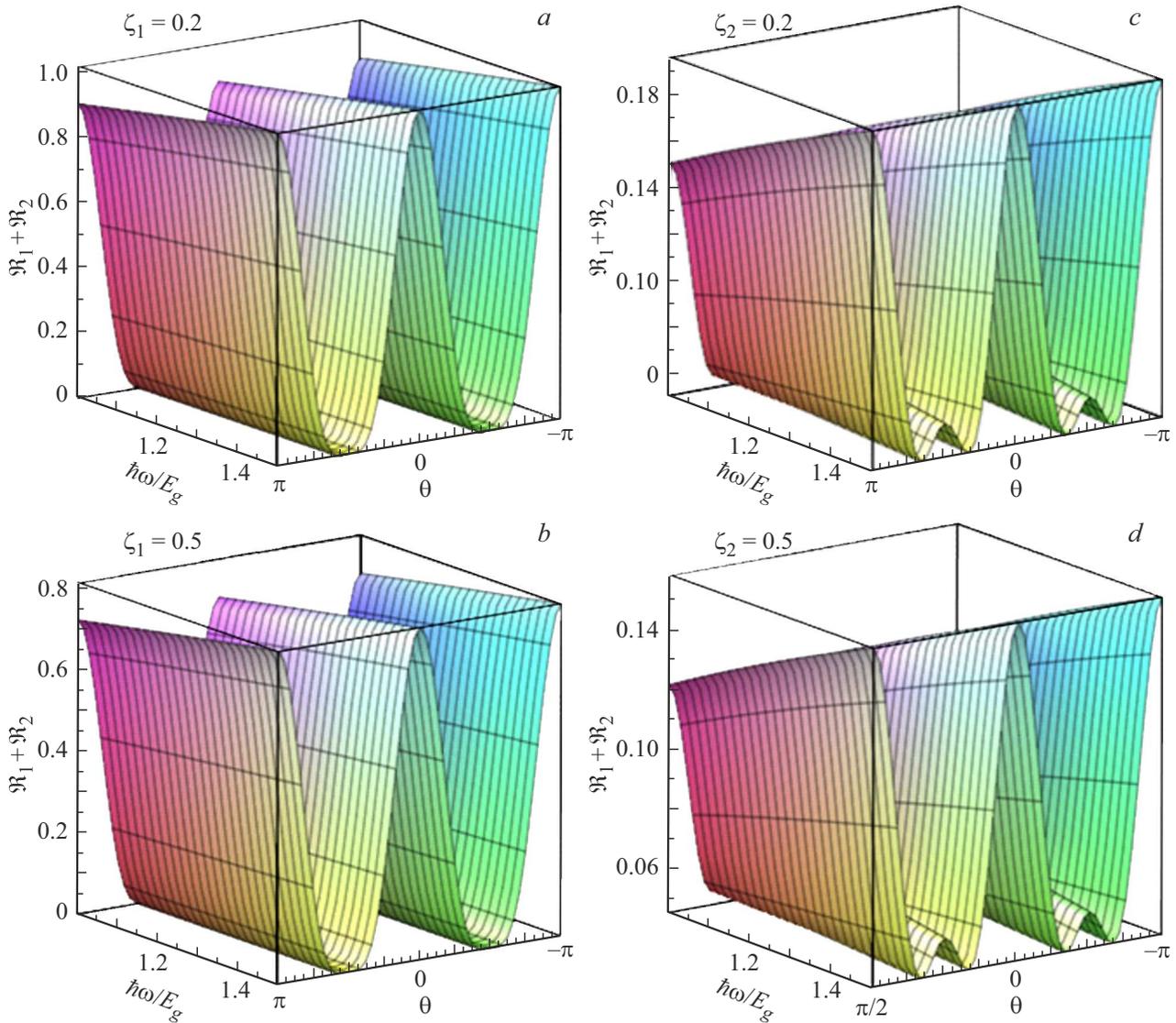
$$\begin{aligned}
 |\tilde{M}^{(2)}|^2 &= \begin{bmatrix} \mathfrak{R}_1 e_z^{\prime 2} |e'_-|^2 & \mathfrak{R}_2 |e'_-|^4 \\ -\mathfrak{R}_2 |e'_+|^4 & \mathfrak{R}_1 e_z^{\prime 2} |e'_+|^2 \end{bmatrix} \\
 &- \begin{bmatrix} \mathfrak{R}_1 e_z^{\prime 2} |e'_-|^2 & \mathfrak{R}_2 |e'_-|^4 \\ -\mathfrak{R}_2 |e'_+|^4 & \mathfrak{R}_1 e_z^{\prime 2} |e'_+|^2 \end{bmatrix} \tag{7}
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{R}_1 &= \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \frac{1}{3} \\
 &\times \left( \frac{p_{cv}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - \frac{3B^2 k^2}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \right)^2 e_z^{\prime 2} |e'_-|^2, \tag{8}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{R}_2 &= \frac{1}{12} \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \\
 &\times \left( \frac{p_{cv}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - 9 \frac{B^2 k^2}{E_{SO} - E_{hh} - \hbar\omega} \right)^2 |e_z^{\prime 2}|^2. \tag{9}
 \end{aligned}$$

Матричные элементы двухфотонных переходов, протекающих между спин-отщепленной зоной и зоной проводимости, определяются аналогичным образом, как в вышеприведенных случаях. Отметим, что при этом виртуальные состояния носителей тока находятся в подзонах валентной зоны, в зоне проводимости и зоне спин-орбитального расщепления.



**Рис. 2.** Спектрально-поляризационная зависимость суммарного коэффициента  $\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2$  как для линейно (*a, b*), так и для циркулярно поляризованного света (*c, d*), с помощью которого определяется коэффициент двухфотонного поглощения поляризованного света в InSb с учетом вклада эффекта когерентного насыщения для двух значений параметра Раби.

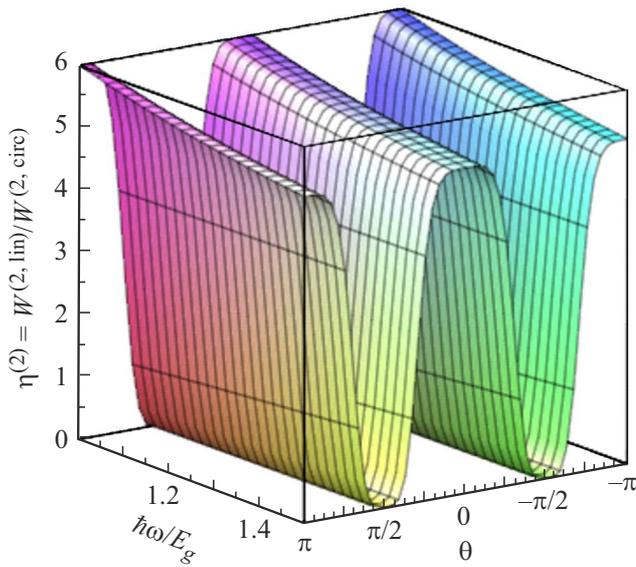
#### 4. Спектрально-поляризационные зависимости коэффициента ДФПС и ЛЦД

Теперь проанализируем спектрально-поляризационную зависимость коэффициента ДФПС, которая определяется с помощью функций  $\mathfrak{R}_1$  и  $\mathfrak{R}_2$ . Для этого перепишем выражения (2) с учетом (7). Спектрально-поляризационная зависимость коэффициента ДФПС кристалла GaAs как без учета (см. рис. 1), так и с учетом вклада эффекта когерентного насыщения (рис. 2), а также двухфотонного ЛЦД (см. рис. 2, 3), обусловленного оптическими переходами между подзонами валентной зоны с легкой и тяжелой массой, где промежуточные состояния находятся в зонах проводимости и спин- орбитального расщепления (см.

рис. 1), имеют осцилляционный характер относительно угла между векторами поляризации и носителями тока для линейно поляризованного света и относительно угла между волновыми векторами фотона и носителями тока для циркулярно-поляризованного света. Из рис. 1 видно, что при этом различны амплитуда, период и фаза осцилляции. Заметим также, что в GaAs коэффициент двухфотонного ЛЦД  $< 1$ .

При учете вклада в коэффициент двухфотонного ЛЦД эффекта когерентного насыщения выражения (8) и (9) принимают вид

$$\tilde{\mathfrak{R}}_1 = \left\langle \frac{\xi_1 e_z'^2 |e'^2|^2}{\sqrt{1 + \xi_1 e_z'^2 |e'_-|^2}} \right\rangle, \quad \tilde{\mathfrak{R}}_2 = \left\langle \frac{\xi_2 |e_-^2|^2}{\sqrt{1 + \xi_2 |e_-^2|^2}} \right\rangle, \tag{10}$$



**Рис. 3.** Спектрально-поляризационная зависимость двухфотонного ЛЦД в InSb, обусловленного оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок с учетом вклада эффекта когерентного насыщения.

где параметры Раби

$$\xi_1 = 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \xi_1, \quad \xi_2 = 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \xi_2, \quad (11)$$

$$\xi_1 = \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \frac{1}{3} \left( \frac{p_{cV}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - \frac{3B^2 k^2}{E_\Delta - E_{hh} - \hbar\omega} \right)^2,$$

$$\xi_2 = \frac{1}{12} \left( \frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \left( \frac{p_{cV}^2}{E_c - E_{hh} - \hbar\omega} - 9 \frac{B^2 k^2}{E_\Delta - E_{hh} - \hbar\omega} \right)^2 |e'^2|^2.$$

Сопоставляя данные рис. 1 получим, что учет вклада эффекта когерентного насыщения приводит к уменьшению амплитуды осцилляции с ростом частоты света независимо от угла между векторами поляризации и волнового вектора носителей тока как для линейно поляризованного, так и для циркулярно поляризованного света. Это связано с тем, что спектрально-поляризационная зависимость для линейно поляризованного света описывается углом между векторами поляризации и носителями тока, а для циркулярно поляризованного света — углом между векторами фотона и носителями тока. Количественные расчеты проводились при  $\xi_{1,2} = 0.2$ .

Расчеты показывают, что для GaAs с ростом частоты света вклад в суммарный коэффициент двухфотонного ЛЦД слагаемого, пропорционального величине  $\mathfrak{R}_1$ , уменьшается относительно вклада слагаемого, пропорционального величине  $\mathfrak{R}_2$ , вне зависимости от угла между векторами  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{q}$ : если частота света увеличивается в 1.4 раза, то этот вклад уменьшается в 2.5 раза, где  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации света,  $\mathbf{k}(\mathbf{q})$  — волновой вектор носителей тока (фотона). Это связано с тем, что

первый вклад не зависит от частоты света, а второй — зависит от частоты как  $\propto (\hbar\omega)^{1/2}$ . Поэтому второй вклад увеличивается с ростом частоты света.

Для сопоставления теоретических результатов далее проведены расчеты по спектрально-поляризационной зависимости коэффициентов  $\mathfrak{R}_1$  и  $\mathfrak{R}_2$ , с помощью которых определяется коэффициент двухфотонного поглощения линейно и циркулярно поляризованного света в InSb, обусловленного оптическими переходами между подзонами валентной зоны с легкой и тяжелой массой для двух значений параметров Раби  $\xi_1 = 0.2, 0.5$  и  $\xi_2 = 0.2, 0.5$ , где промежуточные состояния находятся в зонах проводимости и спин-орбитального расщепления с учетом вклада эффекта когерентного насыщения (см. рис. 2). Из рис. 2 видно, что в спектрально-поляризационной зависимости суммарного коэффициента  $\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2$  как для линейно ( $a, b$ ), так и для циркулярно поляризованного света ( $c, d$ ), с помощью которого определяется коэффициент двухфотонного поглощения линейно и циркулярно поляризованного света в InSb, обусловленного оптическими переходами между подзонами валентной зоны с легкой и тяжелой массой, где промежуточные состояния находятся в зонах проводимости и спин-орбитального расщепления с учетом вклада эффекта когерентного насыщения для двух значений параметра Раби. Отсюда следует: во-первых, все спектрально-поляризационные зависимости имеют осцилляционный характер; во-вторых, с ростом частоты света амплитуда осцилляции увеличивается; в-третьих, для циркулярно поляризованного света осцилляция становится аperiодической; в-четвертых, с ростом значений параметра Раби уменьшаются амплитудные значения осцилляционных зависимостей. При расчетах максимальное значение спектрально-поляризационной зависимости двухфотонного коэффициента ЛЦД при  $\xi_{1,2} = 0.2$  выбрано равным единице.

Из рис. 2,  $c$  видно, что при увеличении параметра Раби от  $\xi_\omega = 0.2$  до  $\xi_\omega = 0.5$  максимальное значение спектрально-поляризационной зависимости коэффициента двухфотонного ЛЦД в InSb увеличивается на 23%. Поэтому спектрально-поляризационная зависимость двухфотонного линейно циркулярного дихроизма в InSb с учетом вклада эффекта когерентного насыщения почти не зависит от значения параметра Раби и его амплитудное значение  $< 6$ .

На рис. 3 представлена спектрально-поляризационная зависимость двухфотонного ЛЦД в InSb, обусловленного переходами между подзонами легких и тяжелых дырок, где промежуточные состояния находятся в зонах проводимости и спин-орбитального расщепления с учетом вклада эффекта когерентного насыщения при  $\xi_\omega = 0.2$ . Отметим также, что в отличие от широкозонного кристалла GaAs в узкозонном полупроводнике InSb коэффициент двухфотонного ЛЦД  $> 1$ .

Количественные значения зонных параметров выбраны из работы [23].

## 5. Заключение

В заключение отметим следующее.

1. Получены выражения для спектральной и поляризационной зависимостей для матричных элементов внутризонных оптических переходов, протекающих с поглощением двух фотонов, где учтено, что виртуальные состояния находятся не только в подзонах валентной зоны (см., например, [15–17]), но и в зоне проводимости и спин-отщепленной зоне.

2. Рассчитаны спектрально-поляризационные зависимости коэффициентов двухфотонного поглощения света и его ЛЦД с учетом вклада эффекта когерентного насыщения на поглощение. Показано, что в отличие от широкозонного полупроводника GaAs в узкозонном полупроводнике InSb коэффициент двухфотонного ЛЦД  $> 1$  и почти не зависит от значения параметра Раби.

3. Развита теория ЛЦД, связанного внутризонными двухфотонными оптическими переходами в алмазоподобных полупроводниках.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] R. Loudon. Proc. Phys. Soc., **80** (4), 952 (1962).
- [2] R. Braunstein. Phys. Rev., **125** (2), 475 (1962).
- [3] R. Braunstein, N. Ockman. Phys. Rev., **134**, 499 (1964).
- [4] Е.Л. Ивченко. ФТТ, **14** (12), 3489 (1972).
- [5] Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин. ФТТ, **15** (9), 2781 (1973).
- [6] Е.В. Берегулин, Д.П. Дворников, Е.Л. Ивченко, И.Д. Ярошецкий. ФТП, **9** (5), 876 (1975).
- [7] С.Б. Арифжанов, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко. ЖЭТФ, **74**, 172 (1978).
- [8] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, С.А. Емельянов, Е.Ю. Перлин, Я.В. Терентьев, А.В. Федоров, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **91** (11), 1233 (1986).
- [9] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий, Б.Я. Авербух. ФТТ, **35** (1), 198 (1993).
- [10] Р.Я. Расулов. *Поляризационные оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света*. Докт. дис. (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1993).
- [11] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, Я.В. Терентьев, А.В. Федоров, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **91** (4), 1233 (1986).
- [12] Р.Я. Расулов, Г.Х. Хошимов, Х. Холитдинов. ФТП, **30** (2), 274 (1996).
- [13] Р.Я. Расулов. ФТТ, **35** (6), 1674 (1993).
- [14] В.А. Шалыгин. *Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах*. Автореф. докт. дис. (СПб., 2013).
- [15] Б.Б. Ахмедов. *Нелинейные поляризационные оптические явления и размерное квантование в узкозонных кристаллах*. Канд. дис. (Фергана, 2020).
- [16] И.М. Эшболтаев. *Теоретические исследования многофотонного поглощения и сдвигового фотогальванического эффекта в трех и двумерных электронных системах*. Канд. дис. (Фергана, 2018).
- [17] Р.Р. Султонов. *Нелинейное поглощение света, двухфотонный баллистический ток и размерное квантование в пьезоэлектриках*. Канд. дис. (Фергана, 2020).
- [18] N.V. Leppenen, E.L. Ivchenko, L.E. Golub. Phys. Status Solidi B, **256**, 1900305 (1 of 8) (2019).  
[https://doi.org/10.1002/pssb.201900305/](https://doi.org/10.1002/pssb.201900305)
- [19] Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ, **92** (4), 1471 (1987).
- [20] Jing-Yang You, Bo Gu, Sadamichi Maekawa, Gang Su. arXiv:2010.07454v1 [cond-mat. mtrl-sci]/ -2020.  
<https://www.researchgate.net/publication/344678670>
- [21] Rezek Mohammad ShenayKatircioğlu, Musa El-Hasan. J. Mater. Sci., **43**, 2935 (2008).  
doi: 10.1007/s10853-007-1794-4
- [22] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Медиа, 2012).
- [23] I. Vurgaftman, J.R.M. Meyer, J.R. Ram-Moha. J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).

Редактор Г.А. Оганесян

### Two-photon intraband absorption of polarized light and its linear-circular dichroism in diamond-like semiconductors

R.Ya. Rasulov, F. Kasymov, N.U. Kodirov, U.M. Isomiddinova

Fergana State University,  
150100 Ferghana, Uzbekistan

**Abstract** The theory of interband two-photon absorption of a strong light wave in semiconductors with a complex band is developed. An analytical expression is obtained for the probability of a two-photon interband transition, which contains a dependence on the intensity, polarization vector, and frequency of the absorbed light, as well as on the band parameters of the semiconductor, where the contribution of the Rabi effect to the coefficients of two-quantum absorption of light is taken into account. It is shown that the shape of the absorption edge and linear-circular dichroism depends on the degree of light polarization and on the Rabi parameter.