

03,16

Межзонное однофотонное поглощение и его линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах с учетом эффекта когерентного насыщения

© В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, Н.У. Кодиров, У.М. Исомаддинова

Ферганский государственный университет,
Фергана, Узбекистан

E-mail: r_rasulov51@mail.ru

Поступила в Редакцию 4 мая 2023 г.

В окончательной редакции 23 мая 2023 г.

Принята к публикации 3 июня 2023 г.

Рассчитаны поляризационная, спектральная и температурная зависимости коэффициента однофотонного поглощения поляризованного излучения и исследован его линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах тетраэдрической симметрии. При этом, учтен вклад в коэффициенты однофотонного поглощения света эффекта когерентного насыщения оптических переходов.

Ключевые слова: поляризационная, спектральная и температурная зависимости коэффициента однофотонного поглощения света, линейно-циркулярный дихроизм, кристалл тетраэдрической симметрии, эффект когерентного насыщения.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55849.77

1. Введение

Нелинейное поглощение света в полупроводнике с вырожденной валентной зоной, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок и зависящее от состояния поляризации излучения исследовано в [1–8]. В этих работах считается, что нелинейность в зависимости коэффициента однофотонного поглощения от интенсивности возникает за счет резонансного насыщения поглощения. Это насыщение обусловлено фотоиндуцированным изменением функций распределения легких и тяжелых дырок в области импульсного пространства вблизи поверхности $E_{hh}(\mathbf{k}) - E_{vl}(\mathbf{k}) - \hbar\omega = 0$, соответствующей условию резонанса. Здесь $E_{hh}(\mathbf{k})(E_{vl}(\mathbf{k}))$ — энергетический спектр тяжелых (легких) дырок, ω — частота света.

В [8] исследован многофотонный линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) в р-Ge в режиме развитой нелинейности, когда в поглощение вносят сопоставимый вклад n -фотонные процессы с $n = (1 \div 5)$. В [9,10] исследованы четырехфотонные процессы в полупроводниках, обусловленные оптическими переходами между подзонами валентной зоны. В [11] развита теория поглощения света и циркулярного фототока в полуметаллах Вейля для сколь угодно больших интенсивностей света и показано, что скорость прямого оптического перехода насыщается при большой интенсивности, а поведение насыщения зависит от поляризации света и соотношения времени упругой и неупругой релаксации. В [12] сообщено о наблюдении нелинейной зависимости от интенсивности поляризационно-зависимого фототока, индуцируемых прямыми оптическими переходами между топологическими поверхностными и объемными состояниями в трехмерных топологических изоляторах, в [13,14] исследована динамическая проводимость графе-

на, а в [15] рассчитана динамическая межзонная оптическая проводимость произвольной электронной системы в режиме осцилляции Раби. В [16] развита микроскопическая теория нелинейного по интенсивности краевого фототока в графене, индуцированного терагерцевым излучением.

Однако межзонный однофотонный линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах тетраэдрической симметрии с учетом эффекта когерентного насыщения, остался открытым, чему посвящена данная статья.

Здесь мы рассмотрим однофотонный линейно-циркулярный дихроизм поглощения поляризованного излучения с учетом эффекта когерентного насыщения [3,4] в прямозонных кристаллах, обусловленный прямыми оптическими переходами между подзонами валентной зоны и зоной проводимости. При расчетах межзонного однофотонного поглощения света считаем, что энергия фотона удовлетворяет условию $\hbar\omega \geq E_g, E_g + \Delta_{SO}$, где E_g — ширина запрещенной зоны, Δ_{SO} — спин-орбитальное расщепление валентной зоны.

В силу малости волнового вектора фотона по сравнению с волновым вектором электрона (дырки), образовавшегося в результате поглощения, при расчете коэффициента поглощения света можно считать $|\mathbf{q}| \ll |\mathbf{k}|$ и положить $|\mathbf{q}| = 0$, где $\mathbf{q}(\mathbf{k})$ — волновой вектор фотона (дырок).

2. Поляризационные зависимости однофотонных межзонных линейно-циркулярных дихроизмов

В случае $\hbar\omega \leq E_g, E_g + \Delta_{SO}$ имеются два варианта межзонных оптических переходов, первому из которых удовлетворяет условие $E_g \geq \hbar\omega > E_g + \Delta_{SO}$, а во втором

случае удовлетворяется условие $\hbar\omega \geq E_g + \Delta_{SO}$. Поэтому, в первом случае происходят оптические переходы между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны и зоны проводимости, а во втором случае оптические переходы происходят между зонами спин-орбитального расщепления и зоны проводимости, которые проанализируем в отдельности.

а) Пусть начальные состояния находятся в подзоне тяжелых дырок валентной зоны, тогда в приближении Латтинжера–Кона и Кейна [11,12] матричный элемент однофотонного оптического перехода из подзоны тяжелых дырок $|V, \pm 3/2\rangle$ в зону проводимости $|c, \pm 1/2\rangle$, т.е. $M_{C, \pm 1/2; V, \pm 3/2}^{(1)}$, который схематически изображаем как $|V, \pm 3/2\rangle \rightarrow |c, \pm 1/2\rangle$, определяется соотношениями: $M_{C, +1/2; V, +3/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) p_{cV} e'_+$, $M_{C, -1/2; V, -3/2}^{(1)} = -i\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) p_{cV} e'_-$, а оптический переход типа $|V, \pm 3/2\rangle \rightarrow |c, \mp 1/2\rangle$ запрещен, где $e'_\pm = e'_x \pm i e'_y$, $e'_\alpha (\alpha = x, y, z)$ — проекции вектора поляризации света, относительно координат ось Oz которой направлена по волновому вектору фотовозбужденных носителей тока (\mathbf{k}), A_0 — амплитуда вектора потенциала электромагнитной волны, p_{cV} — параметр Кейна [11,12], остальные общеизвестные величины. Закон сохранения энергии этого перехода описывается $\delta(E_c(\mathbf{k}) - E_{hh}(\mathbf{k}) - \hbar\omega)$ функцией, где $E_c(\mathbf{k})$ — энергетический спектр электронов в зоне проводимости, $E_L(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_L}$ — энергетический спектр дырок в подзоне легких ($L = lh$) и тяжелых ($L = hh$) дырок, $m_c(m_L)$ — эффективные массы носителей тока в зоне проводимости и в валентной зоне.

На основе последних соотношений можно получить поляризационную зависимость вероятностей рассматриваемых оптических переходов по формуле

$$W^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k, l', l} (f_{lk}^{(0)} - f_{l'k}^{(0)}) \times \frac{|M_{l'k; lk}^{(1)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{l'k; lk}^{(1)}(\mathbf{k})|^2}} \delta(E_{l'k} - E_{lk} - \hbar\omega), \quad (1)$$

где

$$\alpha_\omega = 6\omega^2 T_1^{(1)} T_2^{(1)} \frac{I}{I_0}, \quad I_0 = \frac{cn_\omega \hbar^3 \omega^3}{2\pi |B|}.$$

Например, для p -GaAs и $I_0 = 13420 \frac{\text{kWt}}{\text{cm}^2}$ при $\hbar\omega = 17 \text{ meV}$, $m_2 = 0.045m_0$. $M_{l'k; lk}^{(1)}(\mathbf{k})$ — матричный элемент однофотонного оптического перехода из состояния $|lk\rangle$ в $|l'k\rangle$, \mathbf{k} — волновой вектор дырок, $I = \frac{n_\omega \omega^2 A_0^2}{2\pi c} (A_0)$ — интенсивность (амплитуда вектора потенциала) света, E_{lk} — энергетический спектр носителей тока в подзоне l , $f_{lk}^{(0)}$ — их равновесная функция распределения, n_ω коэффициент преломления на частоте ω , $\hbar\omega$ — энергия фотона. Остальные величины общеизвестные. Здесь электронам в подзоне $l = 1$ (тяжелые дырки) соответствуют состояния с проекцией $m = \pm 3/2$ углового момента на направление \mathbf{k} , а электронам в подзоне $l = 2$ (легкие дырки) — состояния с $m = \pm 1/2$.

В частности, для оптических переходов типа $|V, \pm 3/2\rangle \rightarrow |C, \pm 1/2\rangle$ поляризационная зависимость вероятности данного перехода в зависимости от параметра эффекта когерентного насыщения

$$\xi_\omega = 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 p_{cV}^2,$$

определяемая поляризационной зависимостью

$$|M_{C, \pm 1/2; V, \pm 3/2}^{(1)}|^2 = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 p^2 |e'_\pm|^2$$

и рассчитанная по формуле (1)¹ имеет осцилляционный характер относительно угла между вектором поляризации и волновым вектором носителей тока для фиксированного значения параметра ξ_ω как для линейной, так и для циркулярной поляризации. В этом случае коэффициент межзонного линейно-циркулярного дихроизма, определяемый как отношение вероятностей оптических переходов при линейной и циркулярной поляризации, равен единице, т.е. не наблюдается линейно-циркулярный дихроизм и почти не зависит от ξ_ω .

б) Если начальные состояния находятся в подзоне легких дырок валентной зоны, то матричный элемент однофотонного оптического перехода из подзоны легких дырок $|V, m\rangle (m = \pm 1/2)$ в зону проводимости $|c, m'\rangle (m' = \pm 1/2)$, т.е. $M_{C, m'; V, m}^{(1)}$, который схематически изображаем как $|V, m\rangle \rightarrow |c, m'\rangle$ определяется соотношениями

$$M_{c, +1/2; V, +1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} p_{cV} e'_+,$$

$$M_{c, -1/2; V, -1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{-i}{\sqrt{3}} e'_+ p_{cV},$$

$$M_{c, +1/2; V, -1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} e'_z p_{cV},$$

$$M_{c, +1/2; V, -1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) i \sqrt{\frac{1}{3}} e'_z p_{cV}.$$

Поэтому квадрат модуля матричных элементов рассматриваемых оптических переходов выражается как

$$|M_{c, \pm 1/2; V, \pm 1/2}^{(1)}|^2 = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \frac{1}{3} p_{cV}^2 |e'_\mp|^2,$$

$$|M_{c, \mp 1/2; V, \pm 1/2}^{(1)}|^2 = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \frac{2}{3} p_{cV}^2 |e'_z|^2.$$

Закон сохранения энергии этих переходов описывается $\delta(E_c(\mathbf{k}) - E_{lh}(\mathbf{k}) - \hbar\omega)$ функцией. Тогда волновой вектор фотовозбужденных носителей тока определяется соотношением:

$$k_{c, lh}^{(1\omega)} = \sqrt{\frac{2\mu_+^{(c, lh)}}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_g)},$$

¹ Ради простоты, при расчетах вероятностей оптических переходов в пунктах а), б) и в) считали, что начальное состояние носителей тока полностью занято, а конечное состояние — пустое (по „золотому правилу квантовой механики“).

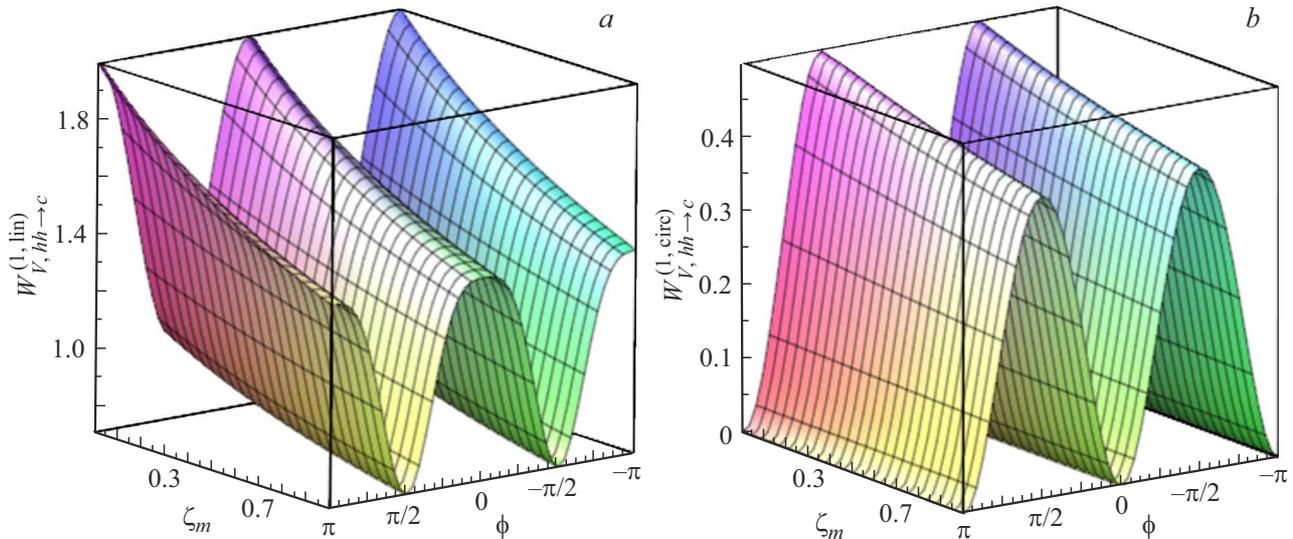


Рис. 1. Поляризационная зависимость вероятности для оптических переходов типа $|V, hh\rangle \rightarrow |C\rangle$ для линейно-поляризованного (a) и циркулярно-поляризованного (b) света в зависимости от параметра эффекта когерентного насыщения.

где

$$\mu_+^{c, lh} = \frac{m_c m_{lh}}{m_c + m_{lh}}$$

— приведенная эффективная масса относительно эффективной массы электронов в зоне проводимости и легких дырок.

С учетом поляризационной зависимости матричных элементов $M_{c, \pm 1/2; V, \pm 1/2}^{(1)}$ и $M_{c, \mp 1/2; V, \pm 1/2}^{(1)}$ для оптических переходов типа $|V, \pm 1/2\rangle \rightarrow |C, \pm 1/2\rangle$ и $|V, \pm 1/2\rangle \rightarrow |C, \mp 1/2\rangle$ можно определить поляризационную зависимость вероятности этого перехода рассчитанную по (1) в зависимости от параметра ξ_ω , которая представлена на рис. 1, a. Из рис. 1, b видно, что поляризационная зависимость вероятности рассматриваемого оптического перехода как для линейной, так и для циркулярной поляризации имеет осцилляционный характер относительно угла между векторами поляризации и волновым вектором носителей тока, но с ростом ξ_ω амплитуда осцилляции падает: на 20% для линейной, и на 15% для циркулярной поляризации.

Расчеты, проведенные по формуле (1) показывают, что поляризационная зависимость коэффициента однофотонного линейно-циркулярного дихроизма для оптических переходов типа $|V, hh\rangle \rightarrow |C\rangle$ также имеет осцилляционный характер относительно угла между векторами поляризации и волновым вектором носителей тока, амплитудное значение которого почти не зависит от параметра эффекта когерентного насыщения ξ_ω . Вероятность оптического перехода при поглощении линейно-поляризованного света, примерно в пять раз больше, чем вероятность оптического перехода при поглощении циркулярно-поляризованного света. Последнее объясняется зависимостью правила отбора рассматриваемого оптического перехода от степени поляризации света.

в) Если начальные состояния находятся в спин-отщепленной зоне, тогда матричные элементы одно-

фотонных оптических переходов $M_{C, m'; SO, m}^{(1)}$, которых схематически изображаем как $|SO, m\rangle \rightarrow |c, m'\rangle$, определяются соотношениями

$$M_{C, +1/2; SO, +1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} p_{cv} e'_z,$$

$$M_{C, -1/2; SO, +1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} p_{cv} e'_-,$$

$$M_{C, +1/2; V, -1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} e'_z p_{cv},$$

$$M_{C, -1/2; SO, -1/2}^{(1)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) \frac{i}{\sqrt{3}} p_{cv} e'_z.$$

Закон сохранения энергии для этих переходов описывается $\delta(E_c(\mathbf{k}) - E_{SO}(\mathbf{k}) - \hbar\omega)$ функцией, где $E_{SO}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \Delta_{SO}$ — энергетический спектр дырок в зоне спин-орбитального расщепления, Δ_{SO} — энергия спин-орбитального расщепления. Откуда имеем

$$|M_{C, \pm 1/2; SO, \pm 1/2}^{(1)}|^2 = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \frac{1}{3} p_{cv}^2 e'^2_z,$$

$$|M_{C, \mp 1/2; SO, \pm 1/2}^{(1)}|^2 = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \frac{1}{3} p_{cv}^2 e'^2_{\pm}.$$

В этом случае волновой вектор фото-возбужденных носителей тока определяется как

$$k_{c, SO}^{(1\omega)} = \sqrt{\frac{2\mu_+^{(c, SO)}}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_g - \Delta_{SO})},$$

$\mu_+^{(c, SO)}$ — приведенная эффективная масса относительно носителей тока в зонах проводимости и спин-орбитального расщепления.

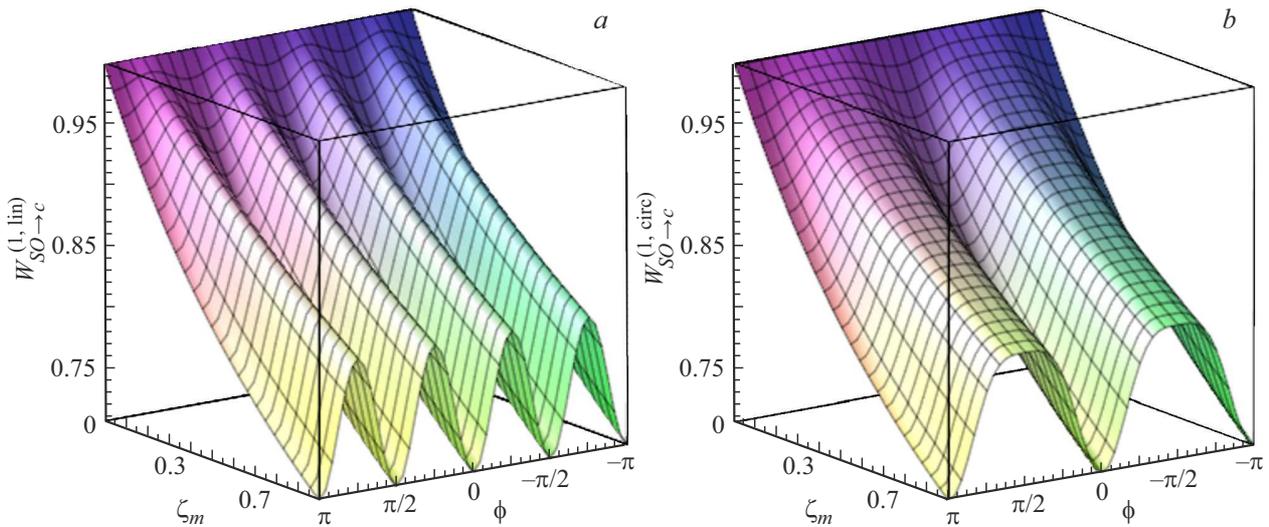


Рис. 2. Поляризационная зависимость вероятности оптических переходов $|SO\rangle \rightarrow |C\rangle$ для линейной (a) и циркулярной поляризации (b) света

Учитывая поляризационные зависимости квадратов модулей матричных элементов $|M_{C,\pm 1/2;SO,\pm 1/2}^{(1)}|^2$ и $|M_{C,\mp 1/2;SO,\pm 1/2}^{(1)}|^2$ для оптических переходов типа $|V, \pm 1/2\rangle \rightarrow |C, \pm 1/2\rangle$ и $|V, \pm 1/2\rangle \rightarrow |C, \mp 1/2\rangle$, можно определить поляризационную зависимость вероятности этого перехода с учетом эффекта когерентного насыщения (см. рис. 2). Из рис. 2 видно, что поляризационная зависимость вероятностей оптических переходов имеет осцилляционный характер относительно угла между вектором поляризации и волновым вектором носителей тока, но осцилляция для линейной поляризации примерно в два раза больше, чем для циркулярной поляризации. Для обеих поляризаций амплитуда осцилляции падает с ростом параметра эффекта когерентного насыщения.

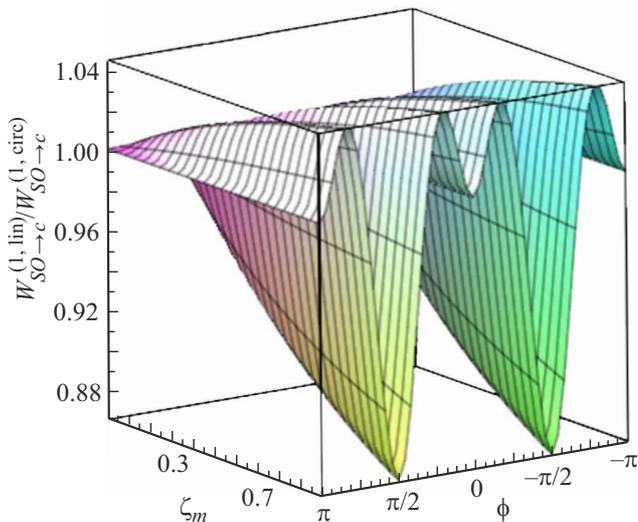


Рис. 3. Поляризационная зависимость и зависимость от параметра Раби коэффициента однофотонного линейно-циркулярного дихроизма для оптических переходов типа $|SO\rangle \rightarrow |C\rangle$.

На рис. 3 представлена немонотонная поляризационная зависимость коэффициента однофотонного линейно-циркулярного дихроизма для оптических переходов типа $|SO\rangle \rightarrow |C\rangle$ она возникает из-за учета вклада эффекта когерентного насыщения в вероятности оптических переходов, т.е. квадратом составного матричного элемента, рассматриваемого оптического перехода, который находится под радикалом (см., например, [3–5]).

3. Межзонное однофотонное поглощение поляризованного света с учетом эффекта когерентного насыщения

Далее исследуем различные варианты однофотонного межзонального поглощения поляризованного света, где учтем вклад эффекта когерентного насыщения [3–5] в коэффициент поглощения света. В этом случае спектрально-температурную зависимость коэффициента однофотонного поглощения света $K^{(1)}$ определим по формуле [3–5]:

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

где $I(\omega)$ — интенсивность (частота) света, $\rho(\hbar\omega)$ — плотность состояний носителей тока, участвующих в

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

$$F(\beta, \omega) = [1 - \exp(\beta \hbar \omega)] \exp[\beta(\mu - E_{L=hh}(k_{c,L=hh}^{(\omega)}))],$$

$$E_{L=hh}(k_{c,L=hh}^{(\omega)}) = \frac{m_c}{m_c + m_{hh}} (\hbar \omega - E_g),$$

$$\rho(\hbar \omega) = \mu^* k_\omega / (\pi^2 \hbar^2),$$

μ^* — приведенная эффективная масса носителей тока, вид которой зависит от типа оптических переходов.

Из (2) видно, что необходимо произвести угловые усреднения квадратов составных матричных элементов по телесным углам волнового вектора носителей тока, т.е. надо произвести интегрирование типа

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

$$= \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 p_{cV}^2 [\langle \Re_1(I) \rangle + \langle \Re_2(I) \rangle], \quad (3)$$

где

$$\Re_1(I) = \frac{|e'_\pm|^2}{\sqrt{1 + \xi_\omega |e'_\pm|^2}}, \quad \Re_2(I) = \frac{|e'_z|^2}{\sqrt{1 + \xi_\omega |e'_z|^2}},$$

$\langle |M_{n'k',nk}^{(N)}|^2 \rangle$ — квадрат абсолютного значения матричного элемента $M_{n'k',nk}^{(N)}$, усредненный по телесным углам вектора \mathbf{k} , $\xi_\omega = 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 p_{cV}^2$, волновой вектор k_ω определяется из закона сохранения энергии. В частности, для рассматриваемого выше оптического перехода

$$k_\omega = k_{c,L} = \sqrt{\frac{2\mu_{+}^{c,L}}{\hbar^2} (\hbar \omega - E_g)}, \quad \mu_{+}^{c,L} = \frac{m_c m_L}{m_c + m_L}.$$

Расчет однофотонного поглощения поляризованного света, обусловленного оптическими переходами из подзоны легких и тяжелых дырок в зону проводимости производим по формуле [6–10]

$$K^{(1)} = \frac{4\pi e^2}{c\omega m_0^2 n_\omega} \times \sum_{m'k} |\mathbf{e}_{m'}(\mathbf{k})|^2 (f_{nk} - f_{n'k}) \delta(E_{n'}(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k}) - \hbar \omega), \quad (4)$$

откуда в приближении Латтинжера–Кона и в трех зонной модели Кейна [17,18] спектрально-температурная зависимость коэффициента межзонного однофотонного поглощения света принимает вид

$$K_{c,V}^{(1)} = \frac{1}{3} p_{cV}^2 \frac{e^2 p_{cV}^2}{c \hbar^3 n_\omega} \left\{ \left(f_{hh,k_{c,hh}^{(1\omega)}} - f_{c,k_{c,hh}^{(1\omega)}} \right) \mu_{+}^{(c,hh)} k_{c,hh}^{(1\omega)} + \left(f_{lh,k_{c,lh}^{(1\omega)}} - f_{c,k_{c,lh}^{(1\omega)}} \right) \mu_{+}^{(c,lh)} k_{c,lh}^{(1\omega)} \right\}, \quad (5)$$

где функции распределения фотовозбужденных легких и тяжелых дырок определяются как

$$f_{lh,k_{c,lh}^{(1\omega)}} = \exp\left[\frac{E_F}{k_B T}\right] \cdot \exp\left[-\frac{1}{k_B T} \frac{\mu_{+}^{(c,lh)}}{m_{lh}} (\hbar \omega - E_g)\right], \quad (6)$$

$$f_{hh,k_{c,hh}^{(1\omega)}} = \exp\left[\frac{E_F}{k_B T}\right] \exp\left[-\frac{E_{hh}(k_{c,hh}^{(1\omega)})}{k_B T}\right]$$

$$= \exp\left[\frac{E_F}{k_B T}\right] \cdot \exp\left[-\frac{1}{k_B T} \frac{\mu_{+}^{(c,hh)}}{m_{hh}} (\hbar \omega - E_g)\right]. \quad (7)$$

Отметим здесь, что если известна температурная (например, экспериментальная) зависимость концентрации дырок, тогда в максвелловском распределении температурная зависимость энергии Ферми определяется соотношением

$$e^{\frac{E_F}{k_B T}} = \frac{1}{2} p \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{-3/2} \times (m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2} + m_{SO}^{3/2}(T) \cdot \exp(-\Delta_{SO}/k_B T))^{-1}, \quad (8)$$

где p — концентрация дырок.

Известно, что энергия Ферми определяется из условия нейтральности полупроводника. Например, если электроны в зоне проводимости и дырки в подзонах валентной зоны и подчиняются классической статистике, а также, если отсчитывать энергии электронов и дырок от верхнего края валентной зоны, тогда температурная зависимость энергии Ферми определяется соотношением

$$E_F = \frac{1}{2} \left[E_g(T) + k_B T \times \ln \left(\frac{m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2} + m_{SO}^{3/2}(T) \cdot \exp(-\Delta_{SO}/k_B T)}{m_c^{3/2}(T)} \right) \right], \quad (9)$$

где [19]

$$E_g(T) = E_g(T=0) - \gamma_T T^2 / (T + T_c), \quad (10)$$

— температурная зависимость ширины запрещенной зоны,

$$m_{SO}(T) = m_0 \left\{ \gamma_1 - \frac{E_p \Delta_{SO}}{3E_g(T)(E_g(T) + \Delta_{SO})} \right\}^{-1}, \quad (11)$$

$$m_c(T) = m_0 \left\{ 1 + F + \frac{E_p(E_g(T) + 2\Delta_{SO}/3)}{E_g(T)(E_g(T) + \Delta_{SO})} \right\}^{-1}. \quad (12)$$

В частности, для GaAs: $\gamma_T = 0.46$ meV/K, $T_c = 204$ K, $F = -1.94$ — константа Кейна $E_g(T=0) = 1.519$ eV, $\gamma_1 = 6.98$ — параметр Латтинжера, $E_p = 28.8$ eV — энергия Кейна, $\Delta_{SO} = 0.341$ eV, а для InSb: $\gamma_T = 0.32$ meV/K, $T_c = 170$ K, $F = -0.23$, $E_g(T=0) = 0.235$ eV, $\gamma_1 = 34.8$, $E_p = 23.3$ eV, $\Delta_{SO} = 0.81$ eV [19].

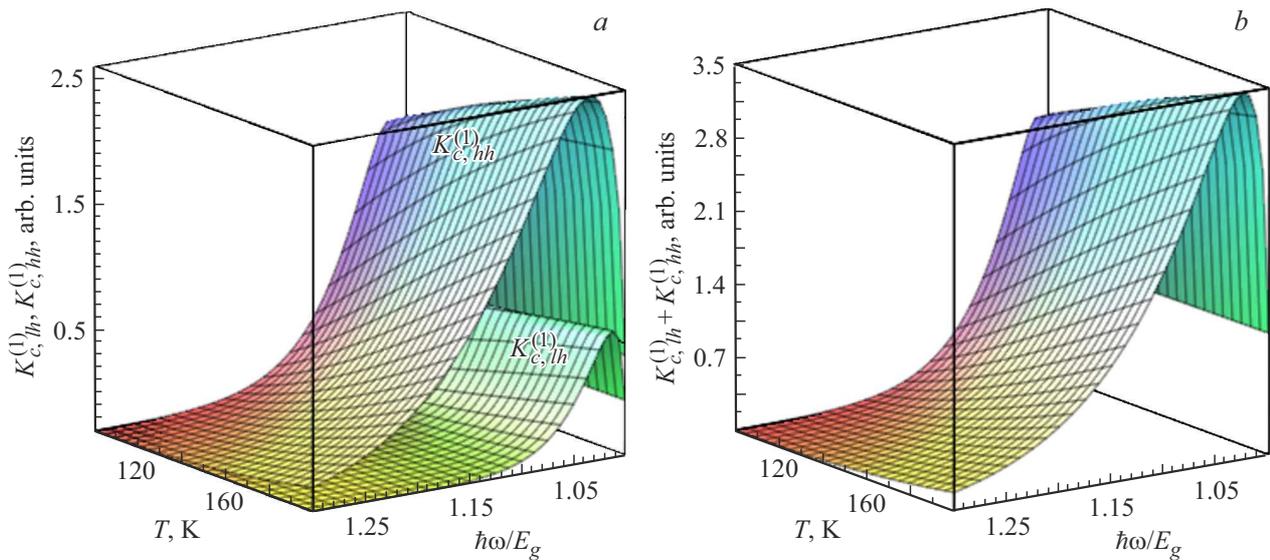


Рис. 4. Спектрально-температурная зависимость коэффициента однофотонного поглощения поляризованного света в *GaAs*, обусловленный оптическими переходами между подзонами легких ($K_{c,lh}^{(1)}$) и тяжелых ($K_{c,hh}^{(1)}$) дырок и зоной проводимости (a) и их суммы (b).

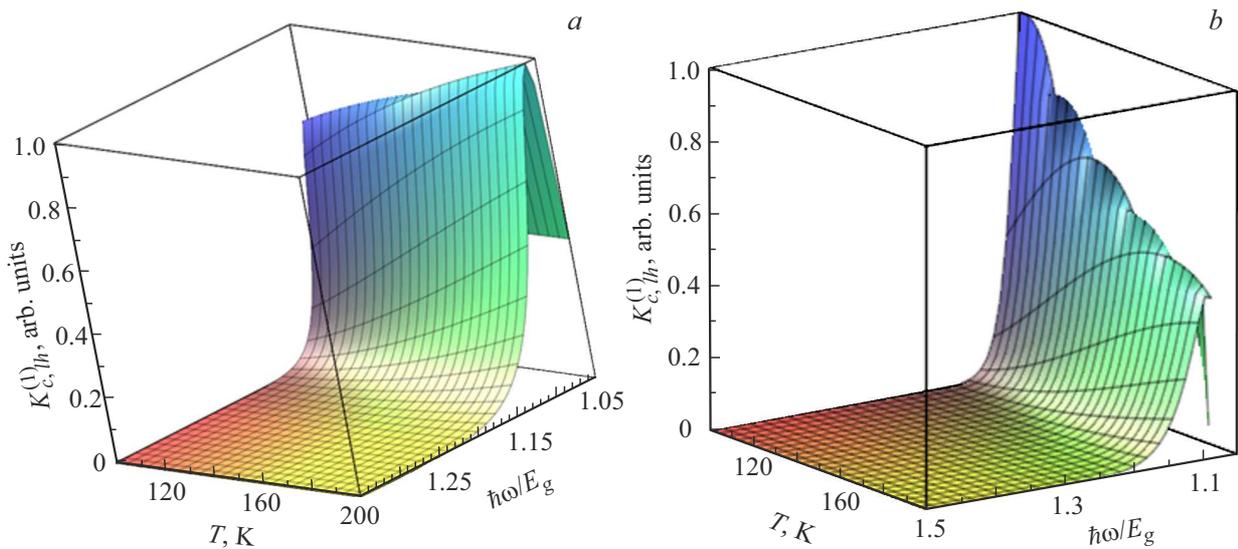


Рис. 5. Спектрально-температурная зависимость коэффициента однофотонного поглощения поляризованного света в *GaAs*, обусловленный оптическими переходами между подзонами легких дырок и зоной проводимости ($K_{c,lh}^{(1)}$) без учета (a) и с учетом (b) температурной зависимости ширины запрещенной зоны от температуры.

Расчеты показывают, что относительное изменение эффективных масс электронов в зоне проводимости и дырок подзонах легких и тяжелых дырок для *GaAs* (*InSb*) при изменении температуры от 0 до 300 К незначительное, но для эффективной массы дырок в подзоне спин-орбитального расщепления составляет 5% (25%), а для температурной зависимости ширины запрещенной зоны — составляет 10 (34%). Отсюда следует, что при расчетах температурной зависимости исследуемой величины, в том числе и $E_F(T)$ в узкозонных полупроводниках надо учитывать не только $E_g(T)$, но и $m_{SO}(T)$, которые учтены в дальнейшем.

На рис. 4 представлены спектрально-температурные зависимости коэффициента однофотонного поглощения поляризованного света в *GaAs*, обусловленные оптическими переходами между подзонами легких ($K_{c,lh}^{(1)}$) и тяжелых ($K_{c,hh}^{(1)}$) дырок и зоной проводимости (рис. 4, a), а также результирующего однофотонного поглощения света (рис. 4, b), где не учтен вклад эффекта когерентного насыщения в коэффициент однофотонного поглощения света. При количественных расчетах максимальное значение $K_{c,lh}^{(1)}$ выбрано единицей. Из рис. 4, a, b видно, что спектральная (температурная) зависимость коэффи-

циента однофотонного поглощения света в GaAs, обусловленная оптическими переходами между подзонами валентной зоны и зоной проводимости, с ростом частоты (температуры) сначала увеличивается и, проходя через максимум уменьшается. Это объясняется тем, что спектральная зависимость коэффициента однофотонного поглощения света определяется произведением плотности состояний (с ростом частоты, которая увеличивается как степенная функция от частоты), и функцией распределения носителей тока в начальном состоянии (с ростом частоты, которая экспоненциально уменьшается). Произведение этих величин дает график, представленный на рис. 4. Отметим, что здесь не учтена температурная зависимость ширины запрещенной зоны, учет которой приведет к заметному изменению в спектральной и температурной зависимости коэффициента поглощения света, которое представлено на рис. 5 для GaAs². Из рис. 5 видно, что при учете температурной зависимости ширины запрещенной зоны с ростом температуры в области малых частот амплитудное значение $K_{c,lh}^{(1)} + K_{c,hh}^{(1)}$ осцилляционно падает, а в области больших частот эта величина почти не меняется.

4. Заключение

Из (1) и (3) видно, что поляризационная зависимость вероятности рассматриваемого оптического перехода, как для линейной, так и для циркулярной поляризации, определяется соотношениями

$$\mathfrak{R}_1(I) = \frac{|e'_{\pm}|^2}{\sqrt{1 + \xi_{\omega}|e'_{\pm}|^2}}, \quad \mathfrak{R}_2(I) = \frac{|e'_z|^2}{\sqrt{1 + \xi_{\omega}|e'_z|^2}}$$

на основе которых получены результаты, представленные на рис. 1–3. Отметим здесь, что при малых значениях параметра ξ_{ω} (при $I \ll I_0$), численные расчеты можно произвести приближенно, т.е. разлагая в ряд радикала в \mathfrak{R}_1 и \mathfrak{R}_2 как $(1+x)^n \approx 1+nx$ (при $x \ll 1$). Тогда, как показывают расчеты, в области значений $0.01 < \xi_{\omega} < 0.4$ приближенно рассчитанные поляризационные зависимости вероятностей переходов не отличаются от результатов, представленных на рис. 1–3.

Таким образом, нами определено следующее:

1. Поляризационная зависимость квадратов модулей матричных элементов для межзонных оптических переходов как для линейной, так и для циркулярной поляризации имеет осцилляционный характер относительно угла между вектором поляризации и волновым вектором носителей тока.

2. Для однофотонного оптического перехода между зоной спин-орбитального расщепления и зоной проводимости число осцилляции для линейной поляризации примерно в два раза больше, чем для циркулярной

поляризации. Для обеих поляризаций амплитуда осцилляции падает с ростом параметра эффекта когерентного насыщения.

3. Осцилляция в спектрально-угловой зависимости коэффициента однофотонного поглощения поляризованного света в GaAs, обусловленного оптическими переходами между подзонами валентной зоны и зоной проводимости, а также между зоной спин-орбитального расщепления и зоной проводимости определяется угловой зависимостью соответствующих им матричных элементов.

4. Показано, что при учете температурной зависимости ширины запрещенной зоны с ростом температуры в области малых частот амплитудное значение $K_{c,lh}^{(1)} + K_{c,hh}^{(1)}$ осцилляционно падает, а в области больших частот эта величина почти не меняется.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.Л. Ивченко. ФТП **14**, 3489 (1972).
- [2] Р.Я. Расулов. Докт. дис. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. СПб (1993). Гл. 3.
- [3] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий, Б.Я. Авербух. ФТТ **35**, 198 (1993).
- [4] Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ **92**, 1471 (1987).
- [5] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I. Eshboltaev. Phys. Solid State **59**, 463 (2017).
- [6] Р.Я. Расулов, Г.Х. Хошимов, Х. Холитдинов. ФТП **30**, 274 (1996).
- [7] Р.Я. Расулов. ФТП **22**, 2077 (1988).
- [8] Р.Я. Расулов. ФТТ **35**, 1674 (1993).
- [9] R.Ya. Rasulov, V.R. Rasulov, I. Eshboltaev. Am. Sci. J. **93** (2016).
- [10] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I. Eshboltaev. Russ. Phys. J. **58**, 1681 (2015).
- [11] N.V. Leppenen, E.L. Ivchenko, L.E. Golub. Phys. Status Solidi B **256**, 1900305 (2019).
- [12] S.N. Danilov, L.E. Golub, T. Mayer, A. Beer, S. Binder, E. Mönch, J. Minár, M. Kronseder, C.H. Back, D. Bougeard, S.D. Ganichev. Phys. Rev. Appl. **15**, 064030 (2021).
- [13] E.G. Mishchenko. Phys. Rev. Lett. **103**, 246802 (2009).
- [14] A. Singh, S. Ghosh, A. Agarwal. Phys. Rev. B **97**, 045402 (2018). ArXiv:1710.00510v1 [cond-mat.mes-hall] 2 Oct. 2017. P. 1–5.
- [15] A. Singh, K.I. Bolotin, S. Ghosh, A. Agarwal. Phys. Rev. B **95**, 155421 (2017).
- [16] S. Candussio, L.E. Golub, S. Bernreuter, T. Jötten, T. Rockinger, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **104**, 155404 (2021).
- [17] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Медиа, М. (2012). 584 с.
- [18] Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. Фан, Ташкент (1989). 126 с.
- [19] I. Vurgaftman, J.R.M. Meyer, J.R. Ram-Moha. J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).

Редактор Т.Н. Василевская

² Численные значения зонных параметров кристалла выбраны из работы [19].