ДВУХ И ТРЕХ ФОТОННЫЙ ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ.

Расулов Р.Я[1]., Расулов В.Р[2]., Муминов И.А[3]., Фарманов И[4].

[1]ФерГУ, д.ф.-м., профессор, [2]ФерГУ, д.ф.-м., доцент, [3]ФерГУ, д.ф.ф.-м.н. [4]ФерГУ, докторант, r_rasulov51@mail.ru

Аннотация: Теоретически исследован линейно-циркулярный дихроизм двух и трех фотонного поглощения света в полупроводниках кубической симметрии дырочной проводимости. Рассчитаны матричные элементы двух и трехфотонных оптических переходов, протекающих между подзонами валентной зоны полупроводника. При этом учтены переходы, связанные как с неодновременным поглощением отдельных фотонов, так и одновременным поглощением двух фотонов, а также определена спектральная и температурная зависимость коэффициента двух и трехфотонного поглощения поляризованного излучения.

Ключевые слова: линейно и циркулярно поляризованный свет, матричный элемент, оптический переход, вероятность перехода, носители тока, валентная зона, полупроводник.

ВЕДЕНИЕ

Создание лазеров и мазеров дает возможность провести исследования выстраивания по импульсу и оптической ориентации моментов носителей тока при одно- многофотонном поглощении поляризованного излучения в полупроводниках, дающие информации о природе электрон-фотонного взаимодействия и спин-зависимой релаксации импульса электронов [1-4].

В настоящее время многофотонный линейно-циркулярный и циркулярно-циркулярный дихроизм исследован в полупроводниках при поглощении света различной частоты и поляризации [2], обусловленный междузонными оптическими переходами, т.е. оптическим переходами между валентной зоной и зоной проводимсоти полупроводника. В частности, в [2] построена теория линейно-циркулярного дихроизма многофотонного межзонного поглощения света в полупроводниках в области развитой нелинейности, т.е. в области интенсивности, когда удовлетворяется условие

$\frac{2\pi e^2 I\left|\vec{e}\vec{p}_{cv}\right|^2}{cn_\omega \omega^2 m_0^2 (\hbar\omega)^2} \langle\langle 1$, где $\vec{e}$ и I - вектор поляризации и интенсивность света, $p_{cv} = p_{c\vec{k}, v\vec{k}} = \vec{e}\vec{p}_{c\vec{k}, v\vec{k}}$ − межзонный матричный элемент оператора импульса, n_ω - показатель преломления света среды на частоте ω, m_0 -масса свободного электрона.

ЛИТЕРАТУРА И МЕТОД

В вышеуказанных работах открытыми остались процессы поглощения света, обусловленные двух и трехфотонными оптическими переходами между подзонами одной, например, валентной зоны или зоны проводимости полупроводника, а также не учтены одновременное поглощение двух фотонов [10-12], к чему посвящено данное сообщение. Ниже проведем квантово-механический анализ двух и трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма в полупроводниках кубической симметрии со сложной валентной зоной.

Хотя однофотонное (линейное по интенсивности) поглощение поляризованного излучения в полупроводниках, обусловленное оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны, исследуется как теоретически, так и экспериментально уже довольно давно ([5] и ее ссылки), но вопрос о линейно-циркулярном дихроизме (см., например, [10-12]) двух и трех фотонного поглощения света с учетом одновременного поглощения света остается открытым.

Поэтому ниже рассмотрим двух и трех фотонное поглощение поляризованного излучения в полупроводниках кубической симметрии, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок.

ОБСУЖДЕНИЕ

В пространственно-однородном случае матричные элементы оператора как междузонных, так и внутризонных оптических переходов состоят из двух составляющих, одна из которых описывает однофотонное взаимодействие, а вторая описывает взаимодействия электронов с двумя одновременно поглощающимися фотонами [10-16]. Тогда следуя по [10-16] с учетом вклада эффекта когерентного насыщения в коэффициент N фотонного поглощения света $K^{(N)}(\omega,T)$ имеем

$$K^{(N)}(\omega,T)=2\pi N\frac{\omega}{I}\rho(N\hbar\omega)F(\beta,N,\omega)\sum_{m=\mp1/2;m'=\mp3/2;}\left\langle\frac{\left|M_{m',m}^{(N)}(\vec{k})\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left|M_{m',m}^{(N)}(\vec{k})\right|^2}}\right\rangle, \quad (1)$$

где $M_{m;m'}^{(N)}(k)$– составной матричный элемент оптического перехода из состояния $\left|m'\vec{k}\right\rangle$ в $\left|m\vec{k}\right\rangle$, $F(\beta,N,\omega)=\left[1-\exp\left(N\hbar\omega/\left(k_BT\right)\right)\right]\exp\left[\left(E_F-E_1^{(N)}\right)/k_BT\right]$, $E_1^*=m_2\hbar\omega\left(m_2-m_1\right)$, $I=\frac{n_\omega\omega^2A_0^2}{2\pi c}$ (A_0)- интенсивность (амплитуда вектора потенциала) света, $E_{l\vec{k}}$-энергетический спектр дырок в подзоне l ($l=1(l=2)$- для тяжелых (легких) дырок), n_ω –коэффициент преломления на частоте ω, $\hbar\omega$–энергия фотона, $\rho(N\hbar\omega)=\mu\_k_\omega^{(N)}/(\pi^2\hbar^2)$ - приведенная плотность состояний фотовозбужденных дырок, $k^{(N)}=\left(2\mu\_N\omega/\hbar\right)^{1/2}$, $\alpha_\omega=6\omega^2T_1^{(1)}T_2^{(1)}\frac{I}{I_0}$, $I_0=\frac{cn_\omega\hbar^3\omega^3}{2\pi|B|}$, знак $\langle...\rangle$ означает усреднение по телесному углу волнового вектора дырок $\vec{k}$. Остальные величины общеизвестные. Здесь электронам в подзоне $l=1$ (тяжелые дырки) соответствуют состояния с проекцией $m=\pm3/2$ углового момента на направление $\vec{k}$, а электронам в подзоне $l=2$ (легкие дырки) - состояния с $m=\pm1/2$. Например, для *p-GaAs* и $I_0=13420\frac{kWt}{cm^2}$ при $\hbar\omega=17\ meV$, $m_2=0{,}045m_0$, $E_1^{(N)}=NE_1^*$.

Закон сохранения энергии, описывающий $\delta\left(E_{2\vec{k}}-E_{1\vec{k}}-N\hbar\omega\right)$ функцией надо учитывать в конечных результатах. Как указано в [10-16], использование этого соотношения в начальных или промежуточных этапах расчета, например, спектральной или температурной зависимости многофотонного коэффициента поглощения света или поляризационно-зависимого фототока [14-16], может привести к ошибочным результатам.

Из (1) видно, что для определения спектральной или температурной зависимости коэффициента многофотонного поглощения света $K^{(N)}$, надо рассчитать матричные элементы многофотонных переходов, которых будем анализировать ниже для конкретных случаев.

Следуя по [12] матричный элемент двух и трех фотонного оптического перехода представим в виде

$$M^{(2)}_{m\vec{k},m'\vec{k}} = M^{(2)}_{m,m'} = \sum_{m''=\pm 1/2,\pm 3/2} \frac{M^{(1)}_{m,m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} - \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \left[H^{(2)}_{\Gamma_6}(\vec{e}\,')\right]_{m,m'}, \quad (2а)$$

$$M^{(3)}_{m\vec{k},m'\vec{k}} = M^{(3)}_{m,m'} = \sum_{m''',m''=\pm 1/2,\pm 3/2} \left(\frac{M^{(1)}_{m,m'''} M^{(1)}_{m''',m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \right.$$
$$\left. + \frac{M^{(1)}_{m,m''} M^{(2)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 2\hbar\omega\right)} + \frac{M^{(2)}_{m,m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \left[H^{(3)}_{\Gamma_6}(\vec{e}\,')\right]_{m,m'} \right) \quad (2б)$$

где $H^{(N)}_{\Gamma_6}(\vec{e}\,') = H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k} \to \vec{e}\,'\right),\ H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right) -$ эффектив гамильтониан дырок в представлении Латтинжера-Кона [17, 18], N=2,3, $e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ -компоненты вектора $\vec{e}\,'$, где $e_{x'}, e_{y'} -$ проекции $\vec{e}$ вектора поляризации света на оси x', y', перпендикулярные к волновому вектору дырок ($\vec{k}$). Первое слагаемое (2а) ((2б)) описывает двух (трех) квантовый межподзонный оптический переход, протекающий поглощением двух (трех) одинарных фотонов, а второе слагамое (2а) ((2б)) характеризует вклад двух (трех) фотонных оптических переходов, протекающих через виртуальные состояния, находящихся вдали от валентной зоны, в составной матричный элмент $M^{(2)}_{m\vec{k},m'\vec{k}}$ ($M^{(3)}_{m\vec{k},m'\vec{k}}$) Поэтому второе слагаемое (2а) ((2б)) описывает одновременное поглощение двух (трех) фотонов. В (2а, б) $H^{(2)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$ -гамильтониан Латинжера -Кона, а $H^{(3)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$ кубический по волновому вектору дырок $\left(\vec{k}\right)$ слагаемое в $H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$. В частности для полупроводников кубической симметрии $H^{(3)} = D'\vec{J} \cdot \vec{K},\ K_\alpha = k_\alpha\left(k^2_{\alpha+1} + k^2_{\alpha+2}\right)$,

J_α-матрицы оператора углового момента в представлении Γ_8 [17, 18], D'– зонный параметр полупроводника, например, для *p-GaAs* $D' = 3{,}9\times10^{-23}\, eV\cdot sm^3$.

Поскольку нас интересуют оптические переходы типа $|\pm3/2\rangle\to|\pm1/2\rangle$ и $|\pm3/2\rangle\to|\mp1/2\rangle$ поэтому приведем выражения для матричных элементов N фотонных оптических переходов$\left(\left\|M^{(N)}_{m,m'}\right\|\right)$, происходящих между подзонами валентной зоны полупроводника. При расчетах $\left\|M^{(N)}_{m,m'}\right\|$ обратим внимание на многофотонные оптические переходы, изображенные следующими фейнмановскими диаграммами; для $N=2$ рис.1 *a,b*, для $N=3$ рис.1 c-f, где диаграмма рис.1*a* описывает однофотонное поглощение света, диаграммs рис.1 *b* и *f* описывают одновременное поглощение двух и трех фотонов. Отметим здесь, что одновременное поглощение трех фотонов не исследовано в [12-17]

Далее проанализируем матричные элементы для различного типа двух и трехфотонных оптических переходов в зависимости от степени поляризации света. Сначала сгруппируем оптические переходы по их физической природе, т.е. рассмотрим как и последовательное поглощение двух или трех фотонов, так и одновременное поглощение двух фотонов. Расчеты показывают, что матричный элемент двух фотонного оптического перехода типа $|\pm3/2\rangle\to|m\rangle\to|\pm1/2\rangle$, описываемого диаграммой рис.1 *a*, равен $3\sqrt{3}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 Be'_{\pm}e_{z'}$, а для $|\pm3/2\rangle\to|m\rangle\to|\mp1/2\rangle$ равен $-\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 B\frac{\sqrt{3}}{2}e'^2_{\mp}$; матричный элемент двух фотонного оптического перехода типа $|\pm3/2\rangle\Rightarrow|\pm1/2\rangle$, описываемого диаграммой рис.1*a*, равен $-\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 B\sqrt{3}e'_z e'_{\mp}$, а для $|\mp3/2\rangle\Rightarrow|\pm1/2\rangle$ равен $-\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 B\frac{\sqrt{3}}{2}e'^2_{\mp}$. В результате получим выражение для квадрат модуля матричного элемента двух фотонного оптического перехода, описываемого суммой фейнмановских диаграмм рис.1 *a, b*, в виде

$$\left|M^{(N=2)}_{\pm 3/2,\pm 1/2}(\vec{k})\right|^2 = 75\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^4 B^2 \left|e'_{\pm} e_{z'}\right|^2, \tag{3}$$

а квадрат модуля матричного элемента двух фотонного оптического перехода типа $|\pm 3/2\rangle \to |m\rangle \to |\mp 1/2\rangle$, $|\mp 3/2\rangle \Rightarrow |\pm 1/2\rangle$ определяется как

$$\left|M^{(N=2)}_{\pm 3/2,\mp 1/2}(\vec{k})\right|^2 = \frac{3}{4}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^4 B^2 \left|e'^2_{\mp}\right|^2, \tag{4}$$

и после углового усреднения имеем

$$\left\langle \left|M^{(N=2)}_{\pm 3/2,\mp 1/2}(\vec{k})\right|^2 \right\rangle = \frac{1}{20}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^4 B^2 \begin{cases} 8 \ \textit{для линейной поляризации}, \\ 7 \ \textit{для линейной поляризации}, \end{cases}$$

Тогда коэффициент линейно-циркулярного дихроизма, рассчитанный для вышеуказанных оптических переходов равен 8/7. Эти результаты совпадают с результатами [14-16].

Если учтем эффект когерентного насыщения [5, 10-12], тогда вклад этого эффекта в матричный элемент вышеуказанных оптических переходов определяетмя как

$$\sum_{m'=\pm 1/2,\ m=\pm 3/2} \delta\left|M^{(N)}_{m'm}(\vec{k})\right|^2 = \sum_{m'=\pm 1/2,\ m=\pm 3/2} \frac{\left|M^{(N)}_{m'm}(\vec{k})\right|^2}{\sqrt{1+4\dfrac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left|M^{(N)}_{m'm}(\vec{k})\right|^2}} - \left|M^{(N)}_{m'm}(\vec{k})\right|^2 . \tag{5}$$

Для определения вероятностей многофотонных оптических переходов (или коэффициента поглощения света) требуется провести угловое усреднение выражений (3, 4, 5) по телесным углам волнового вектора дырок. Эти угловые усреднения для $N = 2, 3, \ldots$ с учетом эффекта когерентного насыщения (с учетом (5)) аналитически не решается. Учитывая, что для экспериментально интересуемой области интенсивности света выполняется условие $1 >> 4\dfrac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left|M^{(N)}_{m'm}(\vec{k})\right|^2$, поэтому удобно произвести интегрирование по телесным углам волнового векторы дырок разлагая радикал (5) в ряд. В частности для одно и двухфотонных оптических переходов имеем

$$\sum_{m'=\pm1/2,\, m=\pm3/2} \delta\left|M_{m'm}^{(N=1)}(\vec{k})\right|^2 = -12\alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\sqrt{B}\right)^4 \left(\frac{B^2k^2}{\hbar\omega}\right)^2 |e'_-|^4, \tag{6а}$$

$$\sum_{m'=\pm1/2,\, m=\pm3/2} \delta\left|M_{m'm}^{(N=2)}(\vec{k})\right|^2 = -\frac{9}{4}\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^8 B^4 \left[1296\left|e'_\pm e_{z'}\right|^4 + \left(36 e_{z'}{}^2 \left|e'_+\right|^2 + \left|e'^2_-\right|^2\right)^2\right] \tag{6б}$$

и проведя угловое интегрирование получим следующие соотношения

$$\left\langle \sum_{m'=\pm1/2,\, m=\pm3/2} \delta\left|M_{m'm}^{(N=1)}(\vec{k})\right|^2 \right\rangle = -\frac{4}{5}\alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\sqrt{B}\right)^4 \left(\frac{B^2k^2}{\hbar\omega}\right)^2 \begin{cases} 8 \text{ для линейной поляризации,} \\ 7 \text{ для циркулярной поляризации.}\end{cases} \tag{7а}$$

$$\left\langle \sum_{m'=\pm1/2,\, m=\pm3/2} \delta\left|M_{m'm}^{(N=1)}(\vec{k})\right|^2 \right\rangle = -\frac{9}{4}\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^8 B^4 \frac{1}{315} \begin{cases} 29792 \text{ для линейной поляризации,} \\ 30395 \text{ для циркулярной поляризации.}\end{cases} \tag{7б}$$

где , откуда видно, что вклад эффекта когерентного насыщения в коэффициент одно и двух фотонного линейно-циркулярного дихроизма в полупроводниках кубической симметрии соответственно равен 1,1 и 0,98.

Теперь переходим к анализу трехфотонных оптических переходв между подзонами тяжелых и легких дырок. Если рассмотрим оптические переходы, происходящие поглощением трех отдельных фотонов, описываемых диаграммой рис.1*c*, тогда поляризационная зависимость матричного элемента оптического перехода типа $\left|+3/2\right\rangle \to \left|m\right\rangle \to \left|m'\right\rangle \to \left|+1/2\right\rangle$ выражается как $2\sqrt{3}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \frac{(Bk)^3}{(\hbar\omega)^2} e'_+ \left(4\left|e_{z'}\right|^2 - \frac{3}{8}\left|e'_+\right|^2\right)$, где по номерам промежуточных состояний $\left|m\right\rangle, \left|m'\right\rangle$ проводится суммирование. Матричный элемент трехфотонного оптического перехода типа рис.1*d*, где сначала поглощается один фотон, а далее одновременно поглощаются два фотона,

$$-\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \frac{B^2k}{\hbar\omega} e'_+ \times \times \left\{\left[2\left(\frac{A}{B}-1\right) + 2e'^2_z + \frac{1}{2}e'^2_\perp\right] - 4\left(\frac{A}{B}-1\right)e'^2_z\right\},$$

матричный элемент оптического перехода типа рис.1*e*, где сначала одновременно поглощаются два фотона, матричный элемент оптического перехода типа рис.1*f*, а далее поглощается один фотон, определяется аналогичным образом. Сумма матричных элементов последних двух переходов выражается как

$$-\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3\frac{B^2k}{\hbar\omega}e'_+\left(10e_z'^2-e_\perp'^2\right).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате поляризационная зависимость суммы всех трехфотонных оптических переходов, описываемых диаграммами рис.1 *c, d, e* выражается как $\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3\frac{B^2k}{\hbar\omega}e'_+\left[\left(-10e_z'^2+e_\perp'^2\right)+4\frac{Bk^2}{\hbar\omega}\left(4\left|e_{z'}\right|^2-\frac{3}{8}\left|e'_+\right|^2\right)\right]$. Если учтем закон сохранения энергии в трехфотонных оптических переходах и $e_\perp'^2=\left|e'_+\right|^2$, тогда последнее выражение принимает вид $-\frac{\sqrt{3}}{8}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3\frac{B^2k}{\hbar\omega}e'_+\left(136e_z'^2-13e_\perp'^2\right)$. Тогда квадрат модуля трехфотонных оптичнских переходов типа рис.1 *a* имеет вид

$$\left\{\left|M^{(1-1-1)}_{+1/2;+3/2}\right|^2+\left|M^{(1-1-1)}_{-1/2;-3/2}\right|^2\right\}=\left(\frac{eA_0}{c\hbar}Bk\right)^3\frac{24}{(\hbar\omega)^4}\left\{\left|e'_+\left(4\left|e_{z'}\right|^2-\frac{3}{8}\left|e'_+\right|^2\right)\right|^2+\left|e'_-\left(4\left|e_{z'}\right|^2-\frac{3}{8}\left|e'_-\right|^2\right)\right|^2\right\}. \quad (8)$$

После проведения углового усреднения по телесному углу волнового вектора дырок имеем: $\left\langle\left\{\left|M^{(1-1-1)}_{+1/2;+3/2}\right|^2+\left|M^{(1-1-1)}_{-1/2;-3/2}\right|^2\right\}\right\rangle_{linear\ pol}=\frac{297}{4}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6B^3\frac{1}{\hbar\omega}$ -для линейной; $\left\langle\left\{\left|M^{(1-1-1)}_{+1/2;+3/2}\right|^2+\left|M^{(1-1-1)}_{-1/2;-3/2}\right|^2\right\}\right\rangle_{circ.\,pol.}=\frac{405}{16}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\frac{B^3}{\hbar\omega}$ - для циркулярной поляризации. Из последних соотношений видно, что коэффициент трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма, когда фотоны поглощаются по отдельности, равен $\eta^{(1-1-1)}_{\pm1/2;\pm3/2}=44/15$.

Квадрат модуля поляризационной зависимости суммарных матричных элементов оптических переходов типа рис.1 *c, d, e, f* принимает вид

,
$$\sum_{m=\pm3/2;\, m'=\pm1/2}\left|M^{(3)}_{m,m'}\right|^2=\frac{3}{4}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\left(\frac{B^2k}{\hbar\omega}\right)^2\left\{e'^2_{\perp}\left[\left(-10e'^2_z+e'^2_{\perp}\right)-6\left(4\left|e_{z'}\right|^2-\frac{3}{8}\left|e'_{\perp}\right|^2\right)\right]^2+\right.$$
$$\left.+4\frac{\hbar\omega}{B^2k}D'\left(34e'^2_{\perp}e'^4_z-\frac{13}{4}e'^4_{\perp}e'^2_z\right)+4\left(\frac{\hbar\omega D'}{B^2k}\right)^2\left(\left|e'_{\perp}\right|^2e'^4_z+\left|e'_{\perp}\right|^2e'^2_ye'^2_x\right)\right\}$$

Тогда усредняя последнего соотношения по волновому вектору дырок получим: $\left\langle\sum_{m=\pm3/2;\, m'=\pm1/2}\left|M^{(3)}_{m,m'}\right|^2\right\rangle_{linear}=\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\left(\frac{B^2k}{\hbar\omega}\right)^2\left[21{,}5+4{,}9\frac{\hbar\omega}{B^2k}D'+0{,}5\left(\frac{\hbar\omega D'}{B^2k}\right)^2\right]$,

-для линейной,

$$\left\langle\sum_{m=\pm3/2;\, m'=\pm1/2}\left|M^{(3)}_{m,m'}\right|^2\right\rangle_{circ}=\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\left(\frac{B^2k}{\hbar\omega}\right)^2\left[22{,}5+7{,}8\frac{\hbar\omega}{B^2k}D'+0{,}49\left(\frac{\hbar\omega D'}{B^2k}\right)^2\right]$$

-для циркулярной поляризации.

Далее определим спектральную и температурную зависимоть коэффициента двухфотонного поглощения. Следуя по [5, 10-12] определим коэффициент N фотонного поглощения поляризованного света в виде

$$K^{(N)}=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\hbar\omega}{I}\sum_{\vec{k},m=\pm1/2;m'=\pm3/2}\left(f^{(N)}_{1\vec{k}}-f^{(N)}_{2\vec{k}}\right)\left|M^{(N)}_{m;m'}(k)\right|^2\delta\left(E_{2\vec{k}}-E_{1\vec{k}}-N\hbar\omega\right), \tag{10}$$

где $f^{(N)}_{l\vec{k}}$ - неравновесная функция распределения дырок, участвующих в N-фотонном оптическом переходе. Тогда коэффициенты двух и трехфотонного поглощения света без учета эффекта когрентного насыщения определяются выражениями

$$K^{(N=2)}=2\sqrt{2}\,\Xi^{(2,1)}_{m'm}\exp\left[-m_{hh}m_{lh}\hbar\omega/\left(m_{hh}-m_{lh}\right)k_BT\right]K^{(N=1)}, \tag{11}$$

$$K^{(N=3)}=3\sqrt{3}\,\Xi^{(3,1)}_{m'm}\exp\left[-2m_{hh}m_{lh}\hbar\omega/\left(m_{hh}-m_{lh}\right)k_BT\right]K^{(N=1)}. \tag{12}$$

где $K^{(N=1)}$-коэффициент однофотонного поглощения света (см. [5, 13]), $E^{(N=2)}_1=2E^*_1$, $E^*_1=\frac{m_{hh}m_{lh}}{m_{hh}-m_{lh}}\hbar\omega$, $\Xi^{(2,1)}_{m'm}=\xi^2$ и $\Xi^{(3,1)}_{m'm}=111\cdot\xi^4$-для линейной, $\Xi^{(2,1)}_{m'm}=0.65\xi^2$ и $\Xi^{(3,1)}_{m'm}=102\cdot\xi^4$-для циркулярной поляризации, $\xi=\frac{eA_0}{c\hbar}\sqrt{B}$.

В заключении отметим, что поляризационная зависимость вероятности двух, трех и четырех фотонного оптического перехода между валентной зоной

(v) и зоной проводимости (c) полупроводника кубической симметрии определяется, соответственно, тензором четвертого, шестого и восьмого ранга, т.е. $W_{cv}^{(N=2)}\left(\vec{e}\right)=\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta}^{(N=2)}e_{\alpha}e_{\beta}e_{\gamma}^{*}e_{\eta}^{*}$ ($W_{cv}^{(N=3)}\left(\vec{e}\right)=\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta\mu\lambda}^{(N=3)}e_{\alpha}e_{\beta}e_{\gamma}^{*}e_{\eta}^{*}e_{\mu}e_{\lambda}^{*}$ и $W_{cv}^{(N=4)}\left(\vec{e}\right)=\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta\mu\xi\zeta\chi}^{(N=4)}e_{\alpha}e_{\beta}e_{\gamma}^{*}e_{\eta}^{*}e_{\mu}e_{\xi}e_{\zeta}^{*}e_{\chi}^{*}$), где по повторяешимся индексам подразумывается суммирование, $\alpha,\beta,\gamma,\eta,\mu,\xi,\zeta,\chi=x,y,z.$. Например, для полупроводников тетраэдрической симметрии тензор $\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta}^{(N=2)}$ имеет три линейно независимые компоненты. Поэтому

$$W_{cv}^{(N=2)}\left(\vec{e}\right)=\Xi_{1}^{(N=2)}\left|\vec{e}\vec{e}\right|^{2}+\Xi_{2}^{(N=2)}\left|\vec{e}\vec{e}^{*}\right|^{2}+\Xi_{3}^{(N=2)}\left(\left|e_{x}\right|^{4}+\left|e_{y}\right|^{4}+\left|e_{z}\right|^{4}\right). \quad (13)$$

Здесь параметр $\Xi_{n}^{(N=2)}$ ($\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta\mu\lambda}^{(N=3)}$ и $\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta\mu\xi\zeta\chi}^{(N=4)}$) пропорционален квадрату (кубичексой и четвертой степени) интенсивности света, где считали, что оси Ox,Oy,Oz направлены по главным осям симметрии полупроводника. Если свет распространяется по оси $[111]$, тогда в полупроводниках тетраэдрической и кубической симметрии имеем

$$W_{cv}^{(N=2)}\left(\vec{e},\vec{q}\uparrow\uparrow[111]\right)=(\Xi_{1}^{(N=2)}+\frac{1}{2}\Xi_{3}^{(N=2)})\left|\vec{e}\vec{e}\right|^{2}+(\Xi_{2}^{(N=2)}+\frac{1}{3}\Xi_{3}^{(N=2)})\left|\vec{e}\vec{e}^{*}\right|^{2}. \quad (14)$$

Здесь $\vec{q}$ - волновой вектор фотона. Тогда коэффициент двух фотонного линейно-циркулярного дихроизма $\chi_{cV}^{(N=2)}=W_{cV}^{(N=2,lin)}/W_{cV}^{(N=2,circ)}$ определяется соотношением $\left(2\Xi_{2}^{(N=2,lin)}+\Xi_{3}^{(N=2,lin)}\right)/\left(3\Xi_{2}^{(N=2,circ)}+\Xi_{3}^{(N=2,circ)}\right)$, где учтены, что для линейной поляризации $\left|\vec{e}\cdot\vec{e}\right|=1$, $\vec{e}\times\vec{e}^{*}=0$ (для циркулярной пояляризации наоборот) и для произвольного комплексного вектора $\vec{a}$ выполняется соотношение $\left|\vec{a}\cdot\vec{a}^{*}\right|^{2}+\left|\vec{a}\times\vec{a}^{*}\right|^{2}=(\vec{a}\times\vec{a}^{*})^{2}$.

Аналогичным образом можно произвести феноменологический анализ величин $\chi_{cV}^{(N=3)}=W_{cV}^{(N=3,lin)}/W_{cV}^{(N=3,\,circ)}$, $\chi_{cV}^{(N=4)}=W_{cV}^{(N=4,lin)}/W_{cV}^{(N=4,\,circ)}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим также, что спектральная и поляризационная зависимости вероятности оптического перехода, происходящего поглощением двух фотонов с различной частотой (ω_1, ω_2) и поляризацией ($\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$) и обусловленного переходами валентной зоны и зоны проводимости определяется соотношением $\left(\omega_1^{-2}+\omega_2^{-2}+\omega_1^{-1}\omega_2^{-1}\left|\vec{e}_1\cdot\vec{e}_2^{\,*}\right|^2\right)$. Тогда проведя угловое усреднение вероятности межподзонного оптического перехода по телесным углам волнового вектора электронов, нетрудно убедиться в том, что для полупроводников со сферической зонной структурой не возникает двух фотонный межзонный линейно-циркулярный дихроизм, поскольку $\left\langle\left|\vec{e}_1\cdot\vec{e}_2^{\,*}\right|^2\right\rangle$ величина не зависит от степени поляризации света и она возникает при учете эффекта когерентного насыщения. Микроскопический анализ вышеуказанных между зонных оптических переходов требует отдельного рассмотрения, чему будет посвящена следующая работа.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures / E.L. Ivchenko. – Harrow: Alpha Science International Ltd., 2005. – XII, 427 p.

2. Ивченко Е.Л. Новые оптические явления в полупроводниках: Дисс. … д-ра физ.-мат. наук. – Ленинград, 1983. – 148 с.

3. Ивченко Е.Л. Двухфотонное поглощение света и оптическая ориентация свободных носителей // ФТТ. – 1972. – Т. 14, № 12. – С. 3489.

4. Dyakonov M.I. (Ed.). Spin Physics in Semiconductors. – Springer-Verlag, Heidelberg, 2008. – 447 p. (ISSN 0171-1873, ISBN 978-3-540-78819-5, e-ISBN 978-3-540-78820-1).

5. Optical Orientation / Eds. F. Meier, B.P. Zakharchenya. – North-Holland, New York–Tokyo, 1984. – 534 p.

6. Шалыгин В.А. Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах: Автореф. дисс. … д-ра физ.-мат. наук. – Санкт-Петербург, 2013. – 34 с.

7. Расулов Р.Я. Поляризационные оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света:

Дисс. … д-ра физ.-мат. наук. – ФТИ РАН им. акад. Иоффе, Санкт-Петербург, 1993. – 168 с.
8. Negres R.A., Hales J.M., Kobyakov A., Hagan D.J., Van Stryland E.W. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2002. – Vol. 38. – P. 1205–1209.
9. He J., Qu Y., Li H., Mi J., Ji W. // Optical Society of America. – 2005. – Vol. 13. – P. 9235–9241.
10. Hurlbut W.C., Lee Y.-S., Vodopyanov K.L., Kuo P.S., Fejer M.M. // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – P. 668–673.
11. Pearl S., Rotenberg N., van Driel H.M. // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 93. – P. 131102–131109.
12. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., Eshboltaev I. // Physics of the Solid State. – Springer, 2017. – Vol. 59, No. 3. – P. 463–468.
13. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., Eshboltaev I. // Russian Physics Journal. – Springer, 2016. – Vol. 58, No. 12. – P. 1681–1686.
14. Расулов Р.Я. // ФТТ. – 1993. – Т. 35, № 6. – С. 1107.
15. Ганичев С.Д., Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я., Ярошецкий И.Д., Авербух Б.Я. // ЖЭТФ. – 1993. – Т. 103, № 1. – С. 198.
16. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., Eshboltaev I. // Semiconductors. – Springer, 2016. – Vol. 50, No. 2. – P. 145–153.
17. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., Eshboltaev I. // Russian Physics Journal. – Springer, 2016. – Vol. 59, No. 1. – P. 92–98.
18. Расулов В.Р., Расулов Р.Я., Эшболтаев И.М. // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 59, № 3. – С. 114–121.
19. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – Москва: Наука, 1973.
20. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. – Ташкент: Фан, 1989. – 126 с.