К теории трех и четырех фотонного линейно-циркулярного дихроизма в *p*-GaAs

Р.Я. Расулов[*,1], В.Р. Расулов[1], И. Эшболтаев[2], М.Х. Кучкаров[2]

[1] Ферганский государственный университет, ул. Мураббийлар 19, 150100, Фергана, Узбекистан
[2] Кокандский государственный педагогический институт, ул. Турон 19, 150700, Коканд, Узбекистан

Получена 03.12.2020.

* Corresponding author: e-mail r_rasulov51@mail.ru, Phone: +998 97 595 62 77.

Рассчитаны матричные элементы трех и четырехфотонных оптических переходов между подзонами валентной зоны полупроводника кубической симметрии. При этом учтен вклад одновременного трехфотонного взаимодействия в суммарный матричный элемент трех и четырехфотонных оптических переходов, и показано, что этот вклад зависит как от знака, так и численного значения параметра перед кубическим по волновому вектору дырок слагаемым в эффективном гамильтониане.

Ключевые слова: трех и четырех фотонные оптические переходы, начальное, виртуальное и конечное состояния, полный матричный элемент, эффективный гамильтониан, линейно-циркулярный дихроизм, закон сохранения энергии в трех фотонных оптических переходах.

Matrix elements of three- and four-photon optical transitions occurring between the subbands of the valence band of semiconductor of cubic symmetry are calculated. In this case, the contribution of the simultaneous three-photon interaction to the total matrix element of three- and four-photon optical transitions is taken into account, and it is shown that this contribution depends on both the sign and the numerical value of the parameter of the term cubic in the hole wave vector in the effective hamiltonian.

Keywords: .three- and four-photon optical transitions, initial, virtual and final states, total matrix element, effective Hamiltonian, linear-circular dichroism, law of conservation of energy in three-photon optical transitions.

DOI: https//doi.org/10.52304/.v23i4.285

I. Введение

При поглощении линейно и циркулярно поляризованного света разрешены многоквантовые оптические переходы через виртуальные электронные состояния, находящиеся как в валентной и в зоне проводимости, так и в далеко расположенных зонах [1-11]. По закону сохранения углового момента носителей тока физическая природа оптических переходов зависит от степени поляризации света. В частности, при N фотонном поглощении циркулярно поляризованного света фотовозбужденные носители будут иметь отличные от нуля угловые моменты, так что следующие фотоны будут взаимодействовать с оптически ориентированными носителями тока. По правилу отбора рассматриваемого оптического перехода для проекции моментов носителей тока относительно волнового вектора фотона вероятности двух- и трехфотонных оптических переходов будут зависеть как от частоты, так и от степени поляризации света [7-11]. Последнее приводит к выявлению линейно-циркулярного дихроизма поглощения света. Это верно тогда, когда не учтена зависимость поглощения поляризованного излучения от анизотропия полупроводникового кристалла.

Заметим, что при исследовании некоторых оптических параметров полупроводника, например, при расчетах одно- и многофотонного коэффициента поглощения поляризованного излучения или поляризационно-зависимого фототока (см., н-р, [7-10]), требуется произвести расчеты матричных элементов рассматриваемых оптических переходов. Поэтому далее будем анализировать матричные элементы оптических переходов для конкретных случаев.

II. Трехфотонный линейно-циркулярный дихроизм

Проанализируем трехфотонные оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок валентной зоны полупроводника. Матричные элементы всех типов трехфотонных оптических переходов выражаются как:

$$M^{(3)}_{m\vec{k},m'\vec{k}} = M^{(3)}_{m,m'} = \sum_{m''',m''=\pm1/2,\pm3/2}\left(\frac{M^{(1)}_{m,m'''}M^{(1)}_{m''',m''}M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \right.$$
$$\left. + \frac{M^{(1)}_{m,m''}M^{(2)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 2\hbar\omega\right)} + \frac{M^{(2)}_{m,m''}M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \left[H^{(3)}_{\Gamma_6}(\vec{e}')\right]_{m,m'}, \right. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывается диаграммой , второе – диаграммой , третье – диаграммой , четвертое – диаграммой ,

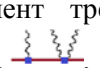
$$\tilde{M}^{(3)}_{m'',m'} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \left[H^{(3)}_{\Gamma_6}(\vec{e}')\right]_{m,m'},$$

$H^{(N)}_{\Gamma_6}(\vec{e}') = H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\to\vec{e}'\right)$, $H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$ – эффективный гамильтониан дырок в представлении Латтинжера-Кона [12-13], N=2,3,4, $H^{(3)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$ – кубическое по волновому вектору дырок $\left(\vec{k}\right)$ слагаемое в $H^{(N)}_{\Gamma_6}\left(\vec{k}\right)$. В частности, для полупроводников кубической симметрии $H^{(3)} = D'\vec{J}\vec{K}$, $K_\alpha = k_\alpha\left(k^2_{\alpha+1} + k^2_{\alpha+2}\right)$, J_α – матрицы оператора углового момента в представлении Γ_8 [12-13], D' – зонный параметр полупроводника, н-р, для p-GaAs $D' = 3.9\times10^{-23}$ eVsm^3.

Отметим здесь, что вклад одновременного поглощения трех фотонов в коэффициент поглощения света или линейно-циркулярного дихроизма не исследован в работах [2, 3, 7-11], т.е. пренебрегали последним слагаемым в (1).

Если рассматривать оптические переходы, происходящие при поглощении трех отдельных фотонов, описываемых диаграммой , тогда поляризационная зависимость матричного элемента оптического перехода типа $|+3/2\rangle\to|m\rangle\to|m'\rangle\to|+1/2\rangle$ выражается как

$$2\sqrt{3}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \frac{(Bk)^3}{(\hbar\omega)^2} e'_+\left(4|e_{z'}|^2 - \frac{3}{8}|e'_+|^2\right),$$

где по номерам промежуточных состояний $|m\rangle$, $|m'\rangle$ проводится суммирование. Матричный элемент трехфотонного оптического перехода типа , где сначала поглощается один фотон, а далее одновременно поглощаются два фотона, имеет вид:

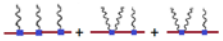
$$-\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3 \frac{B^2k}{\hbar\omega} e'_+\left\{\left[2\left(\frac{A}{B}-1\right) + 2e'^2_z + \frac{1}{2}e'^2_\perp\right] - 4\left(\frac{A}{B}-1\right)e'^2_z\right\}.$$

Матричный элемент оптического перехода типа , где сначала одновременно поглощаются два фотона, а далее поглощается один фотон, и матричный элемент оптического перехода типа  с одновременным поглощением трех фотонов определяются аналогичным образом.

Сумма матричных элементов последних двух переходов выражается как

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

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

В результате поляризационная зависимость суммы всех трехфотонных оптических переходов, описываемых диаграммой , выражается как

$$\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^3\frac{B^2k}{\hbar\omega}e'_+\times$$
$$\times\left[\left(-10e_z'^2+e_\perp'^2\right)+4\frac{Bk^2}{\hbar\omega}\left(4\left|e_{z'}\right|^2-\frac{3}{8}\left|e'_+\right|^2\right)\right].$$

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 оптических переходов типа  имеет вид:

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

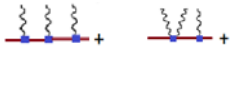
После проведения углового усреднения по телесному углу волнового вектора дырок имеем: для линейной поляризации

$$\left\langle\left\{\left|M^{(1-1-1)}_{+1/2;+3/2}\right|^2+\left|M^{(1-1-1)}_{-1/2;-3/2}\right|^2\right\}\right\rangle_{\text{lin.pol}}=\frac{297}{4}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6B^3\frac{1}{\hbar\omega}$$

для циркулярной поляризации

$$\left\langle\left\{\left|M^{(1-1-1)}_{+1/2;+3/2}\right|^2+\left|M^{(1-1-1)}_{-1/2;-3/2}\right|^2\right\}\right\rangle_{\text{circ.pol.}}=\frac{405}{16}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\frac{B^3}{\hbar\omega}.$$

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  принимает вид

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

Тогда усредняя последние соотношения по волновому вектору дырок, получим: для линейной поляризации

$$\left\langle\sum_{m=\pm3/2;m'=\pm1/2}\left|M^{(3)}_{m,m'}\right|^2\right\rangle_{\text{linear}}=\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\left(\frac{B^2k}{\hbar\omega}\right)^2\left[21.5+4.9\frac{\hbar\omega}{B^2k}D'+0.5\left(\frac{\hbar\omega D'}{B^2k}\right)^2\right], \quad (4)$$

для циркулярной поляризации

$$\left\langle\sum_{m=\pm3/2;m'=\pm1/2}\left|M^{(3)}_{m,m'}\right|^2\right\rangle_{\text{circ}}=\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^6\left(\frac{B^2k}{\hbar\omega}\right)^2\left[22.5+7.8\frac{\hbar\omega}{B^2k}D'+0.49\left(\frac{\hbar\omega D'}{B^2k}\right)^2\right]. \quad (5)$$

III. Четырехфотонный линейно-циркулярный дихроизм

Ниже рассмотрим четырехфотонное поглощение поляризованного излучения в полу-

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

проводниках кубической симметрии, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок, где, в отличие от [1-9], учтем одновременное поглощение трех фотонов. Тогда четырех-фотонный матричный элемент оптических переходов между подзонами тяжелых и легких дырок валентной зоны полупроводника определяется соотношением:

$$M^{(4)}_{m\vec{k},m'\vec{k}} = M^{(4)}_{m,m'} = \sum_{m''',m''=\pm1/2,\pm3/2}\left(\frac{M^{(1)}_{m,\tilde{m}} M^{(1)}_{\tilde{m},m'''} M^{(1)}_{m''',m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{\tilde{m}\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \right.$$
$$+ \frac{M^{(1)}_{m',m'''} M^{(1)}_{m''',m''} M^{(2)}_{m'',m'}}{\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 3\hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 2\hbar\omega\right)} + \frac{M^{(1)}_{m',m'''} M^{(2)}_{m''',m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 3\hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} +$$
$$+ \frac{M^{(2)}_{m',m'''} M^{(1)}_{m''',m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{\left(E_{m'''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 2\hbar\omega\right)\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega\right)} + \frac{M^{(2)}_{m,m''} M^{(2)}_{m'',m'}}{\left(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 2\hbar\omega\right)} + \frac{\tilde{M}^{(3)}_{m,m''} M^{(1)}_{m'',m'}}{E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega} +$$
$$\left. + \frac{M^{(1)}_{m,m''} \tilde{M}^{(3)}_{m'',m'}}{E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - 3\hbar\omega}, \right. \qquad (6)$$

где $|m\rangle = |c, \pm 1/2\rangle$, E_g – ширина запрещенной зоны, а закон сохранения энергии для указанных ОП выражается с помощью функции $\delta\left(E_c - E_{lh} - 2\hbar\omega\right)$.

IV. Заключение

Отметим, что волновой вектор в конечном состоянии электронов, участвующих в межзонных ОП, определяется с помощью выражения $k^{(2\omega)}_{c,L} = \sqrt{\frac{2\mu^{(c,L)}_{+}}{\hbar^2}\left(2\hbar\omega - E_g\right)}$, где $L=lh$ ($L=hh$) – для легких (тяжелых) дырок, $\mu^{(c,L)}_{+} = \frac{m_c m_L}{m_c + m_L}$ – приведенная эффективная масса носителей тока, m_c – эффективная масса элект-ронов в зоне проводимости, m_L – эффективная масса дырок в подзоне L. Тогда для энергий легких и тяжелых дырок справедливы следующие соотношения:

а) если ОП происходит из подзоны тяжелых дырок, тогда

$$E_{L=hh}(k^{(2\omega)}_{c,L=hh}) = \frac{m_c}{m_c + m_{hh}}\left(2\hbar\omega - E_g\right),$$

$$E_{lh}(k^{(2\omega)}_{c,L=hh}) = \frac{m_c m_{hh}}{m_{lh}\left(m_c + m_{hh}\right)}\left(2\hbar\omega - E_g\right);$$

б) если ОП происходит из подзоных легких дырок, тогда

$$E_{L=hh}(k^{(2\omega)}_{c,L=lh}) = \frac{m_c m_{lh}}{m_{hh}\left(m_c + m_{lh}\right)}\left(2\hbar\omega - E_g\right),$$

$$E_{lh}(k^{(2\omega)}_{c,L=lh}) = \frac{m_c}{m_c + m_{lh}}\left(2\hbar\omega - E_g\right).$$

Таким образом, в узкозонном кристалле были классифицированы межзонные трех и четырех фотонные ОП и получены выражения для матричных элементов в зависимости от зонных параметров, степени поляризации и частоты света.

Метаданные

On the theory of three and four photon linear-circular dichroism in p-GaAs

R.Ya. Rasulov[1], V.R. Rasulov[1], I. Eshboltaev[2], M.Kh. Kuchkarov[2]

[1]Ferghana State University, Murabbiylar str. 19, 150100, Fergana, Uzbekistan
[2]Kokand State Pedagogical Institute, Turon str. 19, 150700, Kokand, Uzbekistan

Matrix elements of three- and four-photon optical transitions between subbands of the valence band of a semiconductor of cubic symmetry are calculated. In this case, the contribution of the simultaneous three-photon interaction to the total matrix element of three- and four-photon optical transitions is taken into account, and it is shown that this contribution depends on both the sign and the numerical value of the parameter of the term cubic in the hole wave vector in the effective Hamiltonian.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

Keywords: three- and four-photon optical transitions, initial, virtual and final states, total matrix element, effe ctive Hamiltonian, linear-circular dichroism, law of conservation of energy in three-photon optical transitions.

Литература (References)

[1] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, R.Ya. Rasulov, I.D. Yaroshetskiy,B.Ya. Averbukh. Linear-circular dichroism toka uvlecheniya pri nelineynom mezhpodzonnom poglosh'enii sveta v *p*-Ge. FTT **35**, 198 (1993).

[2] R.Ya. Rasulov. Effekt uvlecheniya pri trekhfotonnom poglosh;enii sveta v poluprovodnikakh tipa Ge. FTT **22**, 11, 2077 (1988).

[3] R.Ya. Rasulov, G.Kh. Khoshimov, Kh. Kholitdinov. Linear-circular dichroism of nonlinear light absorption in *n*-GaP. Semiconductors **30**, 2, 274 (1996).

[4] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I. Eshboltaev. Linearly and circular dichroism in a semiconductor with a complex valence band with allowance for four-photon absorption of light. Physics of the Solid State **59**, 3, 463 (2017).

[5] D.A. Parshin, A.R. Shabaev. Teoriya nelineynogo poglosh'eniya infrakrasnogo izlucheniya v poluprovodnikakh s vyrozhdennymi zonami. JETF **92**, 4, 1471 (1987).

[6] E.L. Ivchenko. Dvukhfotonnoe poglosh'enie sveta i opticheskaya orientatsiya svobodnykh nositeley. FTT **14**, 11, 3489 (1972).

[7] S.B. Arifzhanov, A.M. Danishevskiy, E.L. Ivchenko, S.F. Kochegarov, V.K. Subashiev. Rol' razlichnykh tipov perekhodov pri trekhfotonnom poglosh'enii v InAs. JETF **74**, 1, 172 (1978).

[8] N.V. Leppenen, E.L. Ivchenko, L.E. Golub. Nonlinear absorption and photocurrent in weyl semimetals. Physica Status Solidi (b) **129**, 139 (2019).

[9] E.L. Ivchenko, R.Ya. Rasulov. Simmetriya i real'naya zonnaya struktura poluprovodnikov (Tashkent, Fan, 1989).

[10] G.L. Bir, G.E. Pikus. Simmetriya i deformatsionnye effekty v poluprovodnikakh (Moskva, Media, 2012).

P-GaAs да уч ва тўрт фотонли чизиқли циркуляр дихроизм назарияси тўғрисида

Р.Я. Расулов[1], В.Р. Расулов[1], И. Эшболтаев[2], М.Х. Кучкаров[2]

[1]Фарғона давлат университети, Мураббийлар кўч. 19, 150100, Фарғона, Ўзбекистон

[2]Қўқон давлат педагогика институти, Турон кўч. 19, 150700, Қўқон, Ўзбекистон

Куб симметрияли яримўтказгич валент зонасининг тармоқлариаро уч ва тўрт фотонли оптик ўтишлар матрицавий элементлари ҳисобланган. Бунда уч ва тўрт фотонли оптик ўтишларнинг таркибий матрица элементига бир вақтнинг ўзида уч фотонли ўзаро таъсирнинг қўшган ҳиссаси эътиборга олинган ҳамда бу улушнинг самаравий гамильтониандаги коваклар тўлқин вектори кубинчи даражали ҳад олд коэффициентининг сон қиймтига, ҳам ишорасига боғлиқ эканлиги кўрсатилган.

Калит сўзлар: уч ва тўрт фотонли оптик ўтишлар, бошланғич, виртуал ва якуний ҳолатлар, матрица элементлар, самаравий гамильтониан, чизиқли циркуляр дихроизм коэффициенти, уч фотонли оптик ўтишларда энергиянинг сақланиш қонуни.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.