Межзонный двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках

Р.Я. Расулов*, В.Р. Расулов, Б.Б. Ахмедов, И.А. Муминов

Ферганский государственный университет, ул. Мураббийлар 19, 150100, Фергана, Узбекистан

Received 03.12.2020, revised 07.02.2022

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

Показано, что основной вклад в двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках вносят оптические переходы, протекающие из подзоны легких дырок в зону проводимости. Парциальные коэффициенты межзонного двухфотонного поглощения света, отличающиеся друг от друга типами оптических переходов, анализированы в зависимости от степени поляризации света, также проведен количественный анализ коэффициента линейно-циркулярного дихроизма двухфотонного поглощения света. Получены выражения для спектральной зависимости коэффициента межзонного двухфотонного поглощения света в узкозонных полупроводниках в модели Кейна.

Ключевые слова: начальное, виртуальное и конечное состояния, междузонное двухфотонное поглощения света, приближение Кейна, оптический переход, полупроводник.

It is shown that the main contribution in the two-photon linear-circular dichroism in narrow-gap semiconductors is made by optical transitions proceeding from the subband of light holes to the conduction band. The dependences of the partial coefficients of interband two-photon absorption of light, which differ from each other by the types of optical transitions, are analyzed, depending on the degree of polarization of light, and a quantitative analysis of the coefficient of linear-circular dichroism of two-photon absorption of light is carried out. Expressions for the spectral dependence of the coefficient of interband two-photon absorption of light in narrow-gap semiconductors in the Kane model are obtained.

Keywords: initial, virtual and final states, interband two-photon absorption of light, Kane's approximation, optical transition, semiconductor.

DOI: https//doi.org/10.52304/.v24i1.301

I. Введение

Нелинейное поглощение поляризованного света, обусловленное оптическими переходами (ОП) между подзоннами легких и тяжелых дырок валентной зоны полупроводника, и его линейно-циркулярный дихроизм рассмотрены в [1-9].

Нелинейное многофотонное поглощение света в полупроводнике со сложной валентной зоной, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок и зависящее от степени поляризации света исследовано в [1-5]. В этих работах считается, что нелинейность в зависимости коэффициента однофотонного поглощения от интенсивности возникает за счет резонансного насыщения поглощения, обусловленного фотоиндуцированным изменением функций распределения легких и тяжелых дырок в области импульсного пространства вблизи поверхности $E_{hh}(\vec{k}) - E_{hl}(\vec{k}) - \hbar\omega = 0$, соответствующей условию резонанса. Здесь $E_{hh}(\vec{k})(E_{hl}(\vec{k}))$ – энергетический спектр тяжелых (легких) дырок, ω – частота света. В [1, 2, 6] исследован многофотонный линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) в *p*-Ge в режиме развитой нелинейности, когда в поглощение вносят сопостави-

мый вклад *n*-фотонные процессы с *n*=(1–5). Линейно-циркулярный двухфотонный дихроизм, обусловленный оптическими переходами электронов между валентной зоной и зоной проводимости был предсказан в [7]. В [4] исследованы четырехфотонные процессы в полупроводниках, обусловленные оптическими переходами между подзонами валентной зоны.

Однако вопрос о ЛЦД межзонного двухфотонного поглощения света (ДФПС), а также о спектральной и температурной зависимостях коэффициента ДФПС в узкозонных полупроводниках в модели Кейна остается открытым, чему посвящена данная работа.

II. Коэффициент межзонного двухфотонного поглощения света и его линейно-циркулярный дихроизм

В этом разделе получим выражение для спектральной зависимости коэффициента межзонного ДФПС в узкозонных полупроводниках в модели Кейна. В расчетах используем метод расчета, предложенный в [5-9]. Отметим, что коэффициент многофотонного поглощения света состоит из парциальных составляющих, которые по своей природе зависят от того, в какой зоне находятся носители тока как в исходном, так и в виртуальном состояниях.

В дальнейших (промежуточных) расчетах вместо $\sum_{\vec{k}}\left(f_L-f_{cond}\right)\delta\left(E_{cond}-E_L-2\hbar\omega\right)F(k)$ используем выражение $(1/(2\pi)^3\,F(k_{c,L})k_{c,L}^2$, где $k_{c,L}$ – волновой вектор, определяемый из закона сохранения энергии: $E_c-E_L-2\hbar\omega=0$. В частности, в сферическом приближении в энергетическом спектре носителей тока, т.е. в случае $E_L=E_L^{(0)}+(\hbar^2k^2/2m_L)$, волновой вектор носителей тока, участвующих в межзонных ОП, определяется как $k_{c,L}^2=(2\mu_+^{(c,L)})/\hbar^2(2\hbar\omega-E_g)$, где $\mu_+^{(c,lh)}=m_cm_L/(m_c+m_L)$ – приведенная эффективная масса, m_L – эффективная масса носителей тока в зоне (или подзоне) с номером *L*. В частности, при *L*=*c* для зоны проводимости, тогда $E_L^{(0)}=E_g$, если $L=lh(hh)$ для подзоны легких (тяжелых) дырок валентной зоны, тогда $E_L^{(0)}=0$.

Частотная зависимость знаменателей в матричных элементах определяется законом сохранения энергии, типом ОП и виртуальных состояний. Н-р, если виртуальные состояния находятся в валентной зоне, а исходное – в подзоне тяжелых дырок, тогда знаменатель в матричном элементе данного перехода определяется выражением

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

если этот переход происходит из подзоны легких дырок, тогда знаменатель в матричном элементе данного перехода определяется как

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

где учтены соотношения:

$$A-B=\hbar^2/2m_{hh},\quad A+B=\hbar^2/2m_{lh}.$$

В дальнейшем рассчитаем парциальные коэффициенты двухфотонного поглощения, отличающиеся друг от друга типом ОП.

а) исходное состояние находится в подзоне тяжелых дырок валентной зоны. В этом случае коэффициент межзонного двухфотонного поглощения света определяется выражением

$$K_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}^{(2)}=(2\pi/\hbar)(2\hbar\omega/I)\Xi_{C,hh}^{(2)}\left(eA_0/c\hbar\right)^2P_{cV}^2k^2\times$$
$$\times\left(\left\langle\left\langle\left\langle\frac{\left|2(A-B)e'_+e_{z'}/(-\hbar\omega)+e'^2_-B/\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)\right|^2}{\sqrt{(1+4\alpha_\omega/\hbar^2\omega^2)\left[\left(eA_0/c\hbar\right)^2P_{cV}k\right]^2\left|2(A-B)e'_+e_{z'}/(-\hbar\omega)+e'^2_-B/\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)\right|^2}}\right\rangle\right\rangle\right\rangle+\right.\qquad(1)$$
$$\left.+\left\langle\frac{\left|\sqrt{2}Be'_ze'_-/\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)\right|^2}{\sqrt{(1+4\alpha_\omega/\hbar^2\omega^2)\left[\left(eA_0/c\hbar\right)^2P_{cV}k\right]^2\left|\sqrt{2}Be'_ze'_-/\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)\right|^2}}\right\rangle\right),$$

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

или

$$K^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=\frac{8\pi^2}{\hbar}\hbar\omega\frac{1}{I}\frac{\left(\mu_+^{(c,hh)}\right)^{3/2}}{(2\pi)^3\hbar^3}\sqrt{2}\sqrt{2\hbar\omega-E_g}f_{hh}\left[\frac{m_c}{m_c+m_{hh}}\left(2\hbar\omega-E_g\right)\right]\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2P_{cV}k\right]^2\Re^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2},\quad(2)$$

здесь

$\Xi^{(2)}_{C,L}=\sum_{\vec{k}}\left(f_L-f_{cond}\right)\delta\left(E_{cond}-E_L-2\hbar\omega\right)$, P_{cV} – параметр Кейна [11, 12], $e'_{\pm}=e'_x\pm ie'_y$, символ $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по телесным углам волнового вектора носителей тока,

$$\Re^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=\frac{1}{4\pi}\left\langle\left|\frac{2(A-B)e'_+e_{z'}}{\left(-\hbar\omega\right)}+\frac{e'^2_-B}{\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right|^2\right\rangle+\left\langle\left|\sqrt{2}B\frac{e'_ze'_-}{\left(E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right|^2\right\rangle=$$
$$=\frac{B^2}{15(\hbar\omega)^2}\left[\left(2\frac{A-B}{B}\right)^2a^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}+\left(\frac{\hbar\omega}{E_{lh}-E_{hh}-\hbar\omega}\right)^2b^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}\right],\quad(3)$$

которое в сферическом приближении в энергетическом спектре носителей тока принимает вид

$$\Re^{(2,sfer)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=\frac{B^2}{15(\hbar\omega)^2}\left[\frac{16m_{lh}^2}{\left(m_{hh}-m_{lh}\right)^2}a^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}+\left(\frac{\hbar\omega\left(m_{hh}+m_c\right)m_{lh}}{m_c\left(m_{hh}-m_{lh}\right)\left(2\hbar\omega-E_g\right)-\hbar\omega}\right)^2b^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}\right]\quad(4)$$

где для линейно-(или циркулярно)-поляризованного света $a^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=2$, $(a^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=9)$, $b^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=3$, ($b^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}=13$). В этом случае коэффициент ЛЦД для этих ОП зависит от частоты света и зонных параметров;

б) если исходное состояние находится в подзоне легких дырок, тогда получим

$$K^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm1/2}=\frac{2\pi}{\hbar}2\hbar\omega\frac{1}{I}\Xi^{(2)}_{C,lh}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^4\frac{P_{cV}^2k^2}{3}\times$$
$$\times\left(\left\langle\frac{\left|\frac{3Be'^2_+}{\left(E_{hh}-E_{lh}-\hbar\omega\right)}+2\frac{(A+B)e'_-e_{z'}}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{P_{cV}k}{\sqrt{3}}\right]^2\left|\frac{3Be'^2_+}{\left(E_{hh}-E_{lh}-\hbar\omega\right)}+2\frac{(A+B)e'_-e_{z'}}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2}}\right\rangle+\right.\quad(5)$$
$$\left.+\left\langle\frac{\left|2\sqrt{2}(A+B)\frac{e'^2_z}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{pk}{\sqrt{3}}\right]^2\left|2\sqrt{2}(A+B)\frac{e'^2_z}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2}}\right\rangle\right),$$

или

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

$$K^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm1/2}=\frac{32\pi^2}{\hbar}\hbar\omega\frac{1}{I}\Xi_{c,lh}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{P^2_{cV}k^2}{3}\Re^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm1/2}, \tag{6}$$

здесь

$$\begin{aligned}\Re^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm3/2}&=\frac{1}{4\pi}\left\langle\left|\frac{3Be^2_+}{\left(E_{hh}-E_{lh}-\hbar\omega\right)}+2\frac{(A+B)e'_-e_{z'}}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2\right\rangle+\left\langle\left|2\sqrt{2}(A+B)\frac{e'^2_z}{\left(-\hbar\omega\right)}\right|^2\right\rangle=\\&==\frac{B^2}{15\left(\hbar\omega\right)^2}\left[4\left(\frac{A+B}{B}\right)^2+\left(\frac{3\hbar\omega}{E_{hh}-E_{lh}-\hbar\omega}\right)^2\right]a^{(2)}_{C,\pm1/2;V,\pm1/2},\end{aligned} \tag{7}$$

которое в сферическом приближении в энергетическом спектре носителей тока принимает вид

$$\Re^{(2,sfer)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=\frac{\hbar^4\left(m_{hh}-m_{lh}\right)^2}{15\left(4\hbar\omega m_{hh}m_{lh}\right)^2}\left[4\left(\frac{2m_{hh}}{m_{hh}-m_{lh}}\right)^2+\left(\frac{3\hbar\omega}{\frac{m_c}{m_{hh}}\frac{m_{hh}-m_{lh}}{m_c+m_{lh}}\left(2\hbar\omega-E_g\right)+\hbar\omega}\right)^2\right]a^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}, \tag{8}$$

где для линейно(циркулярно)-поляризованного света $a^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=8$ $\left(a^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=7\right)$, коэффициент ЛЦД для этих ОП не зависит от частоты света и равен 8/7.

Пусть теперь виртуальные состояния носителей тока находятся в зоне проводимости. Тогда, если исходное состояние находится в подзоне тяжелых дырок валентной зоны:

$$K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=\frac{2\pi}{\hbar}2\hbar\omega\frac{1}{I}\Xi_{c,1h}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^4\left(\frac{P_{cV}k}{\hbar\omega}\frac{\hbar^2}{m_c}\right)^2\Im^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}, \tag{9}$$

$$\Im^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=\left\langle\frac{\left|e'_ze'_+\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\hbar\omega}\frac{\hbar^2}{m_c}P_{cV}k\right]^2\left|e'_ze'_+\right|^2}}\right\rangle+\left\langle\frac{\left|\sqrt{2}e'^2_z\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\hbar\omega}\frac{\hbar^2}{m_c}P_{cV}k\right]^2\left|\sqrt{2}e'^2_z\right|^2}}\right\rangle, \tag{10}$$

из которого без учета вклада эффекта когерентного насыщения в $K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}$ получим, что для света с линейной (циркулярной) поляризацией $\Im^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=8/15$ $\left(\Im^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=7/15\right)$, а коэффициент ЛЦД равен 7/8.

Пусть теперь виртуальные состояния носителей тока находятся в спин-орбитальной протяженной зоне. Если исходное состояние находится в подзоне тяжелых дырок валентной зоны, тогда получим, что

$$K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm3/2}=\frac{2\pi}{\hbar}2\hbar\omega\frac{1}{I}\Xi_{c,hh}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{BkP_{cV}}{\left(E_\Delta-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right]^2\Phi^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm3/2}, \tag{11}$$

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

здесь

$$\Phi^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm3/2}=\left\langle\frac{\left|e'_z e'_-\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{BkP_{cV}}{\left(E_\Delta-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right]^2\left|e'_z e'_-\right|^2}}\right\rangle+$$
$$+\left\langle\frac{\left|e'_\perp{}^2\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{BkP_{cV}}{\left(E_\Delta-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right]^2\left|e'_\perp{}^2\right|^2}}\right\rangle, \tag{12}$$

из которого без учета вклада эффекта когерентного насыщения в $K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}$ получим, что для света с линейной (циркулярной) поляризацией коэффициент ЛЦД равен 2/3.

Если теперь исходное состояние находится в подзоне легких дырок валентной зоны, тогда коэффициент двухфотонного поглощения поляризованного света определяется как

$$K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=\frac{2\pi}{\hbar}2\hbar\omega\frac{1}{I}\Xi_{c,lh}\times\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\sqrt{6}}\frac{BkP_{cV}}{\left(E_\Delta-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right]^2\Phi^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}, \tag{13}$$

$$\Phi^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}=\left\langle\frac{\left|3e'_\pm{}^2+4e^2_{z'}\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\sqrt{6}}\frac{BkP_{cV}}{\left(E_\Delta-E_{hh}-\hbar\omega\right)}\right]^2\left|3e'_\pm{}^2+4e^2_{z'}\right|^2}}\right\rangle+$$
$$+\left\langle\frac{\left|e'_z e'_+\right|^2}{\sqrt{1+4\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left[\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2\frac{1}{\hbar\omega}\frac{\hbar^2}{m_c}P_{cV}k\right]^2\left|e'_z e'_+\right|^2}}\right\rangle, \tag{14}$$

из которого без учета вклада эффекта когерентного насыщения в $K^{(2)}_{\mathrm{C},\pm1/2;\mathrm{V},\pm1/2}$ получим, что для света с линейной (циркулярной) поляризацией коэффициент ЛЦД равен 3/2.

Отметим, что суммарный коэффициент двухфотонного поглощения света (ДФПС) $\left(K^{(2)}_{c,\mathrm{V}}\right)$ определяется суммой перечисленных выше парциальных коэффициентов ДФПС.

Таким образом, основной вклад в ЛЦД ДФПС вносят ОП, протекающие из подзоны легких дырок в зону проводимости.

Далее вычислим спектральную зависимость суммарного коэффициента ДФПС в модели Кейна и будем использовать следующие выражения для энергетических спектров носителей тока в параболическом приближении:

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

$$E_c\left(\vec{k}\right)=E_g+\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}+\frac{k^2P_{cV}^2\left(E_g+\frac{2}{3}\Delta\right)}{E_g\left(E_g+\Delta\right)},\qquad E_{hh}\left(\vec{k}\right)=\frac{\hbar^2k^2}{2m_0},$$
$$E_{lh}\left(\vec{k}\right)=\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}-\frac{2k^2P_{cV}^2}{3E_g},\qquad E_{so}\left(\vec{k}\right)=-\Delta+\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}-\frac{k^2P_{cV}^2}{3\left(\Delta+E_g\right)}. \tag{15}$$

Здесь $E_g\left(\Delta\right)$ – ширина запрещенной (спин-орбитальной) зоны, P_{cV} – параметр Кейна [10, 11]. Тогда спектральная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения линейно поляризованного света в области малых значений волнового вектора носителей тока запишется как

$$K_{c,V}^{(2)}\left(\omega\right)=K_{c,V}^{(0)}\Im_{c,V}^{(2,l)}\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g}\right). \tag{16}$$

Здесь $K_{c,V}^{(0)}=\frac{4\pi e^2P_{cV}}{\hbar c^2n_\omega^2E_g^3}$, $E_g\ll E_{so}$ для случая l=1, $E_g\gg E_{so}$ для случая l=2;

$$\Im_{c,\mathrm{V}}^{(2,1)}\left(\xi\right)==\frac{4\xi^{3/2}}{15\sqrt{6}\left(\xi+1\right)^3}\left[480\frac{\left(\xi+1\right)^{1/2}}{\left(3\xi+1\right)^2}+\frac{\left(\xi+2\right)^{3/2}}{\left(\xi+1\right)^5}\left(9\left(\xi+1\right)^4+40\left(\xi+1\right)^2+96\right)\right], \tag{17}$$

$$\Im_{c,\mathrm{V}}^{(2,2)}\left(\xi\right)==\frac{32\xi^{3/2}}{15\left(\xi+1\right)^3}\left\{36\frac{\left(\xi+1\right)^{1/2}}{\left(3\xi+1\right)^2}+\frac{\left(\xi+2\right)^{3/2}}{\left(\xi+1\right)^5}\left(\left(\xi+1\right)^4+2\left(\xi+1\right)^2+6\right)\right\}, \tag{18}$$

где $\xi=\left(2\hbar\omega-E_g\right)/E_g$.

На рис. 1 и 2 представлена зависимость $K_{c,V}^{(2)}\left(\omega\right)$ для InSb в двух случаях: для $E_g\ll E_{so}$ и $E_g\gg E_{so}$. В расчетах предполагалось, что начальные состояния носителей тока полностью заняты, а конечные состояния полностью пустые.

Эти результаты показывают, что при освещении InSb линейно поляризованным светом как в случае $E_g\ll E_{so}$, так и при $E_g\gg E_{so}$ спектральная зависимость $K_{c,V}^{(2)}\left(\omega\right)$ с ростом частоты увеличивается, достигает максимума, а затем уменьшается (рис. 1 и 2).

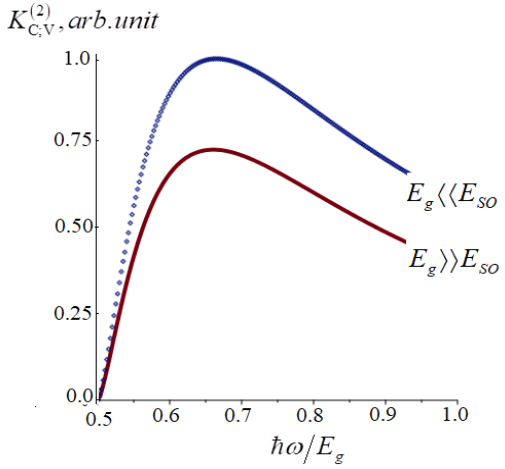


Рисунок 1. Спектральная зависимость коэффициента межзонного двухфотонного поглощения линейно поляризованного света в кристалле InSb, соответствующая случаям $E_g\gg E_{so}$ и $E_g\ll E_{so}$.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

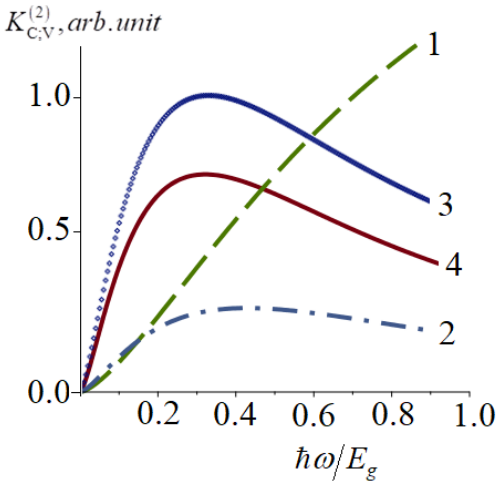


Рисунок 2. Спектральная зависимость коэффициента межзонного двухфотонного поглощения линейно поляризованного света в кристалле InSb, для случаев $E_g \ll E_{so}$ (кривые 1 и 3) и $E_g \gg E_{so}$ (кривые 2 и 4). Кривые 1 и 2 соответствуют параболическому, а кривые 3 и 4 непараболическому приближению в энергетическом спектре носителей тока.

Это объясняется сложностью зонной структуры полупроводника в модели Кейна, которая отражается в матричных элементах и в энергетических спектрах. За счет этого возникают сложные зависимости плотности состояний и энергий как конечных, так начальных состояний фотовозбужденных носителей тока от частоты света. Если ограничимся сферическим приближением в энергетическом спектре, тогда $K^{(2)}_{c,V}(\omega)$ будет увеличиваться с ростом частоты при условии $E_g \ll E_{SO}$ (рис. 2, кривая 1).

Количественные значения зонных параметров в численных расчетах выбирали из работы [12].

III. Заключение

В настоящей работе классифицированы матричные элементы межзонных двухфотонных ОП в узкозонном полупроводнике в зависимости от компонентов вектора поляризации света. В приближении Кейна как с учетом, так и без учета эффекта когерентного насыщения рассчитаны поляризационные и спектральные зависимости парциальных коэффициентов ДФПС и их ДЦД, отличающихся типом ОП. Показано, что при освещении InSb линейно поляризованным светом и в случае $E_g \ll E_{so}$, и при $E_g \gg E_{SO}$ спектральная зависимость $K^{(2)}_{c,V}(\omega)$ с ростом частоты увеличивается, достигает максимума, а затем уменьшается. Это объясняется сложностью зависимостей плотности состояний и энергий как конечных, так начальных состояний фотовозбужденных носителей тока от частоты света, которые возникают в связи с особенностями зонной структуры полупроводника. В сферическом приближении в энергетическом спектре при условии $E_g \ll E_{so}$ величина $K^{(2)}_{c,V}(\omega)$ будет увеличиваться с ростом частоты (рис. 2, кривая 1).

Метаданные

Interband two-photon linear-circular dichroism in narrow-gap semiconductors

R.Ya. Rasulov, V.R. Rasulov, B.B. Akhmedov, I.A. Muminov

Ferghana State University, Murabbiylar str., 19, 150100, Ferghana, Uzbekistan

It is shown that the main contribution in the two-photon linear-circular dichroism in narrow-gap semiconductors is made by optical transitions proceeding from the subband of light holes to the conduction band. The dependences of the partial coefficients of interband two-photon absorption of light, which differ from each other by the types of optical transitions, are analyzed, depending on the degree of polarization of light, and a quantitative analysis of the coefficient of linear-circular dichroism of two-photon absorption of light is carried out. Expressions for the spectral dependence of the coefficient of interband two-photon absorption of light in narrow-gap semiconductors in the Kane model are obtained.

Keywords: initial, virtual and final states, interband two-photon absorption of light, Kane's approximation, optical transition, semiconductor.

Литература (References)

[1] S.D. Ganichev, Ye.L. Ivchenko, R.Ya. Rasulov, I.D. Yaroshetskiy, B.Ya. Averbux. FTT **35**, 198 (1993).
[2] R.Ya. Rasulov. FTP **22**, 11, 2077 (1988).
[3] R.Ya. Rasulov, G.Kh. Khoshimov, Kh. Kholitdinov. Semiconductors **30**, 2, 274 (1996).
[4] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I. Eshboltaev. Physics of the Solid State **59**, 3, 463 (2017).
[5] D.A. Parshin, A.R. Shabayev. JETF **92**, 4, 1471 (1987).

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

[6] R.Ya. Rasulov. Polyarizatsionniye opticheskiye va fotogalvanicheskiye effekti v poluprovodnikax pri lineynom i nelineynom pogloshchyenii sveta. Dissertatsiya na soiskanie uchenoy stepeni doktora fiz.-mat. nauk (St.-Peterburg, 1993).
[7] Ye.L. Ivchenko. FTT **14**, 11, 3489 (1972).
[8] S.B. Arifjanov, A.M. Danishevskiy, Ye.L. .Ivchenko, S.F. Kochegarov, V.K. Subashiyev. JETF **74**, 1, 172 (1978).
[9] N.V. Leppenen, Ye.L. Ivchenko, L.E. Golub. Physica Status Solidi (b) **129**, 139 (2019).
[10] G.L. Bir, G.Ye. Pikus. Simmetriya i deformatsionniye effekti v poluprovodnikakh (Moskva, Media, 2012).
[11] Ye.L. Ivchenko, R.Ya. Rasulov. Simmetriya i realnaya zonnaya struktura poluprovodnikov (Tashkent, Fan, 1989).
[12] I. Vurgaftman, J.R.M. Meyer, J.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).

Тор зонали ярим ўтказгичларда зоналараро икки фотонли чизиқли циркуляр дихроизм

Р.Я. Расулов, В.Р. Расулов, Б.Б. Ахмедов, И.А. Муминов

Фарғона давлат университети, Мураббийлар кўч. 19, 150100, Фарғона, Ўзбекистон

Тор зонали яримўтказгичларда икки фотонли чизиқли циркуляр дихроизмга асосий улушни валент зонасининг енгил коваклар тармоғидан ўтказувчанлик зонасига оптик ўтишларнинг бериши кўрсатилган. Бир-биридан оптик ўтишларнинг турлари билан фарқланувчи тармоқлараро икки фотонли ёруғлик парциал ютилиш коэффициентининг ёруғлик қутбланиш даражасига боғлиқлиги аниқланди ва икки фотонли ёруғлик ютилиши чизиқли циркуляр дихроизм коэффициентининг миқдорий таҳлиллари ҳам бажарилди. Кейин моделига кўра тор зонали яримўтказгичларда ёруғлик зоналараро икки фотонли ютилиш коэффициенти спектрал боғланишларининг ифодалари олинди.

Калит сўзлар: бошланғич, виртуал ва якуний ҳолатлар, тармоқлараро икки фотонли ёруғлик ютилиши, Кейн яқинлашуви, оптик ўтиш, ярим ўтказгич.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.