

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ ТРЕХФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В p -Ge

© Р.Я.Расулов, Г.Х.Хашимов, Х.Холиддинов

Ферганский государственный университет,
712000 Фергана, Узбекистан

(Получена 14 декабря 1994 г. Принята к печати 15 мая 1995 г.)

Исследовано влияние состояния поляризации на эффект увлечения носителей тока при трехфотонном поглощении света субмиллиметрового диапазона ($\lambda = 90$ мкм) в кристаллах типа p -Ge при комнатной температуре.

Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей тока увлечения дырок фотонами от интенсивности и поляризации возбуждающего света позволило разделить и сопоставить вклады в линейное поглощение света, связанные с одно-, двух- и трехквантовыми переходами.

В [1] впервые обнаружен и исследован линейно-циркулярный дихроизм при внутризонном нелинейном поглощении света, сопровождаемом одно- и двухфотонными переходами свободных носителей между подзонами тяжелых и легких дырок вырожденной валентной зоны германия. При этом было показано, что из-за различия знака одно- и двухквантового вкладов в фототок меняется знак тока увлечения свободных носителей фотонами с ростом интенсивности в соответствии с экспериментальными данными.

Представляется интересным проанализировать влияние процессов поглощения более высокого порядка, в частности состояния поляризации, на значение интенсивности света, при которой наблюдается инверсия знака тока увлечения.

В связи с этим рассмотрим линейно-циркулярный дихроизм эффекта увлечения в кристаллах типа германия или арсенида галлия, возникающий при трехфотонном поглощении света и обусловленный увлечением свободных носителей фотонами.

При расчете трехфотонного тока увлечения при циркулярной поляризации $j_c^{(3)}$ мы использовали процедуру, разработанную ранее в [2,3] для случая линейно поляризованного света. Поэтому здесь мы приведем лишь конечную формулу для $j_c^{(3)}$, поясним введенные обозначения. В обозначениях, аналогичных использованным в [1,2], выражение для

трехфотонного тока увлечения можно записать в виде

$$j_c^{(3)} = \sum_{l=1,2} j_l^{(3)}, \quad (1)$$

$$j_l^{(3)} = e \frac{\hbar q \tau_l^{(3)}}{m_1 - m_2} (-1)^{1+l} \frac{IK^{(3)}}{\hbar \omega} (u_{3l} + u'_{3l}), \quad (2)$$

$$u_{3l} = a_3 \left[2121\Gamma_9^{(l)} + \frac{724}{3}\Gamma_5^{(l)} - 46\Gamma_7^{(l)} \right], \quad (3)$$

$$\Gamma_{2n+3}^{(l)} = (2n+3)\nu_l(E), \quad \nu_l(E) = \frac{\partial \ln \tau_l(E)}{\partial \ln E} - \beta E, \quad (4)$$

$$u'_{3l} = -\frac{1}{1004} \left(b_3 - c_3 \frac{\mu_-}{m_0} g \right). \quad (5)$$

Здесь $a_3 = 9/280$, $b_3 = 4272$, $c_3 = 587$, e — элементарный заряд ($e > 0$), индекс l нумерует подзоны тяжелых ($l = 1$) и легких ($l = 2$) дырок, m_0 — масса сводобного электрона, m_l — эффективная масса дырок в подзоне l , g — g -фактор дырки в Γ_8 , I — интенсивность, q — волновой вектор света в кристалле: $q = n_\omega \omega / c$, n_ω — показатель преломления света на частоте ω , $\beta = 1/k_B T$, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, $\mu_- = m_1 m_2 (m_1 - m_2)^{-1}$ — приведенная масса, $E_i^{(N)} = N \hbar \omega \mu_- / m_l$, $\tau_l(E_i^{(3)}) \equiv \tau_l^{(3)}$ — время релаксации по импульсу дырки l в состоянии с энергией $E_i^{(3)}$, $K^{(3)}$ — коэффициент трехфотонного поглощения при прямых межподзонных переходах [3].

Расчет составных матричных элементов трехфотонных оптических переходов проводился в случае $m_1 \gg m_2$, а расчет $j_c^{(3)}$ проводился в приближении сферических зон.

Перед тем как перейти к количественному сопоставлению теории с экспериментом мы рассмотрим еще один возможный вклад $\delta j^{(1)}$ в нелинейный ток увлечения, связанный с эффектом резонансного насыщения однофотонных переходов. Этот вклад обусловлен тем, что с ростом интенсивности света стационарная заселенность состояний тяжелых дырок с энергией $E_1^{(1)}$ начинает заметно уменьшаться, а заселенность состояний легких дырок с $E \simeq E_2^{(1)}$ — увеличиваться, что должно привести к изменению однофотонного тока увлечения и дополнительному сдвигу точки инверсии I_i , т. е. значения интенсивности света, при котором наблюдается инверсия знака полного фототока.

Как показано в [1], эффект насыщения, а значит, и соответствующее изменение тока увлечения, зависят от состояния поляризации света. Насыщение однофотонного тока увлечения как при линейной, так и при циркулярной поляризации рассмотрим для произвольной области интенсивности в отличие от [1], где вклад в фототок эффекта насыщения рассмотрен в области малых интенсивностей $I \ll I_{cr}$, ($I_{cr} = 2n_\omega \mu_- \omega^3 (\pi \alpha)^{-1}$ — характерная интенсивность; α — постоянная тонкой структуры, $e^2 / \hbar c$). В работе [2] эффект насыщения не обсуждался.

Тогда в обозначениях, аналогичных использованным в [1,3], выражение для $\delta j_l^{(1)}$ можно записать в виде

$$\delta j_l^{(1)} = -1.5e\hbar q(m_1 - m_2)^{-1} \tau_l^{(1)} (-1)^{1+l} K^{(1)}(u_{1l} + u'_{1l}) \frac{I}{\hbar\omega}, \quad (6)$$

где

$$u_{1l} = a_1 + b_1 \nu_l(E_l^{(1)}), \quad a_1 = \frac{2}{3} - 5J_2 - a \frac{\partial J_2}{\partial a},$$

$$u'_{1l} = c_1(m_1 - m_2)m_l^{-1} - d_1 \frac{\mu_-}{m_0} g, \quad b_1 = \frac{2}{15} - aJ_2,$$

$$a = 6\omega^2 T_1 T_2 I / I_{\text{cr}};$$

при линейной поляризации $c_1 = -d_1 = 1.5J_2$,

$$J_2 = \frac{3+a}{8a^2} \left[1 + \frac{1+a}{\sqrt{a}} \frac{a-3}{a+3} \arcsin \left(\frac{a}{1+a} \right)^{1/2} \right]; \quad (7)$$

а при циркулярной поляризации $c_1 = [2 + (-1)^l]d_1 + J_2$,

$$J_2 = (2s_3 - s_2 - s_4)/\sqrt{8a}, \quad d_1 = (s_2 - s_4)/\sqrt{8a},$$

$$s_n = \int_{-1}^{+1} [2a^{-1} + (1-\mu)^2]^{-1/2} \mu^n d\mu, \quad (8)$$

T_l — время выхода дырки ветви l из резонансной области энергий вблизи $E = E_l^{(1)}$ [4].

Причина возникновения линейно-циркулярного дихроизма при насыщении однофотонного поглощения пояснена в [1]. Его следует учесть как вклад в линейный и квадратичный по интенсивности света ток увлечения [3].

Как и в [1,3], для сравнения теоретической и экспериментальной зависимостей отношения $\chi = \bar{j}/pI_0$ от интенсивности вошедшего в кристалл света I_0 учитывалось три механизма рассеяния дырок — на акустических и оптических фононах, а также на ионизированных примесях. Здесь p — концентрация дырок,

$$\bar{j} = d^{-1} \int_0^d j(z) dz \quad (9)$$

— полный ток увлечения, усредненный по длине образца d , $j(z)$ — плотность суммарного тока,

$$j(z) = \bar{a}_1 I(z) + \bar{a}_2 I^2(z) + \bar{a}_3 I^3(z), \quad (10)$$

коэффициенты $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \bar{a}_3$ не зависят от $I(z)$.

Следуя [1] для p -Ge при комнатной температуре и при поглощении света с длиной волны $\lambda = 90$ мкм, пренебрегаем зависимостью суммарного коэффициента поглощения света K_s от I_0 , и поэтому можно подставить в (10) вместо $I(z)$ экспоненту $I_0 \exp(-K_s z)$. Тогда для \bar{j} при учете $K_s d > 1$ получим

$$\bar{j} = \left(j_l^0 + \frac{1}{2} j_q^0 + \frac{1}{3} j_{\text{cub}}^0 \right) \frac{1}{K_s d}, \quad (11)$$

где j_l^0 , j_q^0 , j_{cub}^0 — линейный, квадратичный и кубический по I_0 токи увлечения вблизи внешней поверхности образца. Таким образом, определяемая на опыте интенсивность I_i отражает не равенство токов $j_l^0 = -j_q^0 - j_{\text{cub}}^0$, как это было бы при $K_s d \ll 1$, а равенство $j_l^0 = -\frac{1}{2} j_q^0 - \frac{1}{3} j_{\text{cub}}^0$, что ранее в [2] не было учтено.

При построении теоретической зависимости $\chi(I_0)$ для упрощения количественных расчетов выбран случай $I_0 \ll I_{\text{cr}}$ для $\delta j^{(1)}(I_0)$, т.е. $\delta j^{(1)} \sim I_0^2$, и выбирались следующие значения величин Ge: $m_1 = 0.33m_0$, $m_2 = 0.045m_0$, $T = 300$, $g = -6.8$, акустическая длина $l_s = 4.3 \cdot 10^{-3}$ см, скорость звука $c_s = 5.2 \cdot 10^5$ см/с, плотность $\rho = 5.3$ г/см³, константа взаимодействия дырок с оптическими фононами $E_{\text{opt}} = 13.00$ эВ, энергия оптического фонона $\hbar\Omega = 37$ мэВ, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0 = 16$, концентрация примесей $N \simeq 10^{15}$ см⁻³, длина волны излучения $\lambda = 90.55$ мкм ($\hbar\omega = 13.7$ мэВ).

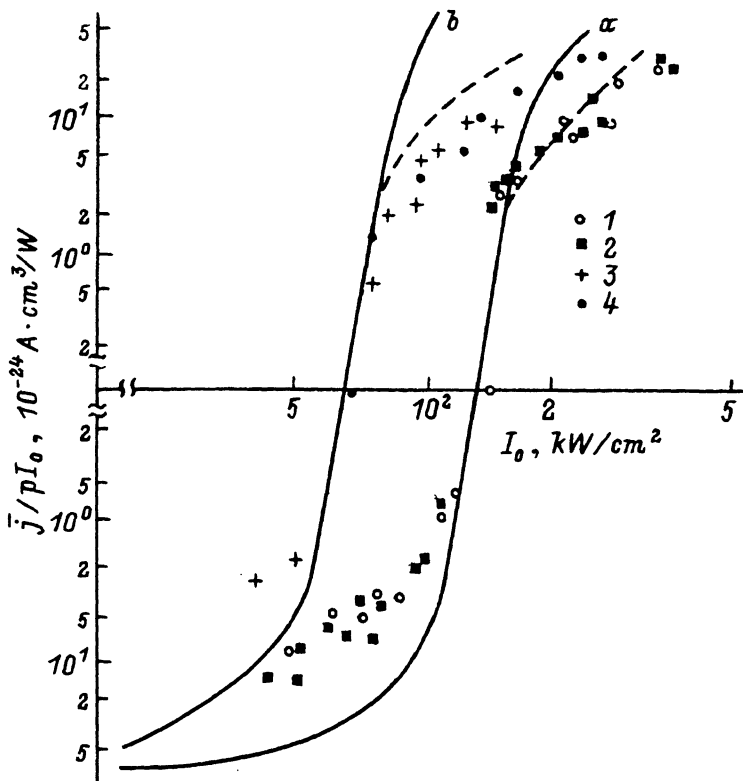
Расчеты показывают, что для первого и второго механизмов рассеяния вклад легких дырок не превышает 20 и 6% соответственно, а при рассеянии на ионизированных примесях основной вклад в полный ток увлечения дают легкие дырки. Во всех трех случаях направления потоков легких и тяжелых дырок противоположны. Для первого и второго механизмов рассеяния результирующий ток увлечения имеет отрицательный знак, а в третьем случае — положительный. Это связано с тем, что с переходом от одного механизма к другому изменяются соотношения между временами релаксации импульса легких и тяжелых дырок, а значит, и их вклад в полный ток эффекта увлечения.

Отметим, что при вычислении $\delta j_c^{(1)}$ нужно задать также величину $T_1 T_2$, которая, как отмечалось в [1], может быть меньше произведения $\tau_1(E_1^{(1)})\tau_2(E_2^{(1)})$.

Наилучшее согласие с экспериментальными значениями точки инверсии при линейной и циркулярной поляризациях $I_i^{\text{ex}}(\text{lin}) = 114$, $I_i^{\text{ex}}(\text{circ}) = 80$ кВт/см², соответствующих теоретическим $I_i^{\text{th}}(\text{lin}) = 133$ и $I_i^{\text{th}}(\text{circ}) = 71$ кВт/см², получается при $\omega^2 T_1 T_2 = 32$; при этом отношении $I_i^{\text{th}}(\text{lin})/I_i^{\text{th}}(\text{circ}) = 1.9$.

Во всех областях интенсивности света вклад насыщения в однофотонный ток увлечения $\delta j_c^{(1)}$ превышает вклад в двухфотонный ток $j_c^{(2)}$; превышение зависит от значения I_0 и достигает 3.2 раза. Знаки вкладов этих токов совпадают и противоположны знаку $j^{(1)}$.

Расчет показывает, что учет вклада трехфотонного тока увлечения в общий фототок приводит к незначительному (всего лишь на



Зависимость полного тока увлечения, усредненного по длине образца, от интенсивности света. Сплошные линии — расчет с учетом насыщения одноквантовых оптических переходов для линейной (а) и циркулярной (b) поляризации.

Точки — эксперимент; поляризация: 1, 2 — линейная, 3, 4 — циркулярная; $p, 10^{14} \text{ см}^{-3}$: 1, 3 — 1.5, 2, 4 — 3.

~ 2 кВт/см²) уменьшению I_i в p -Ge при $T = 300 \text{ K}$ как при линейной, так и при циркулярной поляризациях.

Ход зависимостей среднего тока увлечения \bar{j} , деленного на концентрацию дырок p и интенсивность I_0 , от интенсивности света для двух поляризаций, линейной и циркулярной, как в области $I_0 \sim I_i$, так и при $I_0 > I_i$ находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами (см. рисунок).

Список литературы

- [1] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, Б.Н. Авербух. ФТТ, **35**, 198 (1993).
- [2] Р.Я. Расулов. ФТП, **22**, 2077 (1986).
- [3] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, Я.В. Терентьев, А.В. Федоров, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **91**, 1233 (1986).
- [4] Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ, **92**, 1471 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

The drag effect under three-photon absorption of circularly polarized light in p -Ge

R. Ya. Rasulov, G. Kh. Khashimov, Kh. Kholiddinov

Fergana State University, 712000 Fergana, Uzbekistan
