

УДК 621.315.592

К теории двухфотонного линейного фотогальванического эффекта в *n*-GaP

© В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов

Ферганский государственный университет,
713000 Фергана, Узбекистан
E-mail: r_rasulov51@mail.ru

(Получена 25 февраля 2015 г. Принята к печати 27 апреля 2015 г.)

Построена количественная теория диагонального (баллистического) и недиагонального (сдвигового) по индексам зон вкладов в двухквантовый ток линейного фотогальванического эффекта в полупроводнике со сложной зоной, обусловленный асимметрией актов рассеяния электронов на фононах и фотонах. Показано, что процессы, обусловленные одновременным поглощением двух фотонов, не дают вклады в баллистический фототок в *n*-GaP. Это связано с тем, что при этом не возникает асимметричное распределение по импульсу возбужденных фотонами электронов, оно возникает при последовательном поглощении двух фотонов с участием *LO*-фононов. Указано, что температурная зависимость сдвигового вклада в двухфотонный фототок в *n*-GaP будет определяться температурной зависимостью коэффициента поглощения света, обусловленного прямыми оптическими переходами электронов между подзонами X_1 и X_3 . Указано, что в спектральной зависимости фототока наблюдается особенность в области частот света $\omega \rightarrow \Delta/2\hbar$, связанная с горбообразностью подзоны X_1 *n*-GaP¹ и корневой особенностью плотности состояния, определяемая как $k_{\omega}^{-1} = (2\hbar\omega - \Delta)^{-1/2}$, где Δ — энергетическая щель между подзонами X_1 и X_3 . Получены спектральная и температурная зависимости коэффициента поглощения линейно поляризованного излучения *n*-GaP с учетом „горба“ нижней подзоны зоны проводимости.

С созданием лазеров, генерирующих мощное излучение субмиллиметрового диапазона, проявились новые аспекты взаимодействия электромагнитного излучения с твердыми телами, в частности многофотонное поглощение света в полупроводниках (см., например, [1–3]).

В этой связи рассмотрим двухфотонный линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в *n*-GaP, представляющий собой генерацию светом постоянного тока в среде в отсутствие внешнего постоянного электрического поля и пространственных неоднородностей, обусловленную прямыми оптическими переходами между подзонами зоны проводимости [4–6]. При этом будем учитывать как последовательное, так и одновременное поглощение двух фотонов [3].

Физическая природа ЛФГЭ обладает рядом особенностей, одна из которых состоит в том, что в средах без центра инверсии не всегда выполняется принцип детального равновесия, и он приводит к асимметрии актов рассеяния электронов. Это создает возможность для возникновения электрического тока в произвольном неравновесном стационарном состоянии. Если неравновесное состояние обусловлено внешним освещением, тогда возникает фототок, направление которого определяется как симметрией кристалла, так и природой поляризации света [4–14].

Если геометрия опыта допускает квадратичный по интенсивности света ток фотогальванических эффектов (ФГЭ), зависящих от степени поляризации света,² то

¹ Аналогичная ситуация имеет место в теллуре. Этот случай требует отдельного рассмотрения.

² Здесь подразумевается эффект фотонного увлечения и линейный и циркулярный фотогальванические эффекты (см., например, [4–6]).

его физическая природа в настоящее время мало исследована [15–20]. Этому вопросу посвящено настоящее сообщение.

Основная формула для фототока, используемая при микроскопическом расчете ФГЭ, имеет в общем случае вид

$$j_{phG} = -e \sum_{nm'k} V_{nm'}(k) \rho_{nm'}(k). \quad (1)$$

Здесь e — элементарный заряд ($e > 0$ для дырок, $e < 0$ для электронов), $\rho_{nm'}(k)$ и $V_{nm'}(k)$ — матричный элемент матрицы плотности и оператора скорости, вычисленные между состояниями $|n'k'\rangle$ и $|nk\rangle$: $V_{nk} = \hbar^{-1} \nabla_k E_n(k)$ — групповая скорость электрона в зоне n с волновым вектором k , $\rho_{nm}(k) = f_{nk}$ — неравновесная функция распределения в стационарных условиях, определяемая процессами генерации, рассеяния и рекомбинации, n и n' нумеруют подзоны сложной зоны, а для кристаллов с вырожденной зоной — и вырожденные состояния подзон.

Матрица плотности ρ удовлетворяет следующему уравнению [13,14]

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho], \quad (2)$$

где полный гамильтониан $H = H_0 + V_{\text{phot}} + V_{\text{latt}}$ включает гамильтониан электронов в идеальном кристалле H_0 , оператор электрон-фотонного взаимодействия V_{phot} и оператор взаимодействия электронов с примесями или фононами V_{latt} . В равновесии (а также при $t \rightarrow \infty$ при адиабатическом включении взаимодействия) $\rho_{nm'}(k) = f_0(E_n(k)) \delta_{nm'}$, где $f_0(E) = [1 + \exp(E/k_B T)]^{-1}$ — равновесная функция распределения.

Далее разделим в (1) на диагональные и недиагональные по индексам зон вклады в фототок и будем анализировать их вклады в фототок.

$$\text{Недиагональный вклад } J_{\text{shift}} = -e \sum_{n \neq n', k} V_{nn'}(k) \rho_{nn'}(k)$$

связан со сдвигом свободных носителей в координатном пространстве, при квантовых переходах его называют сдвиговым вкладом. Можно показать, что выражение для J_{shift} преобразуется к виду $J_{\text{shift}} = -e \sum_{nm'kk'} R_{n'k',nk} W_{n'k',nk}$.

Здесь $W_{n'k',nk}$ — вероятность перехода в единицу времени электрона из состояния $|nk\rangle$ в состояние $|n'k'\rangle$. $R_{n'k',nk}$ — сдвиг центра тяжести его волнового пакета электронов в реальном пространстве, возникающий при квантовом переходе $|nk\rangle \rightarrow |n'k'\rangle$:

$$R_{n'k',nk} = -|V_{n'k',nk}|^{-2} \text{Im} \left[V_{n'k',nk} \left(\frac{\partial}{\partial k} + \frac{\partial}{\partial k'} \right) V_{n'k',nk} \right]. \quad (3)$$

Например, для прямых межзонных оптических переходов $R_{n'k',nk}$ определяется формулой (3), где надо произвести замену $V_{n'k',nk} \rightarrow (ep)_{n'n}(k)$, где e — вектор поляризации света, p — оператор импульса. Тогда ток фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ, возникающий за счет прямых оптических переходов электронов в окрестности долины в n -GaP,

$$\begin{aligned} J_{\text{shift}}^{(z)} &= -2e \sum_k R_{3k,1k}^{(z)} W_{3k,1k}^{(z)} \\ &= e \frac{4\pi^2 I e^2}{c \omega t_0 n_\omega \hbar \omega} 2 \text{Im} [(ep_{31}(k))^* \nabla_k (ep_{31}(k))] \\ &\quad \times f_1(k) \delta(E_3(k) - E_1(k) - \hbar\omega), \end{aligned} \quad (4)$$

где величины общеприняты. Тогда выражение для матричного элемента $ep_{31}(k)$ оптического перехода $X_{c1} \rightarrow X_{c3}$ (см. Приложение I, формула (П.1.5) и $\sum_k k_x k_z F(k_z^2, k_\perp^2) = 0$) для n -GaP в сферическом приближении в энергетическом спектре электронов ($E_l(\mathbf{k}) = A_l k^2 + (-1)^{(l+1)/2} \Delta/2$ ($l = 3, 1$)) имеет вид

$$J_{\text{shift},\alpha}^{(z)} = -e \frac{IK(\omega)}{\hbar\omega} R_\alpha \mathfrak{J}(\omega, T) \quad (5)$$

или

$$\chi_{\text{shift}} = -e QK(\omega)/(P\Delta) \mathfrak{J}(\omega, T), \quad (6)$$

где при

$$\begin{aligned} A_3 &= 2A_1, \quad \mathfrak{J}(\omega, T) \\ &= \frac{3}{5} \frac{I}{I_0} \frac{2\hbar\omega - \Delta}{\hbar\omega} \left(\frac{2\hbar\omega - \Delta}{\hbar\omega - \Delta} \right)^{3/2} e^{\frac{2\hbar\omega}{k_B T}} \left(1 + e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} \right), \end{aligned}$$

$I_0 = \frac{2n_\omega}{\pi\alpha} \mu_- \omega^3$, $\mu_- = m_{X_1} m_{X_3}/(m_{X_1} - m_{X_3})$ — приведенная масса электронов, α — параметр тонкой структуры, $m_{X_1}(m_{X_3})$ — эффективная масса электронов в подзоне $X_1(X_3)$, P, Q — зонные параметры, χ_{shift} — тензор

линейного ФГЭ, Δ — энергетическая щель в точке X , $R_\alpha = \frac{P \hbar\omega}{Q \Delta} 2e_\beta e_\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$, $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор Ливы–Чивита ($\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$), $K(\omega)$ — коэффициент поглощения света, обусловленного прямыми оптическими переходами между подзонами X_1 и X_3 (см. Приложение II).

Заметим здесь, мерой асимметрии электрон-фотонного воздействия в этом случае может служить величина $|PQk|/(P^2 + Q^2 k^2)$. Тогда при сравнимых Qk и P справедливо соотношение $|R_{31}(\mathbf{k})| \alpha PQ/(P^2 + Q^2 k^2) \ll \frac{\lambda}{4\pi}$, т.е. величина сдвига при переходе $X_1 \rightarrow X_3$ не может превышать величину $\lambda/4\pi$, где λ — де-Бройловская длина волны электрона, участвующего в переходе.

Диагональный вклад $J_{\text{ball}} = -e \sum_{nk} V_{nk} f_{nk}$ определяет

ся индуцированной светом асимметрией функции распределения [7,11–14], где $V_{nk} \equiv V_{nn}(k) = \hbar^{-1} \nabla_k E_n(k)$. Этот вклад получил название баллистический. Далее обозначим в виде $|n, -k\rangle$ состояние, получающееся действием операции инверсии времени на состояние $|n, k\rangle$: $\psi_{n,-k} = \widehat{K} \psi_{n,k}$. Отметим, что $E_{n,-k} = E_{n,k}$, откуда следует, что $V_{n,-k} = -V_{n,k}$. Поэтому вклад в баллистический фототок J_{ball} дает только асимметричная составляющая функции распределения $f_{nk}^{(as)}$. В приближении времени релаксации кинетическое уравнение для $f_{nk}^{(as)}$ имеет вид $\frac{1}{\tau_{nk}} f_{nk}^{(as)} = g_{nk}^{(as)}$, где $g_{nk}^{(as)} = \sum_{n'k'} (W_{nk,n'k'}^{(as)} - W_{n'k',nk}^{(as)})$ — темп асимметричной генерации, $W_{n'k',nk}^{(as)}$ — асимметричный вклад в вероятность (в единицу времени) оптического перехода носителей тока, τ_{nk} — время релаксации импульса электронов.

Далее, рассмотрим двухквантовое поглощение света, подразумевая при этом, что параметры отдельно взятых фотонов одинаковы. В этом случае электронная плотность тока линейного ФГЭ в приближении времени релаксации запишется как³

$$\mathbf{j} = -e \sum_{nk,n'k'} [v_{n'k'} \tau_{n'k} - v_{nk} \tau_{nk}] W_{n'k',nk}^{(2,ass)}, \quad (7)$$

где e — элементарный заряд ($e > 0$), V_{nk} — скорость электронов ветви n , $\tau_{l,k}$ — время релаксации дырок по импульсу, $W_{n'k',nk}^{(2,ass)}$ — асимметричная часть вероятности оптических переходов электронов с участием фононов и двух фотонов, которая возникает из-за наличия слагаемых разной четности по волновому вектору в операторах взаимодействия с фононами (фононный механизм) и с фотонами (фотонный механизм) и определяется соотношением

$$W_{n'k',nk}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{n'k',nk}^{(2)}|^2 (f_{nk}^{(e)} - f_{n'k'}^{(e)}) \delta(E_{n'k'} - E_{nk} - 2\hbar\omega), \quad (8)$$

где $E_{n'k'}$ и E_{nk} — энергии конечного и начального состояний электронов, $f_{nk}^{(e)}$ — равновесная функция

³ Для многодолинных пьезополупроводников, таких как n -GaP или теллур, в (12) надо провести суммирование по всем эквивалентным долинам.

распределения носителей тока в состоянии $|nk\rangle$. Для расчета $W_{n'k',nk}^{(2,ass)}$, т.е. тока баллистического линейного ФГЭ, необходимо вычислить $M_{n'k',nk}^{(N)}$ — составной матричный элемент N -фотонного $|nk\rangle \rightarrow |n'k'\rangle$ перехода. Например, составные матричные элементы для одно- и двухфотонного оптических переходов, с помощью которых можно упростить решение задачи

$$M_{mn}^{(1)} = M_{mn} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right) e\nabla_k \widehat{H}_{mn}(k),$$

$$M_{mn}^{(2)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \times \left[\sum_{m_1} \frac{e\nabla_k \widehat{H}_{mm_1}(k) \times e\nabla_k \widehat{H}_{m_1n}(k)}{E_{m_1} - E_n - \hbar\omega} - \widehat{H}_{mn}(e) \right]. \quad (9)$$

Здесь не учтено, что в условиях поглощения света линейной и циркулярной поляризации при расчете $M_{n'k',nk}^{(2)}$ методом эффективного гамильтониана достаточно рассматривать виртуальные состояния в пределах той же зоны Γ_8^+ [19,20], где $n_{1,2} = (l_{1,2}, m)$; $k', k_{1,2}, k$ — волновые векторы электронов в конечном, промежуточном и начальном состояниях.

Используя результаты последних соотношений, нетрудно получить выражение для $M_{mn}^{(2)}$:

$$M_{m\bar{m}}^{(2)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 \frac{1}{\hbar\omega} \times [\nabla \mathbf{H}_{m\bar{m}} (\Xi_{m\bar{m}} \nabla \mathbf{H}_{mm} + \nabla \mathbf{H}_{\bar{m}\bar{m}}) + \hbar\omega \mathbf{H}_{m\bar{m}}(e)], \quad (10)$$

где $m \neq \bar{m} = 1, 2$ — номера подзон рассматриваемой зоны, если она вырожденная,

$$\Xi_{m\bar{m}} = 1 - [(E_m - E_{\bar{m}} - i\varepsilon)/(\hbar\omega)]^{-1}.$$

Необходимо отметить, что имеются три типа оптических переходов, дающих вклада в ток баллистического ЛФГЭ: а) переходы с двухфотонным поглощением света и поглощением или испусканием фонона; б) переходы с двухфотонным поглощением света, в которых фононы участвуют лишь в промежуточных переходах; в) переходы с поглощением или испусканием фонона, в которых фотоны участвуют лишь в промежуточных переходах. При этом J_{ball} отличен от нуля лишь при выполнении закона сохранения энергии не только для начального и конечного состояний, но и для одного из промежуточных состояний. Из законов сохранения энергии, которые участвуют в выражениях фототока как аргументы δ -функции, нетрудно получить выражения для волновых векторов конечных состояний дырок.

В частности, баллистический фототок обусловлен оптическими переходами между одной подзоной сложной зоны полупроводника (см. рисунок, *e*), когда фононы —

реальные, а фотоны виртуальные определяются как

$$j = e \left[- \sum_{n=1,2;k} V_{nk} \tau_{nk} \left(\frac{\partial f_{nk}}{\partial t} \right) + \sum_{n=1,2;k'} V_{nk'} \tau_{nk'} \left(\frac{\partial f_{nk'}}{\partial t} \right) \right], \quad (11)$$

где

$$\left(\frac{\partial f_{nk}}{\partial t} \right) \propto \sum_{k'} \left| d_{nk',nk}^{(\pm)} + \sum_{m,l=1,2} \frac{M_{nk',mk}^{(2)} d_{mk',lk}^{(\mp)} M_{lk,nk}^{(2)}}{(E_{mk'} - E_{nk} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega - i\varepsilon) \times (E_{lk} - E_{nk} - 2\hbar\omega - i\varepsilon)} + \dots \right|^2 \times \left(N_{\Omega} + \frac{1 \pm 1}{2} \right) [f_{nk}(1 - f_{nk'}) - f_{nk'}(1 - f_{nk})] \delta(E_{nk'} - E_{nk} \pm \hbar\Omega). \quad (12)$$

Здесь $\varepsilon \rightarrow 0$, $d_{lk',lk}^{(\pm)} = \widehat{F}_{mk'}^+ \widehat{D}_q \widehat{F}_{nk}$ — матричный элемент оператора электрон-фононного взаимодействия $\widehat{D}_q = \widehat{D}_{q-k}$, где знак „+“ соответствует поглощению, знак „-“ соответствует испусканию фонона частотой Ω , N_{α} — функция распределения фононов, $\delta(E_{mk'} - E_{nk} - \hbar\omega)$ — δ -функция Дирака, которая описывает закон сохранения энергии для перехода, n, m — номера подзон рассматриваемой зоны, ω, I, \mathbf{e} — частота, интенсивность, вектор поляризации возбуждающего света. Вклады остальных переходов, представленных на рисунке, определяются аналогичным образом.

Например, при рассмотрении фононного механизма ЛФГЭ надо учитывать как фрелиховское, так и деформационное взаимодействие носителей тока с продольными оптическими фононами, т.е.

$$\widehat{D}_q = \widehat{D}_{Fq} + \widehat{D}_{Dq}, \quad \widehat{D}_{Fq} = i\hat{I}a \frac{qu_L}{q^2},$$

$$\widehat{D}_{Dq} = \frac{1}{2} |e_{\alpha\beta\gamma}| bu_{L,\alpha} [\hat{J}_{\beta} \hat{J}_{\gamma}], \quad (13)$$

где I — единичная матрица, a, b — константы электрон-фононного взаимодействия, $q = k' - k$ — волновой вектор носителей тока, u_L — оператор смещения.

Из вышеприведенного анализа оптических переходов видно, что баллистический ЛФГЭ (БЛФГЭ) при двухфотонном поглощении света в полупроводниках, как и при однофотонном приближении, описывается $\Phi_i(k, k')$ — функциями, определяемыми произведениями матричных элементов переходов с участием двух фотонов и фонона (Приложение II). Сначала рассмотрим фотонный механизм ЛФГЭ, когда асимметрия рассеяния происходит за счет электрон-фотонного взаимодействия. Тогда

$$\Phi_1 = \text{Im}(M_{22}^{(1)} M_{21}^{(1)} M_{12}^{(2)}), \quad \Phi_2 = \text{Im}(M_{21}^{(1)} M_{11}^{(1)} M_{12}^{(2)}),$$

$$\Phi_3 = \text{Im}(M_{22}^{(1)} M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)}), \quad \Phi_4 = \text{Im}(M_{21}^{(2)} M_{11}^{(1)} M_{12}^{(1)}),$$

$$\Phi_5 = \text{Im}(M_{22}^{(2)} M_{21}^{(1)} M_{12}^{(1)}), \quad \Phi_6 = \text{Im}(M_{21}^{(1)} M_{11}^{(2)} M_{12}^{(1)}),$$

$$\Phi_7 = \text{Im}(M_{21}^{(2)} M_{12}^{(2)}). \quad (14)$$

Если учтем, что диагональные матричные элементы, а также произведения матричных элементов, отличающихся друг от друга комплексным сопряжением, — реальные величины, тогда можно преобразовать последние как

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= M_{22}^{(1)} \text{Im}(M_{21}^{(1)} M_{12}^{(2)}), & \Phi_2 &= M_{11}^{(1)} \text{Im}(M_{21}^{(1)} M_{12}^{(2)}), \\ \Phi_3 &= M_{11}^{(1)} \text{Im}(M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)}), & \Phi_4 &= M_{22}^{(1)} \text{Im}(M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)}), \\ \Phi_5 &= M_{22}^{(2)} \text{Im}(|M_{21}^{(1)}|^2) = 0, & \Phi_6 &= M_{11}^{(2)} \text{Im}(|M_{21}^{(1)}|^2) = 0, \\ \Phi_7 &= \text{Im}(|M_{21}^{(2)}|^2) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, требуется рассчитать

$$\begin{aligned} (\Phi_1, \Phi_2) &\propto \text{Im}(M_{21}^{(1)} M_{12}^{(2)}), \\ (\Phi_3, \Phi_4) &\propto \text{Im}(M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)}). \end{aligned} \quad (16)$$

Для примера приводим расчет составного матричного элемента для межзонного перехода в процессе d (см. рисунок, который имеет вид⁴

$$\begin{aligned} M_{2k',1k}^{(d)} &= \sum_{m=1,2} \left[\frac{M_{2k',mk'}^{(2)} d_{mk',1k}^{(\pm)}}{E_{mk'} - E_{1k} \pm \hbar\Omega - i\varepsilon} + \frac{d_{2k',mk}^{(\pm)} M_{mk,1k}^{(2)}}{E_{mk} - E_{1k} - 2\hbar\omega - i\varepsilon} \right] \\ &+ \sum_{m,m'=1,2} \left[\frac{M_{2\bar{k}',m\bar{k}'}^{(1)} M_{m\bar{k}',m'\bar{k}'}^{(1)} d_{m'\bar{k}',1\bar{k}}^{(\pm)}}{(E_{m\bar{k}'} - E_{1k} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega - i\varepsilon)(E_{m'\bar{k}'} - E_{1k} \pm \hbar\Omega - i\varepsilon)} \right. \\ &+ \frac{M_{2k',mk'}^{(1)} d_{mk',m'k}^{(\pm)} M_{m'k,1k}^{(1)}}{(E_{m\bar{k}'} - E_{1k} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega - i\varepsilon)(E_{m'k} - E_{1k} - \hbar\omega - i\varepsilon)} \\ &\left. + \frac{d_{2k',mk}^{(\pm)} M_{mk,m'k}^{(1)} M_{m'k,1k}^{(1)}}{(E_{mk} - E_{1k} - 2\hbar\omega - i\varepsilon)(E_{m'k} - E_{1k} - \hbar\omega - i\varepsilon)} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

В промежуточных расчетах надо использовать соотношения, одно из которых приведено далее, без учета которых можно прийти к ошибочным результатам:

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\frac{1}{(-\hbar\omega - i\varepsilon)} \frac{1}{(-2\hbar\omega + i\varepsilon)} \right] \\ = -\frac{1}{3\hbar\omega} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\frac{1}{(-2\hbar\omega + i\varepsilon)} + \frac{1}{(-\hbar\omega - i\varepsilon)} \right]. \end{aligned}$$

Этому соответствует закон сохранения энергии, описываемый функцией $\delta(E_{1k'} - E_{1k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$. Тогда при

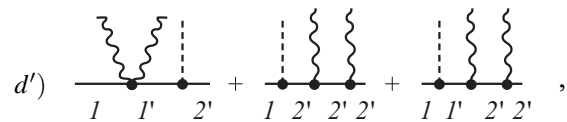
⁴ Составные матричные элементы для других переходов рисунка, определяются аналогичным образом.

$m = m' = 1$ имеем

$$\begin{aligned} M_{2k',1k}^{(d)} &= \frac{d_{2k',1k}^{(\pm)}}{-2\hbar\omega - i\varepsilon} \left(M_{1k,1k}^{(2)} + \frac{M_{1k,1k}^{(1)} M_{1k,1k}^{(1)}}{-\hbar\omega - i\varepsilon} \right) \\ &+ \frac{M_{2k',1k}^{(1)} d_{1k',1k}^{(\pm)} M_{1k,1k}^{(1)}}{(E_{1k'} - E_{1k} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega - i\varepsilon)(-\hbar\omega - i\varepsilon)} \\ &+ \left(M_{2k',1k'}^{(2)} + \frac{M_{2k',1k'}^{(1)} M_{1k',1k'}^{(1)}}{E_{1k'} - E_{1k} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega - i\varepsilon} \right) \\ &\times \frac{d_{1k',1k}^{(\pm)}}{E_{1k'} - E_{1k} \pm \hbar\Omega - i\varepsilon}, \end{aligned} \quad (18)$$

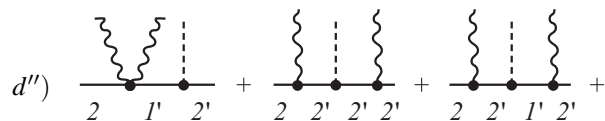
при $m = m' = 2$ (закон сохранения энергии описывается функцией $\delta(E_{2k'} - E_{2k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$), а при $m = 1, m' = 2$ (закон сохранения энергии описывается функцией $\delta(E_{2k'} - E_{1k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$), $\delta(E_{1k'} - E_{1k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$ определяется аналогично.

Далее, проведя расчеты, подобно сделанным в [7], нетрудно получить выражение для „интерференционного“ слагаемого, возникающего при возведении в квадрат суммы матричных элементов выбранного процесса. Например, для процесса b (см. рисунок), которому соответствует закон сохранения энергии, описываемый функцией типа $\delta(E_{2k'} - E_{1k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$, в приближении бесконечно тяжелых дырок в полупроводниках типа p -GaAs, т.е. когда $A = B$, часть процессов d , описываемая диаграммами p -GaAs [7,19,20]



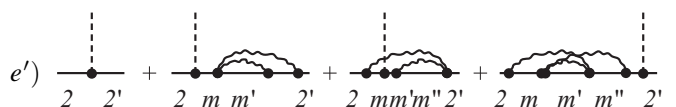
не дают вклады в фототок, где A, B — зонные параметры.

Отметим также, что в процессах типа

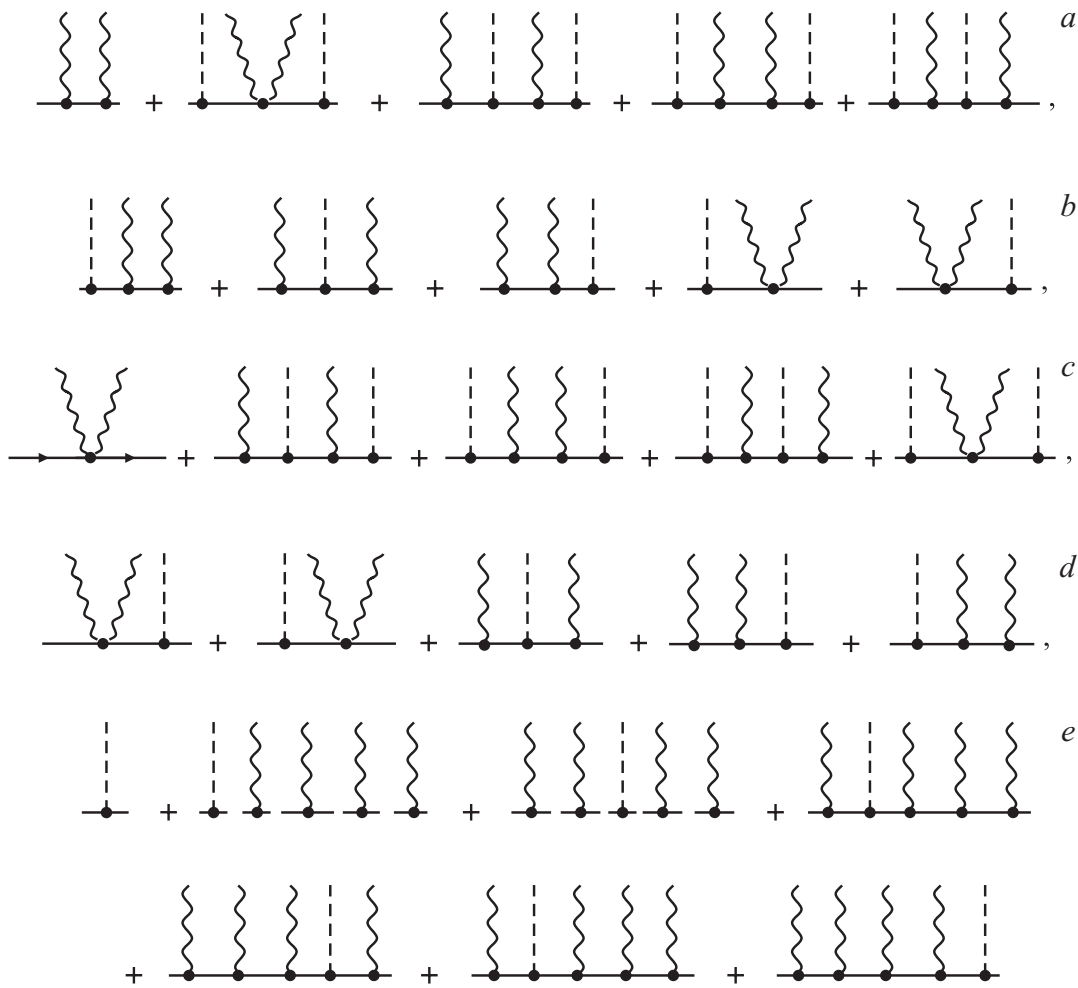


$A = B$ дают вклады в фототок в том случае, когда энергия фонона достигает энергии двух фотонов. Поэтому при промежуточных расчетах фототока надо обратить внимание на этот случай.

Теперь получим выражение для вышеприведенного „интерференционного“ слагаемого для процесса



(часть диаграммы e рисунка), которому соответствует закон сохранения энергии, описываемый функцией типа



Межподзонные и внутризонные двухфотонные оптические переходы с участием фонона, одновременный учет которых приводит к асимметричному рассеянию носителей тока, т. е. к фотогальваническому эффекту. Здесь сплошная линия — электрон, волнистая — фотон, штриховая — фонон.

$\delta(E_{2k'} - E_{2k} - 2\hbar\omega \pm \hbar\Omega)$, в *p*-GaAs, когда $A = B$ для процесса

$$\begin{aligned} & \text{Im} |M_{2k',1k}^{(e')}|^2 = -2\pi \\ & \times \left\{ \Re_9 \left[\frac{\delta(E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega)}{E_{2k'} - E_{1k'} - \hbar\omega} + \frac{\delta(E_{2k'} - E_{1k'} - \hbar\omega)}{E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega} \right] \right. \\ & \left. \times \frac{1}{E_{2k} - E_{1k} + \hbar\omega} - \Re_{10} \frac{\delta(E_{2k'} - E_{1k'} - \hbar\omega)}{2\hbar\omega(E_{2k} - E_{1k} + \hbar\omega)} \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Re_9 &= \text{Im} (d_{2k,2k'}^{(\mp)} M_{2k',1k'}^{(1)} d_{1k',1k}^{(\pm)} M_{1k,1k}^{(2)} M_{1k,2k}^{(1)}), \\ \Re_{10} &= \text{Im} (d_{2k,2k'}^{(\mp)} M_{2k',1k'}^{(1)} M_{1k',1k}^{(2)} d_{1k',1k}^{(\pm)} M_{1k,2k}^{(1)}). \quad (20) \end{aligned}$$

Далее рассмотрим ЛФГЭ при двухфотонном поглощении света в *n*-GaP. Тогда имеются три линейно

независимые компоненты тензора $\chi_{\alpha\beta\gamma\mu\nu}^{(2)}$, через которые выражаются остальные 12 отличных от нуля компоненты (см., формулу (1) [15]).

Для расчета тока БЛФГЭ необходимо вычислить матричный элемент перехода $M_{n'k,nk}$ во 2-м порядке теории возмущений с использованием следующих выражений для операторов электрон-фотонного взаимодействия: $\hat{H}_{\text{el-phot}} = i \frac{e}{\omega} A_0 V$, где A_0 — вектор-потенциал электромагнитной волны, $V = \hbar^{-1} \nabla_k \hat{H}(k)$ — оператор скорости, а электрон-фононное взаимодействие берется как (13).

Известно, что для *n*-GaP (теллура) $2\Delta > \hbar\Omega$ ($\hbar\Omega$ — энергии *LO*-фонона). Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны $X_3(M'_2)$ в $X_1(M'_1)$ (и обратно) отсутствуют.

Для случая фрелиховского электрон-фононного взаимодействия имеем выражение для тока баллистического ЛФГЭ в *n*-GaP, возникающего за счет асимметричного рассеяния электронов на фотонах (фотонный механизм) в виде квадратичного по интенсивности (I) света фото-

тока, которое определяется соотношением

$$j_{\text{ball}} = \frac{(2\pi)^3}{\hbar} e \sum_{kk', s=\pm 1} f_{1k} \frac{C^2 u^2}{q^2} \text{Im}[M_{3'1'}^{(2)}, M_{31}^{(2)}] \times \left(N_{\Omega} + \frac{1+s}{2} \right) \left[\frac{\delta(E_{3'1'} - 2\hbar\omega + s\hbar\Omega)}{E_{3'1'} - 2\hbar\omega} \times \delta(E_{31} - 2\hbar\omega)(\tau_3 V_3 - V_3 \tau_3) + \frac{\delta(E_{1'1} + s\hbar\Omega)}{E_{3'1'} - 2\hbar\omega} \times \delta(E_{31} - 2\hbar\omega)(\tau_1 V_{1'} - V_3 \tau_3) + \frac{\delta(E_{1'1} + s\hbar\Omega)}{E_{31} - 2\hbar\omega} \times \delta(E_{3'1'} - 2\hbar\omega)(\tau_3 V_{3'} - V_{1'} \tau_{1'}) \right],$$

где $E_{n'm'} = E_{n'} - E_{m'}$, $E_{n'} = E_{nk'}$ — энергетический спектр электронов в подзоне n , $N_{\Omega} + \frac{1+s}{2}$ — число заполнения фононов энергии $\hbar\Omega$, $s = +1(-1)$, соответствует испусканию (поглощению) фонона, $M_{mn}^{(2)} = \frac{M_{mn}^{(1)}}{\hbar\omega} \left(\frac{\hbar\omega}{E_{mn}} M_{mn}^{(1)} - M_{nn}^{(1)} \right)$.

Анализируя $\text{Im}(M^{(2)}M^{(2)})$ в случае $|Pk_z|, |D''k_x k_y| \ll \Delta$, убедимся в том, что процессы, обусловленные одновременным поглощением двух фотонов, не дают вклады в баллистический ЛФГЭ в n -GaP, поскольку $\text{Im}(H_{3'1'}(e)H_{31}^*(e)) = 0$. Это означает, что в рассматриваемом нами случае не возникает асимметричного распределения по импульсу у фотовозбужденных электронов при одновременном двухфотонном поглощении света; оно возникает при последовательном поглощении двух фотонов с участием LO -фононов.

В сферическом приближении для спектра электронов, когда $E_{3,1}(k) = A_{3,1}k^2 \pm \Delta$ и в случае $\hbar\omega \gg \hbar\Omega$ и $A_3 = 2A_1$, имеем

$$j_{\alpha, \text{ball}} = j_0 \left\{ N_{\Omega}^{(\mp)} \frac{2\tau_{1k_{\omega}} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(C)} - \tau_{1k_{\omega}}^{(\pm)} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(C)}}{\tau_{1k_{\omega}} (1 + \eta_C^{(\pm)2})} \eta_C^{-3} + N_{\Omega}^{(\pm)} \frac{2\tau_{3k_{\omega}} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(B)} - \tau_{1k_{\omega}}^{(\pm)} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(B)}}{\tau_{1k_{\omega}} (1 + \eta_B^{(\pm)2})} \eta_B^{(\pm)3} - N_{\Omega}^{(\pm)} \frac{2\tau_{3k_{\omega}} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(A)} - \tau_{3k_{\omega}}^{(\pm)} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(A)}}{\tau_{1k_{\omega}} (1 + \eta_A^{(\pm)2})} \eta_A^{(\pm)3} \right\},$$

где

$$j_0 = 32ePDC^2 u_L^2 \left(\frac{I}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{e^4}{n_{\omega}^2 c^2 \hbar^2} \frac{A_1 k_{\omega}^4}{\hbar\Omega (\hbar\omega)^4} \tau_{1k_{\omega}} f_{1k_{\omega}},$$

$$\tau_{l, k_i} = \tau_l(E(k = k_i))$$

— эффективное время релаксации импульса электронов ветви l с энергией $E(k = k_i)$ [7,11], где i нумерует различные значения энергии в фотовозбужденном состоянии, $N_{\Omega}^{(\mp)} = N_{\Omega}^{(\mp)} + (1 \mp 1)/2$, $f_{1k_{\omega}} = f[E_1(k = k_{\omega})]$,

$\bar{\sigma}_{\alpha}^{(B)}$ ($\bar{\sigma}_{\alpha}^{(C)}$) определяется формулой (12) работы [15], $\eta_{A,B}^{(\pm)} = k_{A,B}^{(\pm)}/k_{\omega}$, $\eta_C^{(\pm)} = k_{\omega}/k_C^{(\pm)}$. Также учтено, что $f_{k_{\omega}}^+ N_{\Omega}^+ = f_{k_{\omega}}^- N_{\Omega}^-$.

В связи с отсутствием экспериментальных исследований по току ЛФГЭ мы не имеем возможности сравнить теоретические результаты с экспериментальными.

В заключение укажем лишь на возможность обнаружения тока ЛФГЭ, квадратичного (нелинейного) по интенсивности возбуждающего света, в кристаллах без центра симметрии. Также укажем на то, что в спектральной зависимости фототока должна наблюдаться особенность в области частот $\hbar\omega \rightarrow 2\Delta$, связанной с горбообразностью подзоны X_1 , плотность состояния в которой имеет корневую особенность, определяемую как $k_{\omega}^{-1} = (\hbar\omega - \Delta)^{-1/2}$, а температурная зависимость будет определяться температурной зависимостью коэффициента поглощения света, обусловленного прямыми оптическими переходами электронов между подзонами X_1 и X_3 .

Один из авторов (Р.Я. Расулов) выражает благодарность Е.Л. Ивченко, Л.Е. Голубу, С.Е. Тарасенко за ценные замечания.

Приложение I

n -GaP Многодолинный полупроводник, экстремумы зоны проводимости которых расположены в точках X зоны Бриллюэна. Каждая долина зоны проводимости n -GaP состоит из двух подзон (X_1 и X_3). Энергетический спектр электронов в этих подзонах определяется эффективным гамильтонианом [19,20]

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} A_3 k_z^2 + B_3 k_{\perp}^2 + \frac{\Delta}{2} & D k_x k_y - i P k_z \\ D k_x k_y + i P k_z & A_1 k_z^2 + B_1 k_{\perp}^2 - \frac{\Delta}{2} \end{bmatrix}, \quad (\text{П.1})$$

где $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $A_{3,1}$, $B_{3,1}$, D , P — зонные параметры n -GaP.⁵ Тогда энергетический спектр электронов в подзонах X_1 и X_3 имеет вид $E_{X_3} = \lambda_{\pm} + \varepsilon$, $E_{X_1} = \lambda_{\pm} - \varepsilon$, где $\lambda_{\pm} = A_{\pm} k_z^2 \pm B_{\pm} k_{\perp}^2$,

$$\varepsilon = [(\lambda_{-} + \Delta/2)^2 + P^2 k_z^2 + D^2 k_x^2 k_y^2]^{1/2},$$

$$A_{\pm} = (A_3 \pm A_1)/2, \quad B_{\pm} = (B_3 \pm B_1)/2,$$

Δ — энергетический зазор между подзонами X_3 и X_1 в точке X , верхний знак „+“ соответствует подзоне X_3 , а нижний соответствует подзоне X_1 . Нетрудно убедиться в том, что подзона X_1 имеет „горбообразную“ структуру, и она исчезает тогда, когда считаем, что $D = 0$, $P = 0$. Тогда волновая функция электронов в подзонах X_1 и X_3

$$\psi_{X_1} = \begin{bmatrix} C_2 \\ -C_1 \end{bmatrix}, \quad \psi_{X_3} = \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix}, \quad (\text{П.2})$$

⁵ Именно слагаемые, пропорциональные D, P , ответственны за появление ЛФГЭ.

где

$$C_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left\{ \pm \frac{\Delta^2}{4} \mp \frac{\varepsilon \Delta}{2} \pm \left(\lambda_- + \frac{\Delta}{2} \right) (\lambda + \varepsilon) \right\} \times \left[\varepsilon \left(\lambda_- + \frac{\Delta}{2} \right) \right]^{-1} \right\}^{1/2}.$$

В рамках двухзонной модели $A_3 \approx A_1 = A$, $B_3 \approx B_1 = B$. Тогда

$$\hat{H} = \hat{I} (Ak_z^2 + Bk_\perp^2) + \hat{\sigma}_z \frac{\Delta}{2} + \hat{\sigma}_x Dk_x k_y + \hat{\sigma}_y Pk_z,$$

$$E_{X_3, X_1} = Ak_z^2 + Bk_\perp^2 \pm \left(\frac{\Delta^2}{4} + P^2 k_z^2 \right)^{1/2}.$$

Здесь \hat{I} — единичная матрица, и отметим, что собственные значения матрицы $\mathcal{H} = \lambda_1 \hat{I} + G\sigma$ равны $E_{1,3} = \lambda_1 \mp \sqrt{|G|}$, $|G|^2 = G_x^2 + G_y^2 + G_z^2$, а собственные столбцы матрицы \mathcal{H}

$$\hat{C}_1 = \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix}, \quad \hat{C}_3 = \begin{bmatrix} C_2^* \\ -C_1^* \end{bmatrix}, \quad (\text{П.1.3})$$

где $\hat{\sigma}_\alpha$ ($\alpha = x, y, z$) — матрицы Паули,

$$C_1 = \frac{-G_x + iG_y}{(2|G|(G_z + |G|))^{1/2}}, \quad C_2 = \frac{G_z + |G|}{G_x - iG_y} C_1.$$

При этом $\hat{C}_i^+ \hat{C}_j = \delta_{ij}$. Отсюда следует, что собственные столбцы \hat{C}_i ($i = 1, 3$) гамильтониана (П.1.1) определяются формулой (П.1.3):

$$C_2 = \frac{-iPk_z - D'k_x k_y}{[2\varepsilon(\varepsilon + \Delta/2)]^{1/2}},$$

$$C_1 = \frac{\varepsilon + \Delta/2}{[2\varepsilon(\varepsilon + \Delta/2)]^{1/2}} = \left[\frac{\varepsilon + \Delta/2}{2\varepsilon} \right]^{1/2}. \quad (\text{П.1.4})$$

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ЛФГЭ, у которых волновые вектора лежат в области $|D'k_x k_y| \ll \Delta$, Pk_z и $\Delta > k_B T$. Поэтому величину $Dk_x k_y$ учитываем только в межзонном матричном элементе оператора импульса, поскольку именно она ответственна за появление как баллистического, так и сдвигового ЛФГЭ в *n*-GaP. Тогда

$$\begin{aligned} ep_{31} &= \frac{m_0}{\hbar} \langle X_3 | \nabla_k H | X_1 \rangle \\ &= \frac{m_0}{\hbar} [\sigma_y^{(31)} P e_z + D \sigma_x^{(31)} (e_x k_y + e_y k_x)]. \end{aligned} \quad (\text{П.1.5})$$

Приложение II

Коэффициент поглощения света в *n*-GaP

Для расчета $K(\omega, T)$ коэффициента поглощения линейно поляризованного света выберем следующую геометрию опыта $e = (0, 0, e_z)$, т.е. свет распространяется поперек к главной оси симметрии *n*-GaP. Тогда

$$K(\omega, T) = \frac{\hbar \omega}{I} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 \times \sum_k |ep_{31}|^2 f(E_{1k}) \delta(E_{3k} - E_{1k} - \hbar \omega), \quad (\text{П.1.1})$$

где $ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} iPe_z$ — межподзонный матричный элемент оператора импульса, $f(E_{1k})$ — функция распределения электронов с энергией E_{1k} , остальные величины общеизвестны. Тогда нетрудно получить, что

$$K_\square(\omega, T) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{c\hbar} \frac{1}{n_\omega} \frac{k_B T}{B} \times \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \frac{1}{k_{z0}} \exp\left(\frac{\hbar \omega - 2Ak_{z0}^2}{k_B T}\right), \quad (\text{П.1.2})$$

где $k_{z0} = \frac{\Delta}{2P} [(\hbar \omega / \Delta)^2 - 1]^{1/2}$, n_ω — коэффициент преломления света *n*-GaP. Отсюда видно, что спектральная зависимость $K_\square(\omega, T)$ обратно пропорциональна k_{z0} и поэтому она имеет корневую особенность типа $[(\hbar \omega / \Delta)^2 - 1]^{1/2}$ при $\hbar \omega \rightarrow \Delta$, которая возникает из-за „горба“ нижней подзоны X_1 . Если свет распространяется вдоль главной оси симметрии *n*-GaP, тогда

$$K_\perp(\omega, T) = \frac{1}{8} \frac{e^2}{c\hbar} \frac{1}{n_\omega} \left(\frac{k_B T}{B} \right)^2 \frac{D^2}{P^2} \frac{\Delta}{\hbar \omega} \times \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\hbar \omega - 2Ak_{z0}^2}{k_B T}\right)$$

и вышеуказанной корневой особенности нет. Она связана с отсутствием „горба“ в подзонах X_1 и X_3 по главной оси симметрии в *n*-GaP.⁶ Тогда суммарный коэффициент поглощения линейно поляризованного света

$$K(\omega, T) = K_\square(\omega, T) + 2K_\perp(\omega, T).$$

Приложение III

В общем случае асимметричная часть вероятности оптических переходов зависит от нижеперечисленных функций, каждая из которых определяется мнимой частью произведения матричных элементов операторов

⁶ Здесь не учтена зависимость коэффициентов преломления от выбранной геометрии опыта.

электрон-фононного и электрон-фотонного взаимодействий, выбранных в определенном порядке:

$$\mathfrak{R}_1 = \text{Im}(d_{2k,mk'}^{(\mp)} M_{mk',lk'}^{(1)} M_{lk',nk'}^{(1)} d_{nk',lk}^{(\pm)} M_{lk,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{R}_2 = \text{Im}(d_{2k,mk'}^{(\mp)} M_{mk',lk'}^{(1)} d_{nk',lk}^{(\pm)} M_{nk,1k}^{(1)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{R}_3 = \text{Im}(M_{2k,mk}^{(1)} M_{mk,lk}^{(1)} d_{lk,nk}^{(\mp)} d_{nk',lk}^{(\pm)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{R}_4 = \text{Im}(M_{2k,mk}^{(1)} d_{mk,lk'}^{(\mp)} M_{lk',nk'}^{(1)} d_{nk',lk}^{(\pm)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{R}_5 = \text{Im}(M_{2k,mk}^{(1)} d_{mk,nk'}^{(\mp)} d_{nk',lk}^{(\pm)} M_{lk,1k}^{(1)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{R}_6 = \text{Im}(d_{2k,mk'}^{(\mp)} d_{mk',lk}^{(\pm)} M_{lk,nk}^{(1)} M_{nk,1k}^{(1)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{J}_1 = \text{Im}(M_{2k,mk}^{(2)} d_{mk,lk'}^{(\mp)} d_{lk',lk}^{(\pm)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{J}_2 = \text{Im}(d_{2k,mk'}^{(\mp)} M_{mk',lk'}^{(2)} d_{lk',lk}^{(\pm)} M_{1k,2k}^{(2)}),$$

$$\mathfrak{J}_3 = \text{Im}(d_{2k',mk}^{(\pm)} d_{mk,lk'}^{(\mp)} M_{lk,1k}^{(2)} M_{1k,2k}^{(2)}).$$

При этом надо считать, что коэффициенты m, n, l пробегает значения номеров подзон (или ветвей) рассматриваемой зоны. Например, для валентной зоны полупроводника типа p -GaAs $m, n, l = 1, 2$. Заметим, что наряду с этими функциями имеются функции, которые определяются с помощью этих функций, где надо провести замену в них

$$M_{2k,1k}^{(2)} \rightarrow \sum \frac{M_{2k,lk}^{(1)} M_{lk,1k}^{(1)}}{E_{lk} - E_{1k} - i0}.$$

Сразу можно не учитывать функции, пропорциональные квадрату модуля (внутризонного или междузонного) матричного элемента электрон-фонон(фотон)ного взаимодействия. Поэтому в таких случаях не происходит асимметричное рассеяние на фонон(фотон)ах.

В частности, для p -GaAs волновой вектор фотовозбужденных дырок при двухфотонном поглощении света равен $k_\omega = \sqrt{2\mu\omega/\hbar}$, а энергия тяжелых(легких) дырок $E_{hh}^*(lh) = \frac{2m_{hh}(hh)}{m_{lh} - m_{lh}} \hbar\omega$, $m_{hh} = m_1$ ($m_{lh} = m_2$) — эффективная масса тяжелой(легкой) дырки, где выбран сферический энергетический спектр дырок. Тогда в зависимости от типа оптических переходов, обусловленных прямыми оптическими переходами дырок между ветвями валентной зоны, энергия промежуточного состояния дырок принимает одно из следующих значений: $E_{hh}^* \mp \hbar\Omega$, $E_{hh}^+ + \hbar\omega \mp \hbar\Omega$, $E_{lh}^* \mp \hbar\Omega$, а волновые вектора тяжелых дырок

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m_{hh}}{\hbar^2} (E_{hh}^* \mp \hbar\Omega)},$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m_{hh}}{\hbar^2} (E_{hh}^* + \hbar\omega \mp \hbar\Omega)},$$

$$k_3 = \sqrt{\frac{2m_{hh}}{\hbar^2} (E_{lh}^* \mp \hbar\Omega)},$$

где верхний (нижний) знак соответствует поглощению(испусканию) LO -фононов энергии $\hbar\Omega$. Волновые

вектора промежуточных состояний легких дырок определяются последними соотношениями, лишь заменой в них $m_{hh} \rightarrow m_{lh}$. Также отметим, что в области частот, когда энергии дырок меньше чем $\hbar\Omega$, процессы с испусканием фононов (если они разрешены) не дают вклад в ток баллистического ЛФГЭ.

Список литературы

- [1] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, Я.В. Терентьев, И.Д. Федоров. ЖЭТФ, **91**, 1233 (1986).
- [2] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий, Б.Я. Авербух. ЖЭТФ, **103**, 198 (1993).
- [3] Р.Я. Расулов. ФТТ, **35**, 1107 (1993).
- [4] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Springer Series in Solid-State Sciences, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995; second edition 1997) v. 110, p. 657.
- [5] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (E.L. Ivchenko. Harrow: Alpha Science International Ltd, 2005) v. XII, p. 427.
- [6] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. *Фотогальванические эффекты в средах без центра инверсии* (М., Наука, 1992) с. 208.
- [7] А.В. Андрианов, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **81**, 2080 (1981).
- [8] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. ФТТ, **26**, 3362 (1984).
- [9] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. ФТП, **18**, 93 (1984).
- [10] Р.Я. Расулов, Т. Эски, Ю.Е. Саленко. ФТП, **32**, 52 (1998).
- [11] Ю.Б. Лянда-Галлер, Р.Я. Расулов. ФТТ, **33**, 945 (1998).
- [12] Р.Я. Расулов, У.Г. Ганиев, Х. Сидикова. ФТП, **27**, 374 (1993).
- [13] V.I. Belinicher, E.L. Ivchenko, B.I. Sturman. *The contribution of density matrix nondiagonal components to photogalvanic effect* (Preprint, 169, IA and E. of Sib. Br. of the Ac. Sci., Novosibirsk, 1981) p. 8.
- [14] В.И. Белиничер, Е.Л. Ивченко, Б.И. Стурман. ЖЭТФ, **83** 649 1982).
- [15] Р.Я. Расулов, У.Г. Ганиев, Х. Сидикова. ФТП, **27**, 635 (1993).
- [16] Р.Я. Расулов. Узб. физ. журн., **4**, 36 (1991).
- [17] W. Weber, L.E. Golub, S.N. Danilov. Phys. Rev. B, **77**, 2450 (2008).
- [18] Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко. ЖЭТФ, **139**, 175 (2011).
- [19] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972) с. 584.
- [20] Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. *Симметрия и реальная зонная структура полупроводников* (Ташкент, Фан, 1989) с. 126.
- [21] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика* (М., Физматлит, 2002) с. 536. ISBN5-9221-01250-0(Т.Х).

Редактор Т.А. Полянская

To the theory of two photons linear photovoltaic effect in *n*-GaP

V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov

Ferghana State University,
713000 Ferghana

Abstract A quantitative theory of diagonal (ballistic) and the nondiagonal (shift) zones in the indices of the two contributions to the quantum current linear photovoltaic effect (LPVE) in a semiconductor with a complex area, due to the asymmetry of scattering of electrons by phonons and photons. It is shown that the processes caused by the simultaneous absorption of two photons do not contribute to the photocurrent in ballistic *n*-GaP. This is due to the fact that in this case there is no asymmetric distribution of the momentum of the excited electrons by photons, it occurs in a sequential absorption of two photons with *LO*-phonons. It is shown that the processes caused by the simultaneous absorption of two photons do not contribute to the photocurrent in ballistic *n*-GaP. This is due to the fact that in this case there is no asymmetric distribution of the momentum of the excited electrons by photons, it occurs in a sequential absorption of two photons with *LO*-phonons. Indicated that the temperature dependence shift contribution to the two-photon photocurrent in the *n*-GaP will be determined by the temperature dependence of the optical absorption coefficient due to direct optical transitions of electrons between subbands X_1 and X_3 . Pointed out that the spectral dependence of the photocurrent observed feature in the frequency of light $\omega \rightarrow \Delta/2\hbar$ associated with the cone-shaped subband X_1 *n*-GaP and root singularity density state, defined as $k_\omega^{-1} = (2\hbar\omega - \Delta)^{-1/2}$, where Δ is the energetical gap between the subbands X_1 and X_3 . The spectral and temperature dependence of the absorption of linear polarized radiation *n*-GaP with the „camel's back“ subband of the conduction band.