СДВИГОВЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В N-GAP С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА РАБИ

И.Н.Каримов, Б.Мамадалиев, В.Р.Расулов, Р.Я.Расулов, Ж.Ж.Соипов

Рассчитан ток сдвигового линейного фотогальванического эффекта в пьезополупроводниках, обусловленного сдвигом носителей тока в реальном пространстве при прямых оптических переходах. При этом учтен вклад резонансного насыщения конечного состояния носителей тока в эффект.

The effect of shift linear photovoltaic current in piezoelectric semiconductors stipulated by shift of current carriers in substantial space at vertical optical transitions is calculated. Thus contribution of resonant saturation's of an operate state of current carriers to effect is taken into account.

В настоящее время открыты поляризационные фотогальванические эффекты, которые (в отличие от эффекта увлечения) не связаны с передачей импульса фотона электронам и возникают (в отличии от эффекта Дембера, вентильного эффекта и родственных им эффектов) в однородном образце при однородном освещении [1,2].

В [3] дается феноменологическая теория поляризационных фотогальванических эффектов в полупроводниках и построена количественная теория фотонного и фононного механизмов линейного фотогальванического эффекта (ЛФГЭ) в горбообразных полупроводниках при нелинейном поглощении света. Показано, что баллистический линейный ФГЭ (БЛФГЭ) обусловлен наличием членов разной четности в операторах взаимодействия дырок с фотонами (фотонный механизм) или с фононами (фононный механизм). Для случая фрелиховского электрон-фононного взаимодействия получено выражение для тока баллистического ЛГФЭ в виде квадратичного по интенсивности (I) света фототока. Показано, что процессы, обусловленные одновременным поглощением двух фотонов, не дают вклады в БЛФГЭ в n-GaP. Это означает, что в этом случае не возникает асимметричное распределение по импульсу фотовозбужденных электронов при одновременном двухфотонном поглощении света. Оно возникает при неодновременном последовательном поглощении двух фотонов с участием LO-фононов.

В [4,5] построена теория сдвигового ЛФГЭ (СЛФГЭ), обусловленного сдвигом носителей тока в реальном пространстве при оптических переходах. Но вопрос о вкладе эффекта насыщения (Раби) оптических переходов (см., например,[6,7]) в СЛФГЭ остался открытым, чему посвящено это сообщение. Выражение для плотности тока сдвигового ФГЭ $\vec{j}_{shift}$ можно записать в виде [4,5]

$$\vec{j}_{shift} = -e\sum_{nn'\vec{k}\vec{k}'} \vec{R}_{n'\vec{k}',n\vec{k}} W_{n'\vec{k}',n\vec{k}} \quad , \qquad (1)$$

где $W_{n'\vec{k}',n\vec{k}}$ – вероятность оптического перехода электрона из состояния ($n\vec{k}$) в ($n'\vec{k}'$) в единицу времени, $\vec{R}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}$ – сдвиг электрона, точнее сдвиг центра тяжести его волнового пакета, в реальном пространстве. Например, для прямых оптических переходов имеем

$$\vec{R}_{n'\vec{k}',n\vec{k}} = -\mathrm{Im}\left[\left(\vec{e}\vec{p}_{n'n}\left(\vec{k}\right)\right)\left(\vec{\nabla}_{\vec{k}}\left(\vec{e}\vec{p}_{n'n}\left(\vec{k}\right)\right)\right)\right]\left|\vec{e}\vec{p}_{n'n}\left(\vec{k}\right)\right|^{-2} . \qquad (2)$$

Здесь пренебрегли волновым вектором фотона ($\vec{p} = m_0\vec{V}$ – оператор импульса, m_0 – масса свободного электрона). Этот вклад, как показано [4,5], связан со сдвигом свободных носителей в $\vec{r}$-пространстве при квантовых переходах и он назван сдвиговым.

Далее рассмотрим сдвиговый ЛГФЭ, обусловленный с учетом эффекта Раби, в кристалле со сложной зоной типа n-GaP, энергетический спектр носителей тока в котором, представим в виде:

$$E_{1,3}(\vec{k}) = A_{1,3}k^2 \pm \Delta/2 , \qquad (3)$$

где Δ - энергетическая щель в точке X зоны Бриллюэна. В дальнейшем ограничимся вкладом в ФГЭ электронов, у которых волновые векторы лежат в области $\left|2D''k_xk_y\right| << \Delta, \left|Pk_z\right|$, где D'', P-зонные параметры (см., например, [3]). Поэтому величину $D''k_xk_y$ учитываем только в междузонном матричном элементе оператора импульса

$$\vec{e}\vec{p}_{31} = \frac{m_0}{\hbar}\left[iPe_z - D''\eta\left(k_xe_y + k_ye_x\right)\right]. \quad (4)$$

Поскольку именно она ответственна за появление баллистического и сдвигового ЛГФЭ в n-GaP как при линейном, так и при нелинейном по интенсивности поглощении света, где $\eta = \Delta\left(P^2k_z^2 + \Delta^2\right)^{-1/2}$. Отметим здесь, что для фосфида галлия энергетический зазор между подзонами зоны проводимости больше, чем энергия LO-фонона и k_BT. Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны X_1 в X_3 (и обратно) отсутствуют.

Ток фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ в n-GaP, связанный с прямыми оптическими переходами между зонами X_1 и X_3, определим по формуле

$$j_\alpha = e^3\frac{e_\beta e_\gamma I}{2\pi m_0^2\omega^2\hbar cn_\omega}\int d^3\vec{k}\,\mathrm{Im}\left(p_{31}^{(\gamma)}\frac{\partial}{\partial k_\alpha}p_{31}^{(\beta)}\right)\left[f_3\left(E_3\left(\vec{k}\right)\right) - f_1\left(E_1\left(\vec{k}\right)\right)\right]\delta\left(E_3\left(\vec{k}\right) - E_1\left(\vec{k}\right) - \hbar\omega\right), \quad (5)$$

где $\omega, I, \vec{e}$ -частота, интенсивность, вектор поляризации света, $\vec{p}_{nm}$ -матричный элемент оператора импульса, остальные величины общеизвестные ($\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$). Далее рассмотрим вклад эффекта Раби в (5), связанного с насыщением однофотонного поглощения света[1], в области малых интенсивностей, где применима теория возмущений. Чтобы учесть этого вклада нужно под знаком суммы в выражении для вероятности оптических переходов произвести замену: вместо неравновесной функции распределения носителей тока $f_3\left(E_3\left(\vec{k}\right)\right) - f_1\left(E_1\left(\vec{k}\right)\right)$ надо заменить на $\left(f_{3\vec{k}}^{(0)} - f_{1\vec{k}}^{(0)}\right)\left[1 + 4T_{1\vec{k}}T_{3\vec{k}}\hbar^{-2}\left|M_{3\vec{k},1\vec{k}}\right|^2\right]^{-1/2}$ и последнего соотношения надо разложить в ряд по интенсивности света, где $T_{1\vec{k}}$ и $T_{3\vec{k}}$ -времена выхода носителей тока из области насыщения в подзонах X_1 и X_3 зоны проводимости n-GaP, $f_{3\vec{k}}^{(0)}\left(f_{1\vec{k}}^{(0)}\right)$ равновесная функция распределения электронов, $M_{3\vec{k},1\vec{k}}$-матричный элемент однофотонного оптического перехода между состояниями $\left|1\vec{k}\right\rangle$ и $\left|3\vec{k}\right\rangle$.

Для упрощения задачи сразу положим, что $\Delta \sim \hbar\omega >> \hbar\Omega, k_BT$ и поэтому считаем, что верхняя подзона пустая, и примем во внимание непараболичность (горб) спектра нижней подзоны ($\hbar\Omega$ - энергия LO-фонона). После несложных, но громоздких преобразований получим температурную и частотную зависимости вклада в однофотонный ток сдвигового ЛФГЭ в виде

$$j_\alpha = \frac{e^3\mu_-k_\omega PD''I^2}{20cn_\omega\hbar^3\left(\hbar\omega\right)^2I_S}f_{31}^{(0)}e_z^3\left(e_x\delta_{\alpha y} + e_y\delta_{\alpha x}\right), \quad (6)$$

где $\mu_- = m_1m_3\Big/\left(m_1 - m_3\right)$ - приведенная масса электронов в n-GaP, $k_\omega = \left[2\mu_-\hbar^{-2}\left(\hbar\omega - \Delta\right)\right]^{1/2}$,

$I_S = \dfrac{cn_\omega\left(\hbar\omega\right)^2}{2\pi e^2P^2\left(\omega^2T_{1\vec{k}}T_{3\vec{k}}\right)}$ -величина с размерностью интенсивности света,

[1] Этот вклад также зависит от состояния поляризации возбуждающего света. Для простоты ниже мы не учитываем эффект увлечения свободных носителей фотонами, т.е. пренебрегаем волновым вектором фотона.

$f_{31}^{(0)} = \exp\{\beta[E_F - \mu_- m_3^{-1}(\hbar\omega - \Delta)]\}$, $\beta = 1/k_B T$, E_F -энергия Ферми, T -температура образца.

Из последнего соотношения видно, что как при линейном, так и при нелинейном по интенсивности поглощении света фотонный механизм сдвигового ЛГФЭ в n-GaP возникает при учете асимметрии электрон-фотонного взаимодействия, т.е. при учете слагаемых разной четности по $\vec{k}$ в выражении для матричного элемента электрон - фотонного взаимодействия. Мерой этой асимметрии в n-GaP может служить величина $\left|PD''k\left(P^2 + D''^2 k^2\right)^{-1}\right|$. При сравнимых P и $D''k$ справедливо соотношение $|R| \sim PD''/\left(P^2 + D''^2 k^2\right) \le \frac{1}{2k}$, т.е. величина сдвига при переходе $X_1 \to X_3$ не может превышать величину $\lambda/4\pi$, где λ - де-бройлевская длина волны электрона, участвующего в переходе[2].

Заметим здесь, что при учете “горба” нижней подзоны зоны проводимости в спектральной зависимости тока сдвигового ЛГФЭ, как и в частотной зависимости коэффициента однофотонного поглощения света имели бы корневую особенность при поглощении кванта с энергией порядка энергетической щели зоны проводимости n-GaP. Эта особенность связана с тем, что приведенная плотность состояний электронов, в этом случае, пропорциональна величине $\left[(\hbar\omega)^2 - \Delta^2\right]^{-1/2}$.

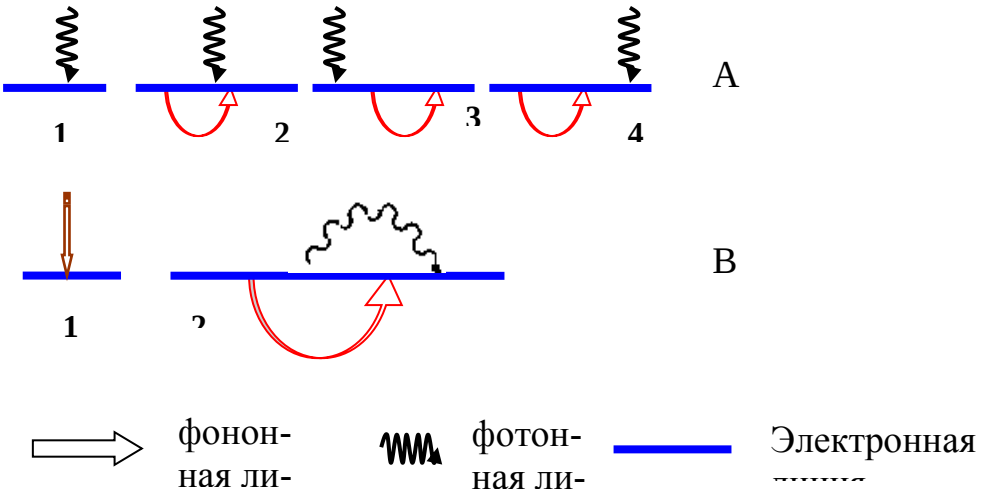


Рис1. Диаграммы Фейнмана-Келдыша, интерференция которых дает вклад в ток линейного фотогальванического эффекта в структурах с квантовыми ямами. A (B) -процессы, протекающие с участием реальных фононов (фотонов), где фотоны (фононы) виртуальные.

Отметим также, что сдвиговый ЛФГЭ может возникать и в наноструктурах полупроводника без центра инверсии. При этом вклад в ток сдвигового ЛФГЭ дает интерференция процессов, представленных на рис.1. На рис.1 не представлены процессы, где одновременно участвуют реальные фононы и фотоны[3]. Расчеты показывают, что из законов сохранений энергии, выполняемых между начальным, конечным и одним из промежуточных состояний фотовозбужденных носителей тока, нетрудно получить следующие выражения для волновых векторов носителей тока, участвующих в токе сдвигового ЛФГЭ:

$$k_\omega^2 = \sqrt{\frac{2}{\hbar^2}\mu_{21}^{(n_2 n_1)}\hbar\omega_{21}^{(n_2 n_1)}}\,,\quad k_1^{'} = \left\{\frac{2}{\hbar^2}m_1^{(n_1^{'})}\left[\frac{\mu_{21}^{(n_2 n_1)}}{m_1^{(n_1)}}\hbar\omega_{21}^{(n_2 n_1)} + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_1 a^2}\left(n_1^2 - n_1'^2\right) \mp \hbar\Omega\right]\right\}^{1/2},$$

$$k_2^{'2} = \frac{2m_2^{(n_2^{'})}}{\hbar^2}\left\{\frac{\mu_{21}^{(n_2 n_1)}}{m_1^{(n_1)}}\hbar\omega_{21}^{(n_2 n_1)} \mp \hbar\Omega + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_1}\left(n_1^2 - n_2^{'2}\right)\right\},$$

[2] Аналогичная ситуация имеет место и в гиротропных полупроводниках, например, в теллуре.

[3] Здесь подразумевается, что происходит асимметричное рассеяние носителей тока как на фононах (фононный механизм СЛФГЭ), так и на фотонах (фотонный механизм СЛФГЭ).

$$k_3'^2 = \frac{2m_1^{(n_2')}}{\hbar^2}\left\{\frac{\mu_{21}^{(n_2n_1)}}{m_1^{(n_1)}}\hbar\omega_{21}^{(n_2n_1)} + \hbar\omega \mp \hbar\Omega + \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2}\left(\frac{n_1^2 - n_2'^2}{m_1}\right)\right\},$$

$$k_4'^2 = \frac{2m_2^{(n_2')}}{\hbar^2}\left\{\frac{\mu_{21}^{(n_2n_1)}}{m_2^{(n_2)}}\hbar\omega_{21}^{(n_2n_1)} + \hbar\omega \mp \hbar\Omega + \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2}\left(\frac{n_1^2}{m_1} - \frac{n_2'^2}{m_2}\right)\right\},\ k_5'^2 = \frac{2}{\hbar^2}\mu_{21}^{(n_2'n_1')}\left[\hbar\omega - \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2}\left(\frac{n_2'^2}{m_2} - \frac{n_1'^2}{m_1}\right)\right],$$

$$k_0'^2 = \frac{\mu_{21}^{(n_2n_1)}}{a^2}\left(\frac{n_1^2}{m_1} - \frac{n_2^2}{m_2}\right)\pi^2,$$

где[4] ω -частота света, a - ширина квантовой ямы, n_l-номер состояний размерного квантования, m_l - объемная эффективная масса дырок ветви l[5], m_l^n -поперечная к оси размерного квантования эффективная масса носителей тока ветви l, $\hbar\omega_{21}^{(n_2n_1)} = \hbar\omega - \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2}\left(\frac{n_2^2}{m_2} - \frac{n_1^2}{m_1}\right)$, $\hbar\omega_{l'l}^{(n'n)} = \hbar\omega - \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2}\left(\frac{n'^2}{m_{l'}} - \frac{n^2}{m_l}\right)^2$.

При этом учтено, что в квантовой яме появляется дополнительный механизм внутризонного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. Такие переходы, протекающие в центре зоны Бриллюэна, описываются соответствующими объемными эффективными массами, а вне центра зоны Бриллюэна – и поперечными эффективными массами, которые, в свою очередь, зависят от номера зон размерного квантования как начального, так и конечного состояний. При расчете вклада этих переходов в фототок нужно в формуле для тока сдвигового ЛФГЭ в объемных кристаллах учесть частичное заполнение состояний. Поэтому при расчете фототока надо произвести суммирование не только по одинаковым номерам состояний размерного квантования n_1 и n_2 (при межподзонных оптических переходах, например между подзонами X_1^c и X_3^c зоны проводимости в n-GaP), но и по различным n_1 и n_2 (как при межподзонных, так и при внутриподзонных оптических переходах). Этому вопросу будет посвящена отдельная работа[6].

Данная работа частична финансирована грантом фонда фундаментальных исследований АН РУз Ф 2.1.69.

Литература:

1. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. В сб. "Проблемы современной физики. - Ленинград: Наука, 1980. С.275-293.
2. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. – Москва: Наука, 1992.
3. Расулов Р. Я., Ганиев У.Г., Сидикова Х. // ФТП. - 1993. - 635-640.
4. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. // ЖЭТФ. - 1982. -649.
5. Ивченко Е.Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. // ФТТ. - 1984. -3362.
6. Ганичев С.Д., Ивченко Е.Л., Расулов Р. Я., Ярошецкий И.Д., Авербух Б.Я. // ФТТ. - 1993. - 198.
7. Паршин Д., Шабаев А.Р. // ЖЭТФ. - 1987.-1005.

ЎзФА Фарғона Илмий маркази,
Андижон давлат университети
2010 йил 10 январда қабул қилинган

[4] Верхний знак соответствует поглощению, а нижний – испусканию LO фонона.

[5] $l = X_1$ или $l = X_3$ в n-GaP ($l = M_1'$ или $l = M_2'$ в теллуре) и $l = 2$ или $l = lh$ ($l = 1$ или $l = hh$) для легких (тяжелых) дырок в полупроводниках дырочной проводимости со сложной валентной зоной.

[6] Аналогичная ситуация имеет место при расчете тока эффекта фотонного увлечения в наноструктуре полупроводника со сложной зоной, состоящей из двух или нескольких близко лежащих или вырожденных подзон , которая требует отдельного рассмотрения.