**Расулов В.Р., Расулов Р.Я., Эшболтаев И.М., Мамадалиева Н.
Одноквантовый сдвиговый фототок в пьезополупроводниках**

*Ферганский госуниверситет.
(Узбекистан, Фергана)*

doi: 10.18411/sr-10-04-2018-45

idsp: 000001:sr-10-04-2018-45

Аннотация

Рассчитана спектральная и температурная зависимость сдвигового фототока в пьезополупроводниках, обусловленного со сдвигом носителей тока в каждом акте взаимодействия электронов с фотонами.

Ключевые слова: фототок, пьезополупроводник, носители тока, фотон

Abstract

The spectral and temperature dependence of the shift photocurrent in piezosemiconductors is calculated, which is due to the carrier current shift in each act of interaction of electrons with photons.

Keywords: photocurrent, piezosemiconductor, current carriers, photon

Под линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ) понимают фотоэффект, обусловленный возникновением фототока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при их однородном освещении. Поляризационная зависимость возникающего при этом плотности фототока ($\vec{j}$), пропорциональная к интенсивности света (I), описывается феноменологическим соотношением

$$j_{\alpha} = I \chi_{\alpha\beta\gamma} \frac{1}{2} (e_{\beta} e_{\gamma}^{*} + e_{\gamma} e_{\beta}^{*}) \quad (1)$$

Здесь $\vec{e}$ - вектор поляризации электромагнитной волны, $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ - тензор ЛФГЭ.

В настоящее время стало известным два механизма ЛФГЭ: баллистический механизм, обусловленный асимметрией процессов рассеяния, фотоионизации и рекомбинации [1-3] и сдвиговый механизм, связанный со смещением центра тяжести волновых пакетов фотовозбужденных электронов при квантовых переходах [4].

В этом сообщении рассматривается фотонный механизм сдвигового ЛФГЭ в фосфиде галлия n - типа, обусловленный смещением носителей при прямых оптических переходах электронов между подзонами зоны проводимости с учетом "горбы" подзоны X_1^C . n-GaP многодолинный полупроводник, экстремумы долин зоны проводимости которого расположены в точках X зоны Бриллюэна [6]

Впервые этот механизм рассмотрен в [5] в сферическом приближении в энергетическом спектре. Каждая долина зоны проводимости состоит из двух подзон X_1^C , X_3^C . Энергетический спектр электронов в этих подзонах определяется с помощью гамильтониана [6,9,8]

$$\hat{H}(k) = \begin{bmatrix} A_3 k_z^2 + B_3 k_{\perp}^2 + \Delta / 2 & -i P k_z + D k_x k_y \\ i P k_z + D k_x k_y & A_1 k_z^2 + B_1 k_{\perp}^2 - \Delta / 2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

где $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ - двумерный волновой вектор электронов, $A_{1,3}$, $B_{1,3}$, P , D - зонные параметры полупроводника, Δ - энергетический зазор между подзонами X_1^C и X_3^C в

точке X зоны Бриллюэна. Согласно (2) энергетический спектр электронов в подзонах X_1^c и X_3^c описывается формулой:

$$E_{1,3}(k) = \frac{1}{2} \left[(A_1 + A_3)k_z^2 + (B_1 + B_3)k_{\perp}^2 \right] \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[(A_3 - A_1)k_z^2 + (B_3 - B_1)k_{\perp}^2 - \Delta \right]^2 + 4P^2k_z^2 + 4D^2k_x^2k_y^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

В двухзонном сферическом приближении ^[7,8], т.е. при $A_1 \approx A_3 = A$, $B_1 \approx B_3 = B$ (3) преобразуется к виду

$$E_{1,3}(k) = Ak_z^2 + Bk_{\perp}^2 \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2} \quad (4)$$

Волновые функции электронов вблизи точки X в базисе (2)

$$\psi_{X_1^c} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}, \quad \psi_{X_3^c} = \begin{pmatrix} C_2 \\ -C_1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

где $C_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \eta}$,

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2}} \quad (6)$$

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ток сдвигового ЛФГЭ электронов, у которых волновые вектора лежат в области $|2Dk_xk_y| \ll \Delta$, $2Pk_z$. Поэтому величину Dk_xk_y учитываем только в мезподзонах матричном элементе оператора импульса. Потому что именно она ответственна за появление как баллистического ^[5,7], так и сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP*. Согласно (2)

$$ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} \left\langle x_3^c \left| e \frac{\partial H}{\partial k} \right| x_1^c \right\rangle = \frac{m_0}{\hbar} \left[iP e_z - \eta D (e_x k_y + e_y k_x) \right]. \quad (7)$$

Отметим, здесь, что для *n-GaP* энергетическая щель между подзонами зоны проводимости больше, чем энергии LO-фонона и средней тепловой энергии электронов. Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны X_1^c в X_3^c (и обратно) отсутствуют. Поэтому вклад в баллистический ЛФГЭ в *n-GaP* вносят оптические переходы с участием фононов, показанных на рис.

, где сплошная (жирная) линия - электрон, волнистая - фотон, штриховая - фонон.

Далее проведем расчету ток сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP*, связанного с прямыми оптическими переходами между подзонами X_1^c и X_3^c без участия фононов, где воспользуемся формулой ^[4]

$$j_{\alpha}^{phot} = \frac{e^3 e_{\beta} e_{\gamma}}{2\pi m_0^2 \omega^2 \hbar c n_{\omega}} \sum_n \int dk \left(\text{Im} \left[p_{31;n}^{(\gamma)} \frac{\partial}{\partial k_{\alpha}} p_{31;n}^{(\beta)} \right] \right) \delta(E_3(k) - E_1(k) - \hbar\omega) \quad (8)$$

где n - номер долины. *)

Подстановка (7) в (8) и сумма по всем долинам дает выражение для тока сдвигового ЛФГЭ

$$j_{\alpha}^{dom} = -|e| \frac{I}{\hbar\omega} K L_{\text{дог}} e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x}) \quad (9)$$

$$j_{\alpha}^{\hat{\sigma}\hat{\tau}\hat{\delta}} = j_0^{\hat{\sigma}\hat{\tau}\hat{\delta}} \frac{\Delta}{k_B T} ch \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right) \exp \left[\frac{\frac{\hbar\omega}{2} - A \frac{(\hbar\omega)^2 - \Delta^2}{(2P)^2}}{k_B T} \right] \left(\frac{\Delta}{\hbar\omega} \right)^2 e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x})$$

где $j_0^{\hat{\sigma}\hat{\tau}\hat{\delta}} = -8\pi^{\frac{3}{2}} |e| \frac{I}{\Delta} B_1 A_1^{\frac{1}{2}} \frac{D}{P} \frac{N'}{\Delta}$, N' – концентрация свободных электронов, K – коэффициент поглощения света при прямом оптическом переходе электронов между подзонами X_1^C и X_3^C . Из (9) видно, что температурный ход тока сдвигового ЛФГЭ полностью определяется температурной зависимостью коэффициента поглощения света $K_{\square}$ (остальные обозначения соответствуют обозначениям работы [4]).

Сравним тока баллистический вклад в ЛФГЭ, рассчитанный в [5,7] в сферическом приближении в энергетическом спектре (4) (т.е. при $A_1 = B_1$, $A_3 = B_3$, $P=0$) при учете анизотропии в матричном элементе оптического перехода $X_1^C - X_3^C$, со сдвиговым фототоком (9). Расчеты показывают, что при $T = 200$ К, $\hbar\omega = 550 \text{ MeV}$ баллистический ток ЛФГЭ в пять раз превышает сдвиговый. При оценке мы приняли, что $A_3 - A_1 = \frac{\hbar^2}{2m^*}$, $m^* = 0,36m_0$, $\hbar\Omega = 51 \text{ MeV}$ (энергия LO-фонона), $\Delta = 335 \text{ MeV}$, $Pa_0 = D$, $a_0 = 5,4 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$ (постоянная решетки).

1. Ivchenko E.L., Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Alpha Science International Ltd., Harrow, -UK 2005, p. -427.
2. Андрианов А.В. Поляризационные оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Автореф. на соиск. докт. физ.-мат. наук. Ст.-Петербург. -2007. -34 стр.
3. Шалыгин В.А. Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах. Автореферат дисс. на соиск. уч. степ. докт. физ.-мат. наук. Ст.-Петербург. 2013. -34 с.
4. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. - ЖЭТФ, 1982, т.83, №2(8), с.649 - 661.
5. Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я. - «51, 1984, т.18, № I, с.
6. Бир Г.Л., Пикус Г.Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. - М.: "Наука", 1972, с.574.
7. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. - ФТП, 1979, т.13, № 5, с.992 - 994.
8. Копылев А.А., Пихтин А.Н. - ФТП, 1977, т.П, № 5, с. 867 - 877.
9. Копылев А.А. - ФТП, 1982, т.16, № 12, с. 2141 - 2145.