SECTION II. PHYSICS

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

Ферганский госуниверситет
(Узбекистан, Фергана)

doi10.18411/gq-31-03-2018-02

idsp000001:gq-31-03-2018-02

Аннотация

Рассчитана спектральная и температурная зависимость сдвигового фототока в пьезополупроводниках, обусловленного 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 однородном освещении. Поляризационная зависимость возникающего при этом плотности фототока (j), пропорциональная интенсивности света (I), описывается феноменологическим соотношением

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

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

В настоящее время стало известно два механизма ЛФГЭ: баллистический механизм, обусловленный асимметрией процессов рассеяния, фотоионизации и рекомбинации [1-3] и сдвиговой механизм, связанный со смещением центра тяжести волновых пакетов фото возбужденных 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 . In-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 помощью гамильтониана [6, 9, 8]

$$H(k) = \begin{bmatrix} A k_z^2 + B k_{\perp}^2 + \Delta/2 & -i P k_z + D k_{xy} \\ i P k_z + D k_{xy} & A k_z^2 + B k_{\perp}^2 - \Delta/2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

где $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ – двумерный волновой вектор электронов, A, B, 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:

$$E(k) = \frac{1}{2} \left[(A_2 + A)k_z^2 + (B_3 + B)k_\perp^2 \right] \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[(A_3 - A_1)k_z + (B_3 - B_1)k_\perp - \Delta \right]^2 + 4Pk_z^2 + 4Dk_x k_y \right\}^{1/2} \quad (3)$$

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

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

Волновые функции электронов вблизи точки X в базисе (2)

$$\psi_{X^C} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix}, \quad \psi_{X^C} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ -C_3 \end{pmatrix} \quad (5)$$

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

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ток сдвигового ЛФГЭ электронов, у которых волновые векторы лежат в области $|2Dk_x k_y| \ll \Delta, 2Pk_z$. Поэтому величину $Dk_x k_y$ учитываем только в мезподзонах матричного элемента оператора импульса. Поэтому то именно она ответственна за появление как баллистического [5, 7], так и сдвигового ЛФГЭ в n-GaP. Согласно (2)

$$ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} \left[x_3^C \left| \frac{\partial H}{\partial k} \right|_{X_1^C} \right] = \frac{m_0}{\hbar} \left[iPe_z - \eta D(e k_{xy} + e k_{yx}) \right] \quad (7)$$

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 баллистический ЛФГЭ в n-GaP вносят оптические переходы с участием фононов, показанных на рис.

Далее проведем расчет тока сдвигового ЛФГЭ в n-GaP, связанного прямыми оптическими переходами между подзонами X_1^C и X_3^C без участия фононов, где воспользуемся формулой [4]

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

где n - номер долины. *)

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

$$j_\alpha^{form} = -e \left| -\frac{I}{\omega} K L e_{cd\theta z} (e \delta_{\alpha y} + e \delta_{y\alpha}) \right| \quad (9)$$

$$j_0^{\dot{\sigma}\dot{\sigma}} = j_0^{\dot{\sigma}\dot{\sigma}} \frac{\Delta}{k_B T} \exp \left[-\frac{\Delta}{k_B T} \right] \exp \left[\frac{\omega - A \frac{(\omega)^2 - \Delta^2}{(2P)^2}}{k_B T} \right] \left(\frac{\Delta}{\omega} \right)^2 \left(e^{\delta_{xy}} + e^{\delta_{yx}} \right)$$

где $j_0^{\dot{\sigma}\dot{\sigma}} = -8\pi \frac{3}{2} |e| \frac{I}{\Delta} B A^{\frac{1}{2}} \frac{DN'}{P\Delta}$, 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 (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 $X_1^C - X_3^C$, с сдвиговым фототоком (9). Расчеты показывают, что при $T=200\text{K}$, $\omega=550\text{MeV}$, баллистический ток ЛФГЭ в пять раз превышает сдвиговой. При оценке мы приняли,

что $A_3 - A_1 = \frac{1}{2m^*}$, $m^* = 0,36m_0$, $\Omega = 51\text{MeV}$ (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, №1, 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., Пихтина А.Н. - ФТП, 1977, т.П, №5, с.867- 877.
9. Копылев А.А. - ФТП, 1982, т.16, №12, с.2141 - 2145.

Карканица И.А.
Энергетическое (силовое) поле

Москва
(Россия, Москва)

doi10.18411/gq-31-03-2018-03
idsp000001:gq-31-03-2018-03

Аннотация

Цель данной работы обосновать гипотезу об единой электромагнитной природе всех известных энергетических полей – гравитационного, инерционного, электрического, магнитного и теплового – с помощью простого математического аппарата. В статье подробно рассматриваются источники различных силовых полей и связь источников с своими полями, а также принципы взаимодействия источников между собой.