

## ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ ПРИ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

### Введение

В работе рассмотрен вопрос о возникновении фотогальванического эффекта (ФГЭ) при примесь-зонном возбуждении электронов. Целью работы является исследование линейного ФГЭ при межзонных центральных переходах в полупроводнике. Показано, что основным механизмом, приводящим к ФГЭ, является электростатическое взаимодействие электрона и дырки. Рассмотрены явления переноса заряда в электрическом поле и решена задача переноса электрического заряда на основании квантового кинетического уравнения (ККУ) по нечетному интегралу столкновений. Рассмотрены квадратичные поправки к закону Ома. Для возникновения асимметрии при межзонных переходах учитывается взаимодействие с третьим телом. Это уменьшает величину ФГЭ. Однако существует еще одна возможность увеличения ФГЭ – учет взаимодействия между электроном и дыркой.

### Явления переноса заряда в электрическом поле

Из теории кристаллографии следует, что тензор нечетного ранга не равен нулю в кристалле без центра инверсии. Равенство нулю  $\alpha_{ijk}$  есть следствие предположения о четности вероятности рассеяния электронов. Тогда ККУ Больцмана имеет вид [1]

$$-eE \frac{\partial f_p}{\partial p} = \tilde{I}f_p \equiv \sum_{p'} [W_{p',p} f_{p'} - W_{p,p'}] f_p. \quad (1)$$

Оно разбивается на уравнения для четной  $f_p^+$  и нечетной  $f_p^-$  частей функции:

$$-eE \frac{\partial f_p^\pm}{\partial p} = \tilde{I}f_p^\mp. \quad (2)$$

В низшем порядке  $f_p^- = f_0(p) = 0$ , где  $f_0(p)$  – равновесная функция распределения. В борновском приближении вероятность перехода является четной. Для выхода за борновское приближение используется метод ККУ. В работе [2] получен нечетный вклад вероятности перехода в низшем порядке теории возмущений. Рассмотрим вероятность перехода для рассеяния электронов на фононах. Для гамильтониана электрон-фононного взаимодействия в низшем порядке по деформации кристалла получим

$$H_{eph} = \sum_{q,t,p} c_{q,t} (b_{q,t} + b_{-q,t}^+) a_p^+ a_{p-q}^+, \quad (3)$$

где  $c_{q,t}$  – матричный элемент взаимодействия,  $t$  – номер ветви колебаний,  $\hbar = 1$ .

Можно убедиться, что вклад от расчета не меняется при смене знака импульсов. Этим свойством обладают все расчеты в гармоническом приближении. Следует учесть поправки более высокого порядка по деформации кристалла. Первыми поправками будем пренебрегать. Во втором порядке гамильтониан взаимодействия электронов с фононами имеет вид [3]

$$H_{e-ph} = \sum_{q,q',t,t',p,p'} c_{q,t,q',t'} (b_{q,t} + b_{-q,t}^+) (b_{q',t'} + b_{-q',t'}^+) a_p^+ a_{p'} \delta_{p,p'+q+q'}. \quad (4)$$

Матричный элемент ангармонического взаимодействия

$$c_{qt,q't'} = c_{q't',qt}^* = c_{-qt,-q't'}^* \quad (5)$$

Ангармоническое взаимодействие электронов с акустическими фононами при  $q \rightarrow 0$  состоит из нелинейного деформационного потенциала  $A_{ijkl}u_{ij}u_{kl}$  ( $u_{ij}$  – деформация кристалла) и нелинейного пьезопотенциала. Поле в пьезоэлектрике с точностью до членов третьего порядка удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla_i(k_{ij}E_j + k_{ijk}E_jE_k) = 4\pi\nabla_i(\beta_{ijk}u_{jk} + f_{ijkl}u_{jk}E_l + \beta_{ijklm}u_{jk}u_{lm}). \quad (6)$$

Здесь  $k_{ij}$  – тензор диэлектрических проницаемостей,  $k_{ijk}$  – нелинейная поляризуемость,  $\beta_{ijk}$  – пьезотензор,  $f_{ijkl}$  – коэффициенты электрострикции,  $\beta_{ijklm}$  – нелинейный пьезотензор.

### Решение квантового кинетического уравнения

Схема решения ККУ состоит в следующем: интеграл столкновений разбивается на части, четная часть интеграла считается изотропной, производится вывод уравнений для импульса электрона. Времена релаксации на фононах  $\tau^{ph}$  и примесях  $\tau^i$  имеют вид

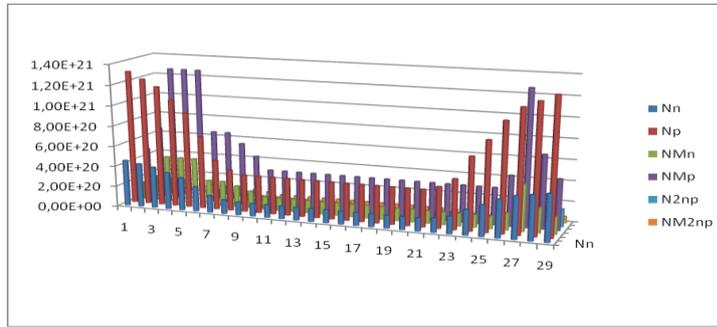
$$\begin{cases} \tau_p(\varepsilon) = \tau_p^{ph}(T) \frac{X^{\frac{3}{2}}}{X^2 + Z}; \\ \tau_p^{(2)}(\varepsilon) = \tau_p^{ph}(T) \frac{3X^{\frac{3}{2}}}{3X^2 + Z}; \end{cases} \quad X = \frac{\varepsilon}{T}; \quad Z = \frac{\tau_p^{ph}(T)}{\tau_p^i(T)}; \quad \tau_p^{ph}(T) = \frac{\pi\rho s^2}{\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}\Lambda^2 T^{\frac{3}{2}}}. \quad (7)$$

где  $s$  – скорость звука.

Безразмерный вектор  $\zeta_i = eE_i \sqrt{\frac{3\tau_p^{ph}(T)\tau_e(T)}{2T}}$  по порядку величины равен изменению энергии электрона в электрическом поле на длине остывания [4]. Четный по электрическому полю вклад  $F(X) = N \exp\left(-\int_0^X \frac{dX}{1+\zeta^2\theta(X)}\right) \rightarrow \theta(X) = \frac{X}{X^2 + Z}$ . Примесный безразмерный тензор  $\lambda_{ijk}^{(i)}$  определяется оккупольным моментом примеси  $\tilde{Q}_{ijk}$ . Величина четвертого вклада

$$\bar{j}_i = \frac{4\alpha'n_0es}{\sqrt{3\pi}} \left[ 2(1 - \ln 2)(\zeta_\gamma)\zeta_i + \gamma_i\zeta^2 + \left( \lambda_{ijk}^{(ph)} + \frac{1}{3}\lambda_{ijk}^{(i)}Z \ln \frac{1}{Z} \right) \zeta_j\zeta_k \right]. \quad (8)$$

Векторная величина  $\gamma_i$  существует только в кристаллах с полярной осью – в частности, во всех пиро и сегнетоэлектриках. Тензор  $\lambda_{ijk}$  отличен от нуля в кубических кристаллах без центра инверсии типа  $A_3B_5$ . В этих кристаллах существуют равные компоненты  $\lambda_{123} = \lambda_{132} = \lambda_{213} = \lambda_{231} = \lambda_{312} = \lambda_{321}$ . В них четная часть тока обращается в ноль, если поле направлено по одной из кристаллографических осей [4]. В слабых полях четная по полю часть тока начинается с квадратичных  $\zeta_i$  поправок. При благоприятных условиях в слабом электрическом поле квадратичная поправка может достичь  $10^{-2}$  от величины омического вклада. В переменном электрическом поле квадратичная поправка к закону Ома определяет стационарный ток, который выражается через напряженность магнитного поля (рисунки).



Расчет распределения концентрации носителей заряда  $n$  и  $p$  типа по  $x$  координате в GaAs пластине при протекании тока 0,1 А и действии магнитного поля 1 Т

Квадратичная поправка к току не связана с разогревом электронов. Она оказывается конечной при отсутствии фононного рассеяния, определяемого релаксацией энергии электронов. Из уравнения для средней энергии электронов получим (рис. 1)

$$\langle e \rangle = \frac{3}{2} T (1 - \alpha' \gamma_i \zeta_i + \zeta^2). \quad (9)$$

### Фотогальванический эффект при учете электрон-дырочного взаимодействия

В борновском приближении вероятность перехода обладает симметрией  $p \rightarrow -p$ . Асимметрия возникает из-за кристаллических волновых функций или потенциала взаимодействия между электроном и дыркой, который определяется зависимостью диэлектрической проницаемости  $x_{ij}(k)$  от волнового вектора. Потенциал электрон-дырочного взаимодействия

$$V_k = -\frac{4\pi}{k_i k_j x_{ij}(k)}. \quad (10)$$

Причиной асимметрии вероятности перехода оказывается асимметрия волновых функций электрона  $u_k$  и дырки  $u_k \neq u_{-k}, v_k \neq v_{-k}$ . Для получения нечетных поправок к вероятности перехода между невырожденными центральными зонами воспользуемся разложением возбуждаемых электронов и дырок. Результат для плотности тока имеет вид [5]

$$\left\{ \begin{aligned} j_i &= 16\pi \frac{I(m_e + m_h)k_0}{c\omega k^2(m_e + m_h)^2} \times \frac{\tau_e m_h + \tau_h m_e}{1 - \exp(-2\pi\mu/\epsilon\epsilon_0)} \times S_i; \\ S &= \lim_{k \rightarrow 0} \left\{ |u_0 p e v_0|^2 \operatorname{Im}((u_0 \partial_k u_k) - (v_0 \partial_k v_k)) + \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{Im}(u_0 p e v_0) \partial_k (u_k p e v_k) \right\}. \end{aligned} \right. \quad (11)$$

Индексы  $e$  и  $h$  относятся к электрону и дырке. Их взаимодействие приводит к существенной зависимости тока от частоты при энергиях отстоящих от края поглощения на величину  $me^4/k^2\hbar$ . Рассмотренный ФГЭ в кристаллах без центра инверсии является частным случаем переноса заряда при отсутствии равновесия в нецентросимметричных средах. Для возникновения тока в таких средах необходимо существование вектора обобщенной силы, описывающей отклонение от равновесия и тензоров физических свойств. В отличие от центросимметричных сред, в общем случае возможны векторные отклики на тензорные и скалярные обобщенные силы. Общее выражение для векторного отклика, разложенного по обобщенным силам  $F_s$  (скаляр),  $F_{i,s}$  (вектор),  $F_{ij,s}$  (тензор 2 ранга), имеет вид

$$J_i = \sum_v a_i^{(vv)} F^{(vv)} + \sum_v a_{i,j}^{(vv)} F_j^{(vv)} + \sum_{v,v'} a_{i,j,k}^{(vv')} F_j^{(vv)} F_k^{(v')} + \sum_v \beta_{i,j,k}^{(vv)} F_{j,k}^{(vv)} + \dots \quad (12)$$

Первое слагаемое описывает отклик на скалярную силу, в качестве которой может выступать отклонение концентрации носителей заряда от равновесного значения. Другой пример скалярной обобщенной силы – скорость изменения температуры. Третье слагаемое описывает векторный отклик на тензорные силы. Качественно силу тока можно оценить исходя из того, что изменение температуры происходит медленнее, чем релаксирует энергия. При рассеянии неравновесных электронов может возникнуть векторная анизотропия функции распределения, приводящая к току. Результирующая плотность тока определяется с учетом заряда электрона и их концентрации в исследуемом материале:

$$J_i \sim a_a \tau \frac{dT}{T dt}. \quad (13)$$

Для тока, вызванного  $\dot{T}$  и  $\dot{n}$ , получим статистическое уравнение Больцмана:

$$j_i \alpha - en \tau^2 \sqrt{T} \left( \left( \frac{2\mu}{T} - 6 \right) \frac{\dot{T}}{T} + \frac{\dot{n}}{n} \right) \sum_j \frac{A_j^2}{\sum_k A_k^2} (p_i p_j^2) \Big|_{e=T}. \quad (14)$$

Это уравнение используется для исследования ФГЭ в n-InSb при оптических переходах между спиновыми подзонами уровней Ландау в ультраквантовом пределе. Зависимость тока от поля при этом будет иметь резонансный характер.

### Выводы

Установлена возможность существования стационарного фототока в однородной среде без центра инверсии под действием электромагнитного поля в отсутствие дополнительных стационарных полей. Показано, что объемный ФГЭ возможен во всех кристаллах без центра инверсии. Исследованы модели линейного ФГЭ в области примесь-зонных и зона-зонных переходов. Показано, что эффект возникает при учете влияния взаимодействия электронов с примесями или дыркой в процессе оптического перехода.

**Список литературы:** 1. *A.M. Glass, D. Linde and D.H. Auston.* Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media // J. Electronic materials. 1975. Vol. 4, № 5. P. 915-943. 2. *J.M. Doviak, S. Kothary.* Optical rectification and photon drag in p-type GaAs at 10.6m and 1.06m // Proceeding Intern. Conf. on Phys / Semiconductors, Stuttgart. 1974. P. 1257 – 1261. 3. *Баскин Э.М., Энтин М.В.* Фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии // ФТТ. – 1978. – Т. 20, №8. – С. 2432 – 2436. 4. *Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е.* Фотогальванические эффекты в полупроводниках // Проблемы современной физики : сб. статей к 100-летию со дня рождения *А.Ф. Иоффе*. – Л. : Наука, 1980. – С. 275 – 293. 5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика // Нерелятивистская теория. – М. : Наука, 1989. – 340 с.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.03.2014