

ЧЕТНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ ПРИ СТРИМИНГЕ. РАЗДЕЛЕНИЕ СДВИГОВОГО И БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ВКЛАДОВ.

Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пукс

Рассмотрены возможные механизмы четного по полю электрического тока в кристаллах без центра инверсии. Показано, что в кристаллах с вырожденной зоной в условиях стриминга основной вклад в этот ток дает сдвиговый механизм, т.е. смещение в \mathbf{r} -пространстве носителей тока при квантовых переходах.

Как известно, в пьезоэлектрических кристаллах в поле световой волны возникает четная по полю составляющая тока — линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) ^{1, 2}. Еще до открытия ЛФГЭ Казлаускас и Левинсон ³ указали на возможность возникновения четного по полю тока в постоянном электрическом поле \mathbf{E} . Этот ток определяется тензором 3-го ранга $\vec{\chi}$:

$$j_{\alpha} = \chi_{\alpha\beta\gamma} E_{\beta} E_{\gamma} \quad (1)$$

В ⁴ был рассчитан вклад в ток (1), связанный с ангармоническим двухфононным рассеянием носителей тока, которое приводит к появлению у них направленной скорости, квадратичной по полю. Этот вклад, получивший в теории ЛФГЭ название баллистического, соответствует учету в общей формуле для тока

$$\mathbf{j} = -e \sum_{n, n', \mathbf{k}} v_{nn'}(\mathbf{k}) \rho_{n'n}(\mathbf{k}) \quad (2)$$

диагональных по зонному индексу n компонент электронной матрицы плотности $f_{n\mathbf{k}} = \rho_{nn}(\mathbf{k})$. Наряду с баллистическим, имеется и сдвиговый вклад в ток ЛФГЭ, описываемый в (2) недиагональными компонентами $\rho_{n'n}(\mathbf{k})$ с $n' \neq n$. Как показано в ⁵, сдвиговый вклад обусловлен смещением электрона в координатном пространстве при квантовом переходе $n, \mathbf{k} \rightarrow n', \mathbf{k}'$. Этот вклад возникает уже в борновском приближении (например, при однофононных переходах) и выражение для сдвигового тока можно преобразовать к виду

$$\mathbf{j}_{\text{сдв}} = -e \sum_{nn'kk'} R_{n'k', nk} w_{n'k'; nk}, \quad (3)$$

где $w_{n'k', nk}$ — вероятность квантового перехода в единицу времени, сдвиг

$$R_{n'k', nk} = -(\nabla_{\mathbf{k}} + \nabla_{\mathbf{k}'}) \Phi_{n'k', nk}, \quad (4)$$

$\Phi_{n'k', nk}$ — фаза матричного элемента перехода. До настоящего времени не предложено метода, позволяющего непосредственно на эксперименте разделить сдвиговый и баллистический вклады в ЛФГЭ ⁶. Обнаружение Ивановым и Ткаченко ⁷ квадратичной электропроводности делает актуальным вопрос о возможности разделения этих вкладов в экспериментах в постоянном (или медленно меняющемся) электрическом поле. Такая возможность возникает при низких температурах в условиях стриминга, когда электрон, ускоряясь в электрическом поле, без рассеяния достигает энергии, достаточной для испускания оптического фона частоты Ω (активная область), и затем, излучая фотон, практически полностью теряет свою энергию ⁸. В этих условиях двухфононные процессы, ответственные за баллистический вклад, сильно подавлены.

Мы рассчитали сдвиговый ток для полупроводников A_3B_5 p -типа с вырожденной валентной зоной Γ_8 . Их особенностью является наличие одновременно и полярного, и деформационного взаимодействия дырок с LO -фононами, задаваемого оператором

$$\mathcal{H}_{h\text{-phon}} = iC(\mathbf{q}\cdot\mathbf{u}/q^2) + (d_0/\sqrt{3}) \sum_{\alpha \neq \beta \neq \gamma} [J_\alpha J_\beta] u_\gamma, \quad (5)$$

где \mathbf{u} — смещение подрешеток при оптических колебаниях, \mathbf{q} — волновой вектор фонона, J_α — матрицы оператора момента в представлении $D_{3/2}$, $[AB] = (AB + BA)/2$, $C = e\Omega(4\pi\rho/\epsilon^*)^{1/2}$, ρ — плотность, $\epsilon^{*-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$, ϵ_∞ и ϵ_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. В условиях стриминга испускание дырками LO -фононов происходит вблизи точки $\mathbf{p} = p_0\mathbf{e}$ импульсного пространства, где $p_0 = (2m^*\hbar\Omega)^{1/2}$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$. Так как основной вклад в ток дают тяжелые дырки, то под m^* далее понимается их масса. Используя (3) — (5), можно показать, что в условиях стриминга смещение R_z вдоль оси $z \parallel (001)$ при единичном акте испускания LO -фонона определяется формулой

$$R_z(\mathbf{e}) = (2\sqrt{3}d_0/5C) e_x e_y (1 - 6e_z^2). \quad (6)$$

Эта формула получена в сферическом приближении для энергетического спектра и в предположении $d_0k_0/C \ll 1$, где $k_0 = p_0/\hbar$. В оптимальном случае $d_0k_0 \cong C$ смещение $R_z \cong k_0^{-1}$. В соответствии с (6) при электрическом поле, направленном вдоль оси (110), в направлении (001) возникает ток

$$j_\perp = j_\parallel R_z \frac{eE}{\hbar\Omega}. \quad (7)$$

Здесь $R_z = \sqrt{3}d_0/5C$, j_\parallel — ток в направлении поля, который в условиях стриминга не зависит от величины поля:

$$j_\parallel = eN(\hbar\Omega/2m^*)^{1/2}e, \quad (8)$$

где N — концентрация дырок. Для GaAs $d_0/C = 5 \cdot 10^{-8}$ см и при $E = 1$ кВ/см отношение $j_\perp/j_\parallel = 0,5 \cdot 10^{-3}$.

В условиях стриминга вероятность достижения дыркой энергии, достаточной для испускания двух LO -фононов мала по параметру $\exp(-2E_0/3E) \ll 1$, где $E_0 = em^*\Omega/\hbar\epsilon^*$, а баллистический вклад в ток, связанный с поглощением фонона в пассивной области и последующим его испусканием при $k_B T \ll \hbar\Omega$ мал по параметру $n_L(E_0/E)^2$, где $n_L \cong \exp(-\hbar\Omega/k_B T)$. При низких температурах оба вклада в баллистический ток могут быть сделаны достаточно малыми. Заметим, что в случае вырожденных зон баллистический вклад возникает не только за счет ангармонизма, но и при двух последовательных однофононных переходах через разные подзоны. Помимо этих вкладов, баллистический ток может возникнуть за счет квантовых поправок к сечению рассеяния, пропорциональных электрическому полю. В условиях стриминга вклад, связанный с квантовыми поправками, мал по параметру $\bar{p}/p_0 = 0,6(E/E_0)^{1/3}$, где \bar{p} — средний импульс дырки после испускания LO -фонона. В обычных условиях все эти вклады сравнимы по величине и четный по полю ток

$$j_\perp = j_\parallel a_0 (eE/k_B T), \quad (9)$$

где a_0 — характерная длина, зависящая от механизма рассеяния (при рассеянии дырок на оптических фононах $a_0 \sim d_0/C$, а при рассеянии на акустических фононах $a_0 \sim \epsilon_0 b/4\pi e_{14}$, где e_{14} — пьезоэлектрический модуль, b — константа деформационного потенциала).

Таким образом, измерение четного по полю тока в условиях стриминга представляет интерес как с точки зрения непосредственного разделения баллистического и сдвигового вкладов, так и в связи с возможностью прямого определения отношения d_0/C .

Авторы благодарят Ю.Л.Иванова и А.Ю.Ткаченко за возможность ознакомиться с работой ⁷ до ее опубликования.

Литература

1. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
2. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. Сб. Проблемы современной физики (к 100-летию со дня рождения А.Ф.Иоффе). Л.: Наука, 1980, с. 275.
3. Казлаускас П.-А.В., Левинсон И.Б. ФТТ, 1964, 6, 3196.
4. Блох М.Д., Магарилл Л.И., Энтин М.В. ФТП, 1978, 12, 249.
5. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. ЖЭТФ, 1982, 83, 649.
6. Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я. ФТП, 1984, 18, 93.
7. Ткаченко А.Ю., Иванов Ю.Л. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39,
8. Сб. научных трудов: Горячие электроны в полупроводниках. Издание института прикладной физики АН СССР, г.Горький, 1983.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1984 г.