ФТП, том 22, вып. 4, 1988

КОГЕРЕНТНЫЙ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Кристофель Н. Н., Пищев А. Г.

Для описания стационарного тока объемного фотовольтаического эффекта в кристаллах без центра симметрии был предложен когерентный механизм [1-6], связанный с недиагональными по индексам зон элементами матрицы плотности и межзонными скоростями. Когерентный ток является универсальным результатом интерференции амплитуд реальных и виртуальных квантовых переходов. В [1-6] предполагалась линейная поляризация падающего света, в [7] — циркулярная.

В настоящей работе когерентный фотовольтаический ток рассматривается в обобщенной по отношению к [1-3, 7] схеме Кубо для случая эллиптически поляризованного света. Получены общие формулы для когерентного стационарного отклика второго порядка кристалла на световое возмущение, описывающие взвешенный по поляризационным составляющим линейный фотовольтаический ток и электронную поляризацию оптического выпрямления. В частности, снимается вопрос о «рефрактивных» токах при циркулярной поляризации света [7] или при линейно поляризованном свете в магнитном поле [8]. Указано на возможность появления циркулярного вклада в когерентный фототок в присутствии магнитного поля.

Обобщение используемой схемы Кубо заключается в том, что при итерационной процедуре второго порядка для нахождения не зависящей от времени части матрицы плотности не используется ее невозмущенное значение, а предполагается лишь ее диагональность.

В приближении времени релаксации (η^{-1}) для когерентного фототока получается выражение ($\hbar = 1$)

$$j_\alpha = \left\{ i^{-2} e^{-\eta t} \int\limits_{-\infty}^{t} \int\limits_{-\infty}^{t_1} dt_1 dt_2 e^{\eta t_2} \langle [[\tilde{j}_\alpha(t), \tilde{V}(t_1)], \tilde{V}(t_2)] \rangle \right\}_0, \tag{1}$$

где усреднение проводится по основному состоянию кристалла в световом поле, а индекс нуль обозначает не зависящую от времени часть. Волнистая черта отвечает представлению взаимодействия. Оператор взаимодействия имеет вид $V(t) = (e/m\omega)(\mathscr{E}_x i \sin\omega t + \mathscr{E}_y \cos\omega t)$, где ω — частота света, для тока $\hat{j}_\alpha = -\frac{e}{m\Omega} p^\alpha$, p^α — компонента импульса электрона. На основании (1) для стационарной части тока короткого замыкания получаем

$$j_\alpha = -\frac{C}{\omega^2} \sum_{\xi=\pm\omega} \sum_{n,\, l,\, m} \int d^3\mathbf{k} \frac{f_n - f_l}{\Delta_{nl} + \xi - i\eta} \left\{ \sum_{\beta=x,\, y} p^\beta_{nl} I_{\beta\beta} \left[\frac{p^\beta_{lm} p^\alpha_{mn}}{\Delta_{nm} - i\eta} - \frac{p^\alpha_{lm} p^\beta_{mn}}{\Delta_{ml} - i\eta} \right] + \right.$$

$$\left. + I_{xy} \Theta(\xi)\, i^{-1} \left[p^y_{nl} \left(\frac{p^x_{lm} p^\alpha_{mn}}{\Delta_{nm} - i\eta} - \frac{p^\alpha_{lm} p^x_{mn}}{\Delta_{ml} - i\eta} \right) - p^x_{nl} \left(\frac{p^y_{lm} p^\alpha_{mn}}{\Delta_{nm} - i\eta} - \frac{p^\alpha_{lm} p^y_{mn}}{\Delta_{ml} - i\eta} \right) \right] \right\}. \tag{2}$$

Здесь разность зонных энергий $\Delta_{nl} = E_n(\mathbf{k}) - E_l(\mathbf{k})$, $C = e^3 (4\pi^2 m^3 c n)^{-1}$, $\Theta(\xi) = \pm 1$ для $\xi \gtrless 0$ соответственно, n — показатель преломления, $I_{\alpha\beta} = (cn/8\pi) \mathscr{E}_\alpha \mathscr{E}_\beta$. В (2) проведен термодинамический предельный переход $\Omega \to \infty$. Два слагаемых в (2) с $I_{\beta\beta}$ и I_{xy} отвечают соответственно линейному и циркулярному вкладам в когерентный фототок.

В адиабатическом пределе $\eta \to 0$ после суммирования по промежуточным состояниям для линейного тока получаем

$$j_{\alpha,\,л} = \frac{\pi m C}{\omega^2} \sum_{\beta=x,\, y} I_{\beta\beta} \sum_{\xi} \sum_{n,\, l} \int d^3\mathbf{k}\, (f_n - f_l)\, \delta(\Delta_{nl} + \xi) \times$$

$$\times \operatorname{Im} \left\{ p^\beta_{nl} \frac{\partial p^\beta_{ln}}{\partial k_\alpha} - i\, |p^\beta_{nl}|^2 (R^\alpha_{ll} - R^\alpha_{nn}) \right\}, \tag{3}$$

где $R_{ll}^{\alpha}=i\int u_{l\mathbf{k}}^{*}\frac{\partial}{\partial k_{\alpha}}u_{l\mathbf{k}}d\tau_r$, $u_{l\mathbf{k}}$ — блохсвские амплитуды. Исследование (3) с использованием детализации матричного элемента перехода может быть проведено аналогично [7]. Циркулярный вклад описывается выражением

$$j_{\alpha,\,\text{ц}}=-\frac{\pi mC}{\omega^2}I_{xy}\sum_{\xi}\Theta(\xi)\sum_{n,\,l}\int d^3\mathbf{k}\,(f_n-f_l)\,\delta(\Delta_{nl}+\xi)\left\{p_{nl}^{y}\frac{\partial p_{ln}^{x}}{\partial k_{\alpha}}-p_{ln}^{x}\frac{\partial p_{ln}^{y}}{\partial k_{\alpha}}\right\}. \tag{4}$$

Не исчезающая после суммирования по n и l часть в подынтегральном выражении (4) не четна по $\mathbf{k}$, и $j_{\alpha,\text{ц}}=0$. Такой результат был получен иным способом и в [9].[1] В (3) фермиевские числа заполнения f_n можно уже считать зависящими просто от не возмущенных полем электронных энергий, если пренебречь поправками более высоких порядков.

Зависимость f_n от энергий электронов в поле (что является следствием упомянутого улучшенного приближения в схеме Кубо) важна для доказательства того, что (в согласии с [9]) «рефрактивные» токи, получающиеся из слагаемых с интегралом в смысле главного значения при $\eta\to 0$ в (7) и сингулярных членов с $m=n$, l в (2), в сумме исчезают (это относится и к работе [8]).

Поправки к энергиям на перенормировку в поле при этом имеют вид

$$\delta E_n=\frac{e^2}{4m\omega^2}(\mathscr{E}_x^2+\mathscr{E}_y^2)+\frac{16\pi^3 mC}{e\omega^2}\sum_{\xi}\sum_{n,\,l}{}'(\Delta_{nl}+\xi)^{-1}\times$$
$$\times\left\{I_{xx}|p_{nl}^{x}|^2+I_{yy}|p_{nl}^{y}|^2+I_{xy}\Theta(\xi)\,i^{-1}(p_{nl}^{y}p_{ln}^{x}-p_{nl}^{x}p_{ln}^{y})\right\}. \tag{5}$$

Используя связь между стационарным когерентным фототоком и поляризацией $\mathscr{P}_\alpha$ эффекта оптического выпрямления $j_\alpha=\eta\mathscr{P}_\alpha$ [11], для линейного типа вклада имеем

$$\mathscr{P}_{\alpha}=\frac{mC}{\omega^2}\sum_{\beta=x,\,y}I_{\beta\beta}\sum_{\xi}\sum_{n,\,l}\int d^3\mathbf{k}\frac{f_n-f_l}{(\Delta_{nl}+\xi)^2}\times$$
$$\times\operatorname{Im}\left\{p_{nl}^{\beta}\frac{\partial p_{ln}^{\beta}}{\partial k_{\alpha}}-i\,|p_{nl}^{\beta}|^2(R_{ll}^{\alpha}-R_{nn}^{\alpha})\right\}. \tag{6}$$

В заключение покажем возможность реализации магнитоиндуцированного циркулярного вклада в когерентный фототок (ср. [12]). Используя блоховские функции в магнитном поле $\mathbf{H}$, его можно прямо ввести в (4), отбрасывая запрещенные по симметрии линейные вклады (3). В случае классического поля можно пренебречь зависимостью от поля энергетических знаменателей и функций распределения. Матричные элементы импульса заменяются на перенормированные магнитным полем

$$\pi_{nl}^{\beta}\simeq p_{nl}^{\beta}-\frac{e}{2c}\sum_{\alpha,\,\gamma,\,\delta}\varepsilon_{\alpha\gamma\delta}H_{\delta}\frac{\partial}{\partial k_{\beta}}(p_{nn}^{\alpha}x_{nl}^{\gamma}), \tag{7}$$

где $\varepsilon_{\alpha\gamma\delta}$ — тензор Леви—Чивита.

Подставляя (7) в (4), для магнитоиндуцированного фототока при $\mathbf{H}=\mathbf{H}_z$ получаем

$$j_{\alpha,\,\text{ц}}(H)=\frac{\pi emC}{2c\omega^2}I_{xy}\sum_{\xi}\Theta(\xi)\;H_z\sum_{n,\,l}\int d^3\mathbf{k}\,(f_n-f_l)\,\delta(\Delta_{nl}+\xi)\times$$
$$\times\sum_{\beta,\,\gamma}\varepsilon_{\beta\gamma z}\left\{\frac{\partial}{\partial k_y}(p_{nn}^{\beta}x_{nl}^{\gamma})\frac{\partial p_{ln}^{x}}{\partial k_{\alpha}}+p_{nl}^{y}\frac{\partial^2}{\partial k_x\partial k_{\alpha}}(p_{ll}^{\beta}x_{ln}^{\gamma})-\right.$$
$$\left.-\frac{\partial}{\partial k_x}(p_{nn}^{\beta}x_{nl}^{\gamma})\frac{\partial p_{ln}^{y}}{\partial k_{\alpha}}-p_{nl}^{x}\frac{\partial^2}{\partial k_y\partial k_{\alpha}}(p_{ll}^{\beta}x_{ln}^{\gamma})\right\}. \tag{8}$$

При замене $x\rightleftarrows y$ ток (8) меняет знак. Оценки показывают, что в полях $H\sim 10^4$ Гс он должен по величине наблюдаться.

---

[1] Отличный от нуля циркулярный ток может давать баллистический механизм [10].

Литература

[1] Кристофель Н., Гулбис А. — Изв. АН ЭССР, физ., матем., 1979, т. 28, в. 3, с. 268—271.
[2] Kristoffel N., Gulbis A. — Z. Phys., 1980, v. B39, N 1, p. 143—149.
[3] Kristoffel N., von Baltz R., Hornung D. — Z. Phys. B, 1982, v. 47, p. 293—296.
[4] von Baltz R., Kraut W. — Phys. Rev. B, 1979, v. 19, N 3, p. 1548—1554; 1981, v. 23, N 10, p. 5590—5596.
[5] Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, в. 4, с. 1170—1175.
[6] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, в. 2 (8), с. 649—661.
[7] Кристофель Н., Гулбис А. — Изв. АН ЭССР, физ., матем., 1985, т. 34, в. 4, с. 375—379.
[8] Kristoffel N. — Phys. St. Sol. (b), 1985, v. 127, N 1, p. 413—418.
[9] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 886—891.
[10] Белиничер В. И., Стурман Б. И. — УФН, 1980, т. 130, в. 3, с. 415—458.
[11] Кристофель Н. Н., Пищев А. Г. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 2, с. 415—418.
[12] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — В кн.: Проблемы современной физики. Л., 1980, с. 275—293.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Получено 9.03.1987
Принято к печати 14.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ *p*-Ge В ПЕРЕМЕННОМ СЛАБОГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Дедулевич С., Канцлерис Ж., Мартунас З., Шяткус А.

Для описания свойств теплых носителей заряда в переменном электрическом поле широко используется феноменологическая теория, предполагающая экспоненциальную релаксацию средних величин. И, хотя данное предположение часто не выполняется [1], теория дает хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными [2]. Такое соответствие получено не только для полупроводника с одной изотропной зоной, но и в более сложных случаях, когда учитывается междолинное или межзонное перераспределение носителей заряда [2, 3].

В настоящей работе представлены экспериментальные и расчетные данные, показывающие, что феноменологическая теория неудовлетворительно описывает частотную зависимость эффективного коэффициента нелинейности в *p*-Ge с концентрацией ионизованных примесей 10^{15} см$^{-3}$ при температурах решетки 70—85 K. Показано, что данное несоответствие обусловлено особенностями рассеяния носителей заряда.

Для определения частотной зависимости эффективного коэффициента нелинейности $\beta^*(\omega)$ использовалась высокочастотная интегральная методика [2]. Измеряемый в этом случае средний ток $\bar{j}$, протекающий через образец, связан с коэффициентом β^* следующим соотношением:

$$\bar{j} = \sigma_0 \left(1 + \beta^* \frac{P_a}{\sigma_0}\right) E_0. \quad (1)$$

Здесь σ_0 — омическая электропроводность, P_a — мощность ВЧ электрического поля, поглощаемая единичным объемом образца.

Исследовались образцы из умеренно легированного *p*-Ge с удельным сопротивлением $\rho_{290\,\text{K}} \approx 1.1$ Ом·см. Эксперименты проведены в температурном интервале 49—100 K.

Экспериментально определенные частотные зависимости $\beta^*(\omega)$ при четырех температурах решетки показаны на рис. 1. На вставке к рис. 1 показана часть