Физика и техника полупроводников, 1997, том 31, № 8

Усиление фотогальванического эффекта в двумерно-разупорядоченной среде

© М.В. Энтин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 17 января 1997 г. Принята к печати 28 января 1997 г.)

Изучается фотогальванический эффект в двумерной слабо поглощающей среде Дыхне без центра инверсии. Показано, что в результате расходимости среднего квадрата модуля электрического поля происходит гигантское увеличение эффективного фотогальванического коэффициента.

В ряде работ последнего времени [1–6] было показано, что в случайно-неоднородных макроскопических средах, построенных из непоглощающих микроскопических частей, вследствие раскачки локальных плазмонов происходит усиление локальных электрических полей. В результате в такой среде расходятся средние от четных степеней модуля электрического поля. Эти величины являются определяющими для различных нелинейных откликов системы, что должно приводить к их усилению.

В настоящей заметке исследуется частный случай таких эффектов — фотогальванический эффект, возникающий в среде без центра инверсии. Мы будем предполагать, что высокочастотная поляризация $\mathbf{D}^\omega$ и локальная плотность стационарного тока $\mathbf{j}^0$ в среде может быть описана выражениями

$$D_i^\omega = \varepsilon^\omega(\mathbf{r})E_i^\omega, \tag{1}$$

$$j_i^0 = \sigma^0(\mathbf{r})E_i^0 + \alpha_{ijk}E_j^\omega E_k^{-\omega} + \text{c.c.}, \tag{2}$$

где $E_k^{-\omega} = (E_k^\omega)^*$. 1-й член описывает высокочастотную часть поляризации среды на оптических частотах ω, 2-ой — низкочастотный ток фотогальванического эффекта. Обе величины удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\nabla\mathbf{j}^0 = 0, \quad \nabla\times\mathbf{E}^0 = 0, \tag{3}$$

$$\nabla\mathbf{D}^\omega = 0 \quad \nabla\times\mathbf{E}^\omega = 0, \tag{4}$$

Высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^\omega(\mathbf{r})$ и проводимость на нулевой частоте $\sigma^0(\mathbf{r})$ предполагаются случайными функциями координат.

По аналогии с эффективной проводимостью можно ввести эффективный фотогальванический коэффициент $a_{ijk\,\text{eff}}$:

$$\langle j_k\rangle = \alpha_{ijk}\langle E_j^\omega(E_k^\omega)^*\rangle = \alpha_{ijk,\,\text{eff}}\langle E_j^\omega\rangle\langle(E_k^\omega)^*\rangle. \tag{5}$$

Усреднение в (5) проводится по пространству. Вообще говоря, в средний ток дает вклад не только непосредственно фотогальванический ток, но и статический отклик, связанный с перераспределением статического поля, описываемый первым членом в уравнении (2). Однако среднее от этого члена обращается в 0, если $\sigma^0(\mathbf{r})$ и $\varepsilon^\omega(\mathbf{r})$ (и, следовательно, $\mathbf{E}^\omega(\mathbf{r})$) являются независимыми случайными величинами, либо проводимость вообще не зависит от координат. В этом случае выражение для эффективной фотогальванической константы $\alpha_{ijk,\,\text{eff}}$ определяется усреднением второго слагаемого в (1) и сводится, таким образом, к среднему $\langle E_j^\omega(E_k^\omega)^*\rangle$.

Предположим, что электромагнитная волна падает на образец перпендикулярно его плоскости (x, y), а среда макроскопически изотропна и имеет двумерную неоднородность: $\varepsilon^\omega(\mathbf{r}) = \varepsilon^\omega(x, y)$. Тогда в плоскости отсутствуют выделенные направления и для компонент $(i,\ j) = (x, y)$ тензор средних выражается через среднее от квадрата модуля поля: $\langle E_j^\omega(E_k^\omega)^*\rangle = (1/2)\delta_{ij}\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle$. В качестве модели высокочастотной диэлектрической проницаемости ε мы выберем среду Дыхне [7] — двухфазную статистически равноправную смесь сред с проницаемостями $\varepsilon_1 > 0$ и $\varepsilon_2 < 0$. В частности, можно считать, что диэлектрическая проницаемость исходных сред определяется свободными носителями в модели Друде–Лоренца

$$\varepsilon_{1,2} = 1 - \frac{\omega_{p(1,\,2)}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{1,\,2})} \tag{6}$$

и частота света ω лежит между близкими плазменными частотами $\omega_{p(1,\,2)}$. В этом пределе низкочастотная проводимость слабо зависит от координат, в то время как высокочастотная диэлектрическая проницаемость в разных точках имеет разные знаки. В области высоких частот $\omega\tau \gg 1$ и $\varepsilon_{1,\,2} = \varepsilon'_{1,\,2} + i\varepsilon''_{1,\,2} = 1 - \omega_{p(1,\,2)}^2/\omega^2 + i\omega_{p(1,\,2)}^2/(\omega^3\tau)$, где $\varepsilon''_{1,\,2} \ll \varepsilon'_{1,\,2}$.

К рассматриваемым объектам относятся композиты полупроводник–полупроводник, металл–диэлектрик, металл–металл, состоящие из компонент с близкими свойствами в такой области частот, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости меньше действительной, а знаки локальных значений $\varepsilon'_{1,\,2}$ различны. Это возможно в полупроводниках, во-первых, в окрестности плазменного резонанса на свободных носителях, во-вторых, в области поляритонного резонанса и, в-третьих, в области частот, существенно превышающих край оптического поглощения.

В случае среды Дыхне может быть найдено точное выражение для среднего $\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle$. Из закона сохранения энергии следует, что

$$\varepsilon''_{\text{eff}}|\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2 = \langle\varepsilon''|\mathbf{E}^\omega|\rangle. \tag{7}$$

Проводя преобразование Дыхне для индукции $D^\omega = \varepsilon \mathbf{E}^\omega$ и для поля в обеих средах

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\omega\prime} &= (1/\varepsilon_{\text{eff}})[\mathbf{n}\mathbf{D}^\omega], \quad x \to y. \\ \mathbf{D}^{\omega\prime} &= \varepsilon_{\text{eff}}[\mathbf{n}\mathbf{E}^\omega], \qquad y \to -x, \end{aligned} \tag{8}$$

сохраняющее вид уравнений Максвелла (4) для них

$$\nabla \mathbf{D}^{\omega\prime} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E}^{\omega\prime} = 0 \tag{9}$$

и переводящее среду 1 в среду 2 и наоборот, а выражение для индукции $\mathbf{D}^\omega = \varepsilon \mathbf{E}^\omega$ в $\mathbf{D}^{\omega\prime} = (\varepsilon/\varepsilon_{\text{eff}})\mathbf{E}^{\omega\prime}$, мы находим

$$|\varepsilon_1|\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle_1 = |\varepsilon_2|\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle_2. \tag{10}$$

Индексы 1 и 2 означают усреднение по 1-й и 2-й средам соответственно. Объединяя (7) и (10), получим

$$\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle_{1,2} = \langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle \frac{2|\varepsilon_{2,1}|\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2})}{\varepsilon_1''|\varepsilon_2| + \varepsilon_2''|\varepsilon_1|}, \tag{11}$$

$$\langle|\mathbf{E}^\omega|^2\rangle = \frac{(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|)\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2})}{\varepsilon_1''|\varepsilon_2| + \varepsilon_2''|\varepsilon_1|} |\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2. \tag{12}$$

В результате получаем для среднего фотогальванического тока

$$\langle j_i\rangle = 2\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_2}) \frac{\alpha_{i,1}|\varepsilon_2| + \alpha_{i,2}|\varepsilon_1|}{\varepsilon_1''|\varepsilon_2| + \varepsilon_2''|\varepsilon_1|} |\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2, \tag{13}$$

где $\alpha_{i,(1,2)} = (1/2)(\alpha_{ixx,(1,2)} + \alpha_{iyy,(1,2)})$.

В частном случае одинаковых значений $\alpha_{1,2}$:

$$\begin{aligned} \langle j_i\rangle &= \alpha_i \frac{(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|)\mathrm{Im}\big(\sqrt{(\varepsilon_1\varepsilon_2)}\big)}{\varepsilon_1''|\varepsilon_2| + \varepsilon_2''|\varepsilon_1|} |\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2 \\ &= \alpha_{\text{eff},i}|\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2. \end{aligned} \tag{14}$$

Согласно (13), (14), в области слабого локального поглощения ($\varepsilon''_{1,2} \to 0$) знаменатель стремится к 0, в то время как числитель при $\varepsilon_1\varepsilon_2 < 0$ остается конечным, т.е. происходит усиление фотогальванического тензора. Именно при этих условиях в слабо поглощающей среде остается конечной мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости. Причина заключается в раскачке локального электрического поля. Величина квадрата модуля электрического поля определяется, согласно (7), балансом макроскопического поглощения и скорости локальных потерь, определяемых ε''. В области прозрачности среды $\varepsilon_1\varepsilon_2 > 0$ эффективный фотогальванический тензор имеет такой же порядок, как и локальный.

В качестве примера рассмотрим нецентросимметричный кристалл GaAs, в котором симметрия разрешает объемный фотогальванический эффект. Будем предполагать, что объемный образец построен из чередующихся сильно и слабо легированных "столбиков" вдоль оси $0z = \langle 111\rangle$, совпадающей с нормалью к поверхностям образца, со статистически одинаковыми свойствами. В частности, это может быть распределение свойств типа "шахматной доски". Фотогальванический эффект будет усилен в области частот между плазменными частотами свободных электронов. В массивном образце GaAs фотогальванический тензор имеет только равные друг другу компоненты типа $\alpha_{\underline{1}23}$. Используя ориентацию осей $0x = \langle 01\bar{1}\rangle$ и $0y = \langle \bar{2}11\rangle$, находим, что $j_x = 0$, а $j_y = \sqrt{2/3}\alpha_{\text{eff}}|\langle\mathbf{E}^\omega\rangle|^2$.

Обсудим полученные результаты. Во-первых, отметим, что использованное приближение малости флуктуаций статической проводимости не влияет на порядок величины ответа, пока эти флуктуации не превышают среднюю величину проводимости: $\ln(\sigma/\langle\sigma\rangle) \lesssim 1$. Это происходит потому, что усиление фотогальванического эффекта обусловлено не близостью к порогу перколяции, а возможностью поглощения поля в среде в отсутствие локальных потерь.

В пределе низкой частоты света усиление $\langle\mathbf{E}\rangle^2$ возникает в смеси металл–диэлектрик, где мало отношение статических проводимостей $h = \sigma_1/\sigma_2$, определяющее близость к порогу перколяции. В перколяционной системе средний квадрат поля расходится. Действительно, из работы [7] следует, что в системе с проводимостями σ_1 и σ_2

$$\langle\mathbf{E}^2\rangle = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{\sigma_1\sigma_2}}\langle\mathbf{E}\rangle^2. \tag{15}$$

Если одна из величин $\sigma_{1,2}$ стремится к 0, а вторая ограничена, то $\langle\mathbf{E}^2\rangle \to \infty$. Однако в отличие от высокочастотного случая, в этом пределе для нахождения среднего тока недостаточно усреднять его величину, а необходимо решать уравнение на статическое поле во 2-м порядке по переменному полю, и на основании (15) вывод о расходимости эффективного фотогальванического коэффициента сделать невозможно.

Автор благодарит Э.М.Баскина за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-0204432 и 96-0219353) и Volkswagen–Stiftung.

Список литературы

[1] F. Brouers, S. Blacher, A.K. Sarychev. In: *Fractal Reviews in the Natural and Applied Sciences* (1995) p. 237.
[2] F. Brouers, S. Blacher, N. Henrioulle, A.K. Sarychev. In: *Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media* (M., Scientific Center for Applyed Problems in Electrodynamics, 1996) p. 46.
[3] A.N. Lagarkov, K.N. Rosanov, A.K. Sarychev, N.A. Simonov; submitted to J. Phys. A (1996).
[4] J.P. Clerc, G. Giraud, J.M. Laugier, J.M. Luck. Adv. Phys., **39**, 191 (1990).
[5] М.В. Энтин, Г.М. Энтин. Письма ЖЭТФ, **64**, 427 (1996).
[6] Э.М. Баскин, М.В. Энтин, А.К. Сарычев, А.А. Снарский, Physica A (в печати).
[7] А.М. Дыхне. ЖЭТФ, **59**, 110 (1970).

Редактор Т.А. Полянская

Enhansenment of photovoltaic effect in $2D$ disordered medium

M.V. Entin

Institute of Phisics of Semiconductors,
Siberain Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The bulk photovoltaic effect in $2D$ weakly-absorbing Dykhne medium without an inversion center. It is shown that the divergency of mean square of electric field results in a giant enhancement of effective photovoltaic coefficient.

E-mail: entin@isp.nsc.ru (Entin)