09

Эффект поперечного увлечения носителей тока в полупроводнике в поле двух электромагнитных волн

© Д.В. Завьялов[1], С.В. Крючков[1,2], Е.И. Кухарь[1]

[1] Волгоградский государственный социально-педагогический университет,
Волгоград, Россия
[2] Волгоградский государственный технический университет,
Волгоград, Россия
E-mail: sed@fizmat.vspu.ru, eikuhar@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 7 февраля 2012 г.)

Изучен эффект поперечного увлечения носителей заряда двумя электромагнитными волнами, распространяющимися во взаимно перпендикулярных направлениях в полупроводнике с параболическим законом дисперсии. В приближении постоянного времени релаксации рассчитана постоянная составляющая плотности электрического тока, возникающего в направлении, перпендикулярном волновым векторам. Показано, что поперечный постоянный ток обращается в нуль при некотором значении разности фаз падающих волн, которое определяется величиной времени релаксации носителей тока в материале.

Работа поддержана Государственным научным грантом Администрации Волгоградской области.

Эффект увлечения носителей тока электромагнитными (ЭМ) волнами — светоэлектрический или радиоэлектрический эффект — давно привлекает внимание исследователей [1–18]. Он обусловлен передачей импульса фотона электронной подсистеме и в рамках квазиклассического подхода объясняется как результат действия силы Лоренца, возникающей при движении электрона в переменном электрическом и магнитном полях волны [1–3]. Причем в негиротропных средах (т. е. в средах с центром симметрии) возникает только фотогальванический ток, направленный вдоль импульса фотонов, а в гиротропных материалах может возникать и перпендикулярный этому направлению ток [12–15]. Однако асимметрия транспортных свойств материала может быть наведена и специфической геометрией внешних полей. Например, в [19–20] показано, что в графене при падении эллиптически поляризованной волны нормально к поверхности материала в присутствии постоянного тянущего электрического поля перпендикулярном в направлении полю, возникает постоянный ток, запрещенный симметрией системы в отсутствие поля.

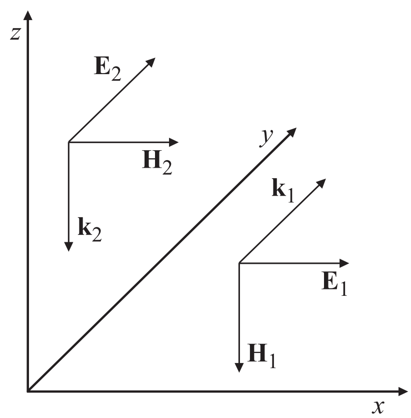
Интерес к эффекту увлечения связан также с его малой инерционностью, что позволяет использовать его в качестве детектора лазерного излучения большой мощности для измерения временны́х характеристик импульсных лазеров и в диагностике кинетических свойств полупроводниковых материалов [16–18]. Для такой диагностики важное значение имеют эффекты, позволяющие исследовать кинетические характеристики материала компенсационным методом, т. е. методом, в котором исследуемая характеристика определяется из условия обращения в нуль некоторой макроскопической величины (плотности тока, ЭДС и т. д.) при определенных параметрах внешних полей.

В настоящей работе показано, что при падении двух ЭМ-волн, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях, возникает поперечный по отношению их волновым векторам постоянный ток, который можно обратить в нуль выбором разности фаз падающих волн, причем эта разность фаз зависит от величины времени релаксации носителей тока в материале. Рассмотрим полупроводник с параболическим законом дисперсии

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m}, \tag{1}$$

где m — эффективная масса носителей тока, которая предполагается постоянной. Волны распространяются так, что их волновые векторы перпендикулярны друг другу. Ориентация векторов напряженностей ЭМ-полей показана на рисунке.

Из феноменологических соображений понятно, что в такой геометрии полей может появиться ток, перпендикулярный направлению распространения обеих ЭМ-волн. Действительно, плотность импульса ЭМ-поля про-



Взаимная ориентация векторов напряженностей электрических и магнитных полей ЭМ волн в объемном полупроводнике порциональна векторному произведению векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$

$$\mathbf{p}_w = \frac{[\mathbf{E},\, \mathbf{H}]}{4\pi c} = \frac{[\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2,\, \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2]}{4\pi c}$$
$$= \frac{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_1]}{4\pi c} + \frac{[\mathbf{E}_2,\, \mathbf{H}_2]}{4\pi c} + \frac{[\mathbf{E}_2,\, \mathbf{H}_1]}{4\pi c}. \tag{2}$$

Из (2) видно, что у импульса ЭМ-поля есть составляющая, направленная вдоль оси Ox, а значит, в системе может существовать ток, направленный вдоль этой оси.

Исследуем вопрос более подробно. Пусть в полупроводнике распростняются две ЭМ-волны, векторы напряженностей полей которых равны

$$\mathbf{E}_1 = (E_1(t), 0, 0)\,, \qquad \mathbf{H}_1 = (0, 0, -H_1(t))\,,$$
$$\mathbf{E}_2 = (0, E_2(t), 0)\,, \qquad \mathbf{H}_2 = (H_2(t), 0, 0)\,. \tag{3}$$

Считаем, что выполнены условия квазиклассического приближения. Кроме того, полагаем, что длина свободного пробега электрона много меньше длины волны. Это позволяет пренебречь зависимостью напряженностей полей и функции распределения от координат. Плотность электрического тока, возникающего вдоль оси Ox, определяется следующим выражением:

$$j_x = e \sum_{\mathbf{p}} V_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \tag{4}$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{p}/m$ — скорость носителей тока, $f(\mathbf{p}, t)$ — неравновесная функция распределения, учитывающая действие переменных ЭМ-полей. Функция $f(\mathbf{p}, t)$ определяется с помощью кинетического уравнения Больцмана, записанного в приближении постоянного времени релаксации τ,

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e\left(\mathbf{E}(t) + \frac{1}{c}\,[\mathbf{V}, \mathbf{H}(t)]\right)\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}}$$
$$= -\,\frac{f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})}{\tau}, \tag{5}$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$, $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения. Решение уравнения (5) имеет следующий вид:

$$f(\mathbf{p}, t) = \frac{1}{\tau} \int\limits_{-\infty}^{t} \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau}\right) f_0\left(\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)\right) f t', \tag{6}$$

где $\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)$ представляет собой решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e\mathbf{E}(t') + \frac{e}{c}[\mathbf{V}(t'), \mathbf{H}(t')] \tag{7}$$

с начальными условиями $\mathbf{p}'(t' = t; \mathbf{p}, t) = \mathbf{p}$. Считаем, что газ основных носителей является невырожденным. Поэтому в качестве $f_0(\mathbf{p})$ выберем функцию распределения Больцмана

$$f_0(\mathbf{p}) = Ce^{-\frac{\varepsilon(\mathbf{p})}{\theta}}, \tag{8}$$

где θ — температура электронного газа, выраженная в энергетических единицах, а константа C определяется из условия нормировки. Подставляя (6) и (8) в (4), получим следующее выражение для плотности тока j_x;

$$j_x(t) = \frac{eC}{m\tau} \int\limits_{-\infty}^{t} \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau}\right) dt'$$
$$\times \int p_x \exp\left(-\frac{\mathbf{p}'^2(t'; \mathbf{p}, t)}{2m\theta}\right) \frac{dp_x dp_y dp_z}{(2\pi\hbar)^3}. \tag{9}$$

Подставляя в (7) напряженности ЭМ-полей (3), получим систему уравнений движения электрона:

$$\begin{cases} \frac{dp'_x}{dt'} = -\frac{e}{c}\frac{dA_1}{dt'} + \frac{p'_y}{mc}\frac{e}{c}\frac{dA_1}{dt'}, \\ \frac{dp'_y}{dt'} = -\frac{e}{c}\frac{dA_2}{dt'} - \frac{p'_z}{mc}\frac{e}{c}\frac{dA_2}{dt'} - \frac{p'_x}{mc}\frac{e}{c}\frac{dA_1}{dt'}, \\ \frac{dp'_z}{dt'} = \frac{p'_y}{mc}\frac{e}{c}\frac{dA}{dt'}, \end{cases} \tag{10}$$

где $A_1(t)$, $A_2(t)$ — соответственно потенциалы ЭМ-полей первой и второй волн, связанные с напряженностями полей соотношением

$$E_i(t) = H_i(t) = -\frac{1}{c}\frac{dA_i}{dt}, \quad i = 1,\ 2.$$

Обозначим

$$\alpha_1 = \frac{e}{c}\left[A_1(t') - A_1(t)\right], \quad \alpha_2 = \frac{e}{c}\left[A_2(t') - A_2(t)\right]. \tag{11}$$

Параметры (11) имеют смысл импульсов, приобретаемых электронами в поле ЭМ-волн. Считаем, что скорость электрона удовлетворяет условию $V \ll c$. Это дает возможность решать систему (10) итерациями по малому параметру $\gamma = V/c \sim \alpha_1/mc \sim \alpha_2/mc \sim p/mc$. В нулевом приближении решения уравнений (10) имеют вид

$$p'_x(t') = p_x - \alpha_1, \quad p'_y(t') = p_y - \alpha_2, \quad p'_z(t') = p_z.$$

В первом приближении по γ получаем

$$\begin{cases} p'_x = p_x + \frac{\alpha_1}{mc}\,p_y - \alpha_1 - \frac{\beta^2}{mc}, \\ p'_y = -\frac{\alpha_1}{mc}\,p_x + p_y - \frac{\alpha_2}{mc}\,p_z - \alpha_2 + \frac{\alpha_1^2}{2mc}, \\ p'_z = +\frac{\alpha_2}{mc}\,p_y + p_z - \frac{\alpha_2^2}{2mc}, \end{cases} \tag{12}$$

где

$$\beta^2 = \frac{e^2}{c^2} \int\limits_{t}^{t'} \left[A_2(t_1) - A_2(t)\right] \frac{\partial A_1(t_1)}{\partial t_1}\, dt_1. \tag{13}$$

С помощью соотношений (12) перейдем в (9) от переменных (p_x, p_y, p_z) к переменным (p'_x, p'_y, p'_z). В первом порядке по параметру γ имеем

$$dp_x dp_y dp_z = dp'_x dp'_y dp'_z,$$
$$p_x = p'_x - \frac{\alpha_1}{mc}\,p'_y + \alpha_1 + \frac{\beta^2}{mc} - \frac{\alpha_1\alpha_2}{mc}. \tag{14}$$

Таким образом, формула (9) запишется в виде

$$j_x(t) = \frac{eC}{m\tau} \int\limits_{-\infty}^{t} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt'$$

$$\times \int \left(p'_x - \frac{\alpha_1}{mc} p'_y + \alpha_1 + \frac{\beta^2}{mc} - \frac{\alpha_1\alpha_2}{mc} \right)$$

$$\times \exp\left(-\frac{p'^2_x + p'^2_y + p'^2_z}{2m\theta}\right) \frac{dp'_x dp'_y dp'_z}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (15)$$

Учитывая, что, согласно условию нормировки

$$\int \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m\theta}\right) \frac{dp_x dp_y dp_z}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{n_0}{C}$$

(где n_0 — концентрация свободных носителей заряда), перепишем (15) в виде

$$j_x(t) = \frac{en_0}{m\tau} \int\limits_{-\infty}^{t} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \left(\alpha_1 + \frac{\beta^2}{mc} - \frac{\alpha_1\alpha_2}{mc}\right) dt'. \quad (16)$$

Считаем далее, что зависимость от времени потенциалов полей ЭМ-волн является синусоидальной

$$A_1(t) = -\frac{cE_{10}}{\omega} \sin\omega t,$$

$$A_2(t) = -\frac{cE_{20}}{\omega} \sin(\omega t + \varphi), \quad (17)$$

где ω — частота ЭМ-излучения, φ — сдвиг фаз между ЭМ-волнами, E_{10} и E_{20} — амплитуды колебаний напряженности электрического поля первой и второй волны соответственно. Подставив (11), (13) и (17) в (16), получим следующее выражение для плотности тока, усредненного по периоду ЭМ-волн

$$\langle j_x \rangle = -\frac{e\omega_{\text{pl}}^2\sqrt{I_1 I_2}}{mc^2\omega^2}$$

$$\times \int\limits_0^{\infty} e^{-x} \left(\cos\varphi + \omega\tau x \sin\varphi - \cos(\omega\tau x - \varphi)\right) dx, \quad (18)$$

где $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$ — плазменная частота, I_1, I_2 — интенсивности первой и второй ЭМ-волн соответственно. После интегрирования в (18) определяем

$$\langle j_x \rangle = -\frac{e\sqrt{I_1 I_2}}{mc^2} \frac{\omega_p^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} (\cos\varphi + \omega\tau \sin\varphi). \quad (19)$$

В отсутствие сдвига фаз формула (19) приобретает вид

$$\langle j_x \rangle = -\frac{j_0\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}, \quad (20)$$

где $j_0 = e\omega_{\text{pl}}^2\sqrt{I_1 I_2}/mc^2\omega^2$.

Отметим некоторые особенности плотности тока (19). Абсолютное значение и знак плотности тока зависят от разности фаз между падающими ЭМ-волнами. Ток обращается в нуль при выполнении условия

$$\text{tg}\varphi_{\min} = -\frac{1}{\omega\tau} \quad (21)$$

и имеет максимальное значение, равное

$$|\langle j_x \rangle|_{\max} = \frac{j_0\omega^2\tau^2}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}, \quad (22)$$

если

$$\text{tg}\,\varphi_{\max} = \omega\tau. \quad (23)$$

Условие (21) можно использовать для компенсационного метода измерения времени релаксации в полупроводниках.

Для плотности продольных токов увлечения, возникающих вдоль осей Oy и Oz в τ-приближении имеем

$$\langle j_y \rangle = \frac{eI_1}{mc^2} \frac{\omega_{\text{pl}}^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \langle j_z \rangle = -\frac{eI_2}{mc^2} \frac{\omega_{\text{pl}}^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}. \quad (24)$$

Если $\varphi \neq 0$, то поперечный ток увлечения неограниченно возрастает при $\tau \to \infty$, в отличие от продольных токов увлечения (24), которые в бесстолкновительном режиме имеют конечные значения, определяемые интенсивностью соответствующей волны.

Если $I_1 = I_2 = I$ и $\varphi = \pi/2$, то формулы (19) и (24) примут вид

$$\langle j_x \rangle = -\frac{eI}{mc^2} \frac{\omega_{\text{pl}}^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \omega\tau, \qquad \langle j_y \rangle = \frac{eI}{mc^2} \frac{\omega_{\text{pl}}^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2},$$

$$\langle j_z \rangle = -\frac{eI}{mc^2} \frac{\omega_{\text{pl}}^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}. \quad (25)$$

Поскольку $\omega\tau \gg 1$, поперечный ток увлечения $\langle j_x \rangle$, как следует из (25), значительно превышает продольные токи, несмотря на то что среднее значение проекции вектора Умова–Пойнтинга на ось Ox равно нулю при $\varphi = \pi/2$. Если же сдвиг фаз отсутствует, то в бесстолкновительном режиме ($\tau \to \infty$) поперечная плотность тока является конечной величиной, равной j_0 (см. (20)).

Как видно из формул (24), для полупроводников с законом дисперсии (1) продольный ток увлечения пропорционален интенсивности ЭМ-волны. В случае поперечного увлечения $\langle j_x \rangle \sim \sqrt{I_1 I_2}$, что в конечном итоге является следствием наведенной полями ассиметрии задачи.

Заметим также, что плотность поперечного тока увлечения (19) (так же как и холловский ток) пропорциональна нечетной степени заряда носителей тока. Поэтому изученный выше эффект может быть использован для определения знака основных носителей тока в полупроводниках.

Оценим значение параметра γ. За период электрон в ЭМ-поле волны приобретает скорость $V \sim |e|E_0/m\omega$.

Для значений параметров $E_0 \sim 10^4$ V/cm, $m \sim 10^{-28}$ g, $\omega \sim 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ скорость электронов имеет порядок $V \sim 10^7$ cm/s. Таким образом, значение параметра γ составляет по порядку $3 \cdot 10^{-4}$, что оправдывает использование метода итераций при решении системы (10).

Кроме того, как указано выше, чтобы пренебречь координатной зависимостью напряженностей ЭМ-волн и функции распределения необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\lambda \gg V\tau, \tag{26}$$

где λ — длина ЭМ-волны. Неравенство (26) можно также переписать в виде $\omega\tau \ll c/V \sim 3 \cdot 10^3$, что выполняется для широких интервалов значений $\omega\tau$.

Выбор простейшего вида интеграла столкновений позволяет сделать только качественный вывод о том, что эффект можно использовать для определения времени релаксации носителей тока компенсационным методом. Последовательный учет рассеяния носителей тока в интеграле столкновений, конечно, изменит выражения (19) и (21), что является предметом дальнейшего исследования.

Отметим, наконец, что эффект должен проявиться и в случае двумерного материала, что хорошо видно из приведенного вывода формул (3)–(19). Однако в этом случае конфигурацию полей $\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_1$, необходимую для проявления эффекта, можно обеспечить падением эллиптически поляризованной волны под углом к поверхности образца в плоскости xy. В трехмерном случае с помощью одной эллиптически поляризованной волны эффект в материале с параболическим энергетическим спектром получить не удастся.

Список литературы

[1] А.А. Гринберг. ЖЭТФ **58**, 989 (1970).
[2] А.А. Гринберг, Л.Л. Маковский. ЖЭТФ **58**, *6*, 1162 (1970).
[3] J.H. Yee. Phys. Rev. B **9**, *12*, 5209 (1974).
[4] R.T. Collins, K. von Klitzing, K. Ploog. Appl. Phys. Lett. **49**, *7*, 406 (1986).
[5] K. Yamanaka, T. Fukunaga, N. Tsucada, K.L.I. Kobayashi, M. Ishii. Surface Sci. **174**, *3*, 250 (1986).
[6] А.П. Дмитриев, С.А. Емельянов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **54**, *8*, 460 (1991).
[7] А.А. Игнатов. ФТТ **22**, 3319 (1980).
[8] Э.М. Эпштейн. Изв. вузов. Радиофизика **24**, *4*, 514 (1981).
[9] С.В. Крючков, А.И. Шаповалов. Опт. и спектр. **81**, *2*, 336 (1996).
[10] V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev. Письма в ЖЭТФ **84**, *10*, 666 (2006).
[11] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФТТ **45**, *7*, 1272 (2003).
[12] E. Deyo, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, B. Spivak. ArXiv: 0904.1917v1 [cond-mat. mes-hall] (2009).
[13] Е.Л. Ивченко. УФН **172**, 1461 (2002).
[14] Chongyun Jiang, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, S.N. Danilov, M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **84**, 125 429 (2011).
[15] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Brinsteiner, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, S.D. Ganichev. ArXiv: 1002.1047v1 [cond-mat. mes-hall] (2010).
[16] H. Sigg, S. Graf, M.H. Kwakernaak, B. Margotte, D. Erni, P. Van Son, K. Kohler. Superlatt. Microstruct. **19**, *2*, 105 (1996).
[17] S.D. Ganichev, J. Kiermaier, W. Weber, S.N. Danilov, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, D. Bougeard, G. Abstreiter. Appl. Phys. Lett. **91**, 091 101 (2007)
[18] S.N. Danilov, B. Wittmann, P. Olbrich, W. Eder, W. Prettl, L.E. Golub, E.V. Beregulin, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, V.A. Shalygin, N.Q. Vinh, A.F.G. van der Meer, B. Murdin, S.D. Ganichev. J. Appl. Phys. **105**, 013 106 (2009).
[19] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Э.В. Марчук. Письма в ЖТФ **34**, *21*, 21 (2008).
[20] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Т.А. Тюлькина. ФТП **44**, 910 (2010).