

06

## О возможности эффекта выпрямления поперечного тока в графене

© Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Э.В. Марчук

Волгоградский государственный педагогический университет  
E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

Поступило в Редакцию 12 февраля 2008 г.

С использованием квазиклассического подхода предсказан эффект возникновения постоянной (перпендикулярной тянущему постоянному электрическому полю) составляющей тока в ситуации, когда на образец графена нормально к его поверхности падает эллиптически поляризованная электромагнитная волна. Найдено выражение для постоянной составляющей тока и проанализирована ее зависимость от напряженностей полей и сдвига фаз между компонентами электромагнитной волны.

PACS: 61.48.De, 78.67-n, 73.63.-b

Недавно полученный экспериментально графен [1] обладает рядом привлекательных свойств, позволяющих использовать его в самых различных приложениях наноэлектроники. Кроме того, энергетический спектр носителей тока графена в экстремумах валентной зоны и зоны проводимости линейен по квазиимпульсу и неаддитивен [2], что открывает возможность проявления новых транспортных свойств данного материала.

Интерес к исследованию электрических свойств графена растет с каждым днем [3–5]. В [1,6–8] были экспериментально исследованы проводимость и целочисленный квантовый эффект Холла в графене. Было показано, что проводимость графена линейно зависит от приложенного напряжения и имеет минимум порядка  $e^2/h$ . Наличие ненулевого минимума проводимости является чисто квантовым эффектом, теоретическому объяснению которого посвящено достаточно много работ (см., например, [9–11]). Мы хотим обратить внимание на некоторые новые особенности поведения графена, которые могут проявить себя в квазиклассической ситуации. С использованием квазиклассического подхода в [12–14] проведено исследование полевой зависимости тока в графене.

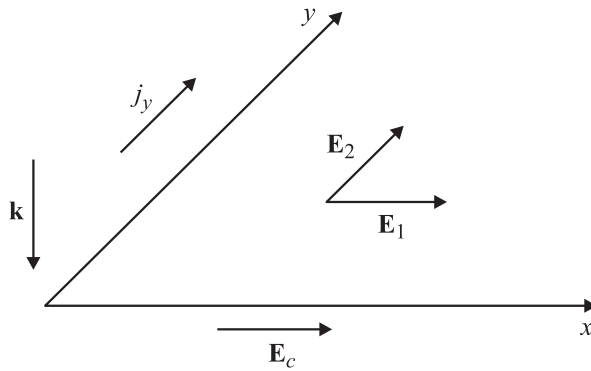


Рис. 1. Геометрия задачи.

Основной упор исследований [12–14] сделан на изучение проводимости графена в постоянном и переменном полях в линейном приближении по приложенным полям. При таком рассмотрении упускаются из виду возможные эффекты, связанные с неаддитивностью энергетического спектра графена и выходящие за рамки линеаризованного уравнения Больцмана.

В настоящей работе с использованием квазиклассического подхода предсказан эффект возникновения постоянной (перпендикулярной тянущему постоянному электрическому полю) составляющей тока в ситуации, когда на образец графена нормально к его поверхности падает эллиптически поляризованная электромагнитная волна.

Геометрия задачи изображена на рис. 1, где  $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{10} \cos(\omega t)$ ,  $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{20} \cos(\omega t + \delta)$  — составляющие напряженности электрического поля эллиптически поляризованной волны,  $k$  — волновой вектор ЭМ волны,  $\omega$  — ее частота,  $\mathbf{E}_c$  — напряженность постоянного поля.

Отметим, что из феноменологических соображений, приведенных, например, согласно [15], следует, что в слабых электромагнитных полях постоянная поперечная составляющая вектора тока должна иметь вид

$$j_y = \lambda \langle [\mathbf{E}_c, [\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2]] \rangle. \quad (1)$$

Угловые скобки означают усреднение по периоду электромагнитной волны. Коэффициент пропорциональности  $\lambda$  включает зависимость от

параметров материала и температуры. Подставив в (1) выражения для полей и усреднив, получим

$$j_y = \lambda E_c E_{10} E_{20} \cos(\delta) / 2. \quad (2)$$

Перейдем к количественному решению задачи. Энергетический спектр носителей тока запишем в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = v_f |\mathbf{p}|, \quad (3)$$

где  $v_f$  — скорость на поверхности Ферми (для графена  $v_f \approx 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

Плотность тока определяется стандартным образом

$$j_y = e \sum_p v_y(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \quad (4)$$

где

$$v = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \left\{ \frac{p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}; \frac{p_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \right\}. \quad (5)$$

Неравновесная функция распределения  $f(\mathbf{p}, t)$  является решением кинетического уравнения Больцмана, столкновительный член которого подобно [12–14] выберем в приближении частоты столкновений  $\nu$ , которую в дальнейшем считаем постоянной.

Таким образом, уравнение Больцмана имеет вид

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e \mathbf{E} \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = -\nu [f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})], \quad (6)$$

где  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$ ,  $f_0(\mathbf{p})$  — равновесная функция распределения.

Решение уравнения (6) имеет следующий вид:

$$f(\mathbf{p}, t) = \nu \int_{-\infty}^t dt_1 \exp(-\nu(t-t_1)) f_0(\mathbf{p}'(t_1; \mathbf{p}, t)), \quad (7)$$

где  $\mathbf{p}'(t_1; \mathbf{p}, t)$  представляет собой решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e \mathbf{E}(t'), \quad (8)$$

с начальным условием  $t' = t$ ,  $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$ .

Подставляя решение уравнения (8) в (4), (7) и выбирая  $f_0(\mathbf{p})$  в фермиевском виде получим следующее выражение для поперечной плотности тока

$$j_y = j_0 \left\langle \int_{-\infty}^0 d\tau' \exp(\gamma\tau') \int_0^{2\pi} d\varphi \sin(\varphi) \times \int_0^{\infty} d\theta \cdot \frac{\theta}{\exp\left(\sqrt{(\theta \cos(\varphi) + g1)^2 + (\theta \sin(\varphi) + g2)^2} + 1\right)} \right\rangle. \quad (9)$$

Здесь  $\gamma = v/\omega$ ,  $\alpha_{c,i} = v_f e E_{c,i0}/(T\omega)$ ,  $j_0 = 6en\gamma v_f/\pi^3$ ,  $i = 1, 2$ ,  $g1 = \alpha_c \tau' + \alpha_1 (\sin(\tau' + \tau) - \sin(\tau))$ ,  $g2 = \alpha_2 (\sin(\tau' + \tau + \delta) - \sin(\tau + \delta))$ .

Специфика энергетического спектра (1) (а именно разрыв первой производной в точке  $|\mathbf{p}| = 0$ ) не позволяет аналитически корректно решить задачу даже в случае слабых электрических полей, однако численный анализ выражения (9) для достаточно слабых полей находится в полном согласии с формулой (2) (результаты расчета на ЭВМ подтверждают зависимость  $j_y$  от  $E_c, E_1, E_2, \delta$ ). В качестве примера на рис. 2 построены графики зависимости постоянной составляющей тока вдоль оси  $OY$  (в единицах  $j_0$ ) в зависимости от угла сдвига фаз  $\delta$ , построенные по результатам численного анализа формулы (9) при следующих параметрах  $\alpha_c = \alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$ ,  $\gamma = 0.5, 0.7, 1$ .

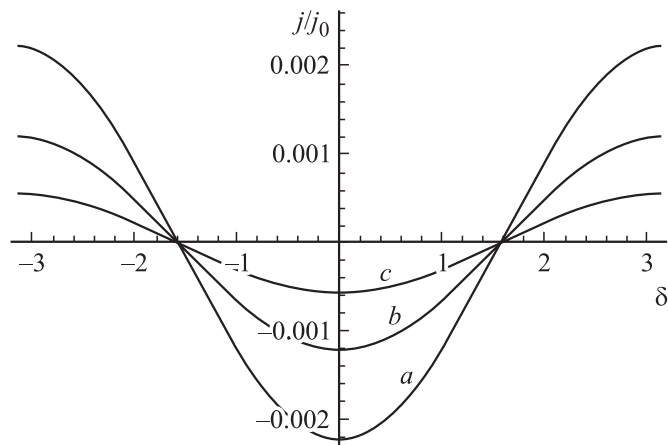
В дальнейшем удобно записать (2) в безразмерных переменных

$$j_y = \xi \alpha_c \alpha_1 \alpha_2 \cos(\delta). \quad (10)$$

Из сравнения формул (2) и (9) следует, что численный коэффициент  $\xi$  в формуле (10) должен иметь вид  $j_0 \beta$ , где  $\beta$  — функция только  $\gamma$  и может быть легко подобрана с любой точностью с помощью численных методов (например, с помощью Паде-аппроксимации). Окончательно можно получить следующую формулу

$$j_y = -0.58 \frac{1 + 3\gamma^3}{(\gamma + \gamma^3)^2} \alpha_c \alpha_1 \alpha_2 \cos(\delta). \quad (11)$$

Данный эффект напоминает эффект Холла с той разницей, что отклоняющее влияние в поперечном направлении теперь оказывает



**Рис. 2.** Графики зависимости постоянной составляющей тока вдоль оси  $OY$  (в единицах  $j_0$ ) в зависимости от угла сдвига фаз  $\delta$ , построенные по формуле (9) при следующих параметрах  $\alpha_c = \alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$ ;  $a$  —  $\gamma = 0.5$ ,  $b$  —  $\gamma = 0.7$ ,  $c$  —  $\gamma = 1$ .

эллиптически поляризованная электромагнитная волна, действующая на электроны с неаддитивным спектром (1). Отметим, что в случае круговой поляризации ( $\delta = \pi/2$ ) эффект исчезает ( $j_y = 0$ ). Кроме того знак эффекта определяется значением  $\delta$ . Случай  $\delta = 0$  соответствует линейной поляризации электромагнитной волны, вектор поляризации которой составляет с осью  $OX$  угол, равный  $\text{arctg}\{E_2/E_1\}$ . Обсуждаемый эффект может быть использован, например, для определения сдвига фаз между двумя линейно поляризованными электромагнитными волнами, представляющими собой компоненты эллиптически поляризованной волны.

Работа поддержана грантами РФФИ, президента РФ и государственным грантом АВО.

## Список литературы

- [1] *Novoselov K.S.* et al. // *Science*. 2004. V. 306. P. 666.
- [2] *Wallace P.R.* // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. P. 622.
- [3] *Vasko F.T., Ryzhii V.* Arxiv:cond-mat/08013476.

- [4] *Peres N.M.R., Stauber T.* Arxiv:cond-mat/08011519.
- [5] *Lozovik Yu.E., Sokolik A.A.* // *Piz'ma v ZhETF.* 2008. V. 87. P. 61.
- [6] *Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D.* et al. // *Nature.* 2005. V. 438. P. 197.
- [7] *Zhang Y.* et al. // *Nature.* 2005. V. 438. P. 201.
- [8] *Katsnelson M.I.* // *Eur. Phys. J.* 2006. B. 51. P. 157.
- [9] *Gusynin V.P., Sharapov S.G.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 146801.
- [10] *Tworzyklo J., Trauzettel B., Titov B., Rycerz A., Beenakker C.W.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 246802.
- [11] *Ziegler K.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 266802.
- [12] *Falkovsky A.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. P. 033409.
- [13] *Peres N.M.R., Lopes dos Santos J.M.B., Stauber T.* Arxiv:cond-mat/07102283.
- [14] *Shaffique Adam, Hwang E.H., Galitski V.M., Das Sarma S.* Arxiv:cond-mat/07051540.
- [15] *Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А.* Курс теоретической физики. Том 2. М.: Физматлит, 1962. 819 с.