

Анизотропные триггерные электрические свойства двумерных сверхрешеток

© Д.В. Завьялов¹, В.И. Конченков^{1,¶}, С.В. Крючков^{1,2}

¹ Волгоградский государственный технический университет, 400005 Волгоград, Россия

² Волгоградский государственный социально-педагогический университет, 400005 Волгоград, Россия

¶ E-mail: kontchenkov@yandex.ru

Поступила в Редакцию 4 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 18 июня 2019 г.

Принята к публикации 18 июня 2019 г.

Рассмотрена задача о спонтанном возникновении поперечного электрического поля при изменении тянущего поля в двумерной сверхрешетке с аддитивным спектром. Показано, что при совпадении ширины мини-зоны в продольном и поперечном направлениях при достижении тянущим полем некоторого порогового значения возникают два равновероятные состояния системы, соответствующие возникновению поперечного поля разных знаков, что приводит к излому на продольной вольт-амперной характеристике. При отклонении от равенства ширины мини-зоны одно из этих состояний становится энергетически более предпочтительным, но при некотором импульсном воздействии система может перейти во второе состояние, что приводит к скачкообразному изменению продольного тока в сверхрешетке.

Ключевые слова: двумерная сверхрешетка, спонтанное возникновение электрического поля, псевдотермодинамический потенциал.

DOI: 10.21883/FTR.2019.11.48449.9076

1. Введение

В последнее время (в связи с появлением графеновых сверхструктур) возобновился интерес к двумерным сверхрешеткам (СР) [1–10]. Магнитные свойства подобных СР исследовались, например, в [6]. Были также исследованы транспортные свойства в квантовом режиме [7], ВАХ в квазиклассической ситуации [10] и предсказаны анизотропные электрические свойства квадратной СР [11].

Ранее в [12] изучалось спонтанное возникновение электрического поля E_y в квадратной сверхрешетке со спектром

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \Delta(1 - \cos(p_x d) \cos(p_y d)) \quad (1)$$

при наличии тянущего поля E_x . Существенным для данного эффекта было наличие в спектре неаддитивности. Очевидно, однако, что спектр (1) может быть получен из аддитивного спектра

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \Delta \left(1 - \frac{1}{2} \left(\cos(\sqrt{2} p_x d) + \cos(\sqrt{2} p_y d) \right) \right) \quad (2)$$

поворотом системы координат на $\pi/4$. Важным моментом такого преобразования является тот факт, что в направлениях осей OX и OY полуширина мини-зоны проводимости Δ одинакова. В случае, когда полуширина мини-зоны проводимости Δ различна в направлениях осей OX и OY , задача существенно усложняется, но можно надеяться на проявление новых интересных закономерностей. В качестве простейшей модели спектра,

которая может приводить к новым эффектам, выберем следующую приближенную закономерность:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \Delta_x(1 - \cos(p_x d)) + \Delta_y(1 - \cos(p_y d)). \quad (3)$$

Именно к такой зависимости может быть приведен спектр графеновой сверхрешетки (ГСР) [10] в определенном приближении (при достаточно малых, но актуальных в реальных ситуациях значениях Δ_x, Δ_y), а также спектр сверхрешетки на квантовых точках [13].

2. Постановка задачи

Нас в дальнейшем будет интересовать следующая задача. Вырежем из ГСР со спектром (3) образец прямоугольной формы так, что его стороны образуют с осями OX и OY угол $\pi/4$. Из (3) при повороте осей координат на $\pi/4$ спектр вида (1) уже не получится, появятся дополнительные слагаемые, существенно затрудняющие решение задачи о спонтанном возникновении поперечного по отношению к тянущему полю. Однако в этом случае можно поступить следующим образом — найти плотность тока $\mathbf{j} = \{j_x, j_y\}$ в системе координат, где спектр имеет вид (3) под действием постоянного электрического поля с напряженностью $\mathbf{E} = \{E_x, E_y\}$, а потом повернуть систему координат, сделав соответствующие преобразования составляющих всех векторов задачи.

Найдем плотность тока вдоль оси OX сверхрешетки со спектром (3). Для решения задачи воспользуемся квазиклассическим приближением. Плотность тока

определяется стандартным образом:

$$j_{x,y} = e \sum v_{x,y}(\mathbf{p})f(\mathbf{p}, t), \quad (4)$$

где

$$v_{x,y} = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial p_{x,y}}. \quad (5)$$

Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ является решением кинетического уравнения Больцмана, столкновительный член которого выберем в приближении частоты столкновений ν , 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 $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения.

Решение уравнения (6) имеет следующий вид:

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

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

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e\mathbf{E}, \quad (8)$$

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

3. Анализ выражения для плотности тока

Подставляя решение уравнения (7) в (4) и считая электронный газ невырожденным, получим следующее выражение для плотности тока вдоль новой оси OY , параллельной одной из сторон вырезанного образца

$$j_y = j_0 \left(\frac{\varepsilon_y - \varepsilon_x}{1 + (\varepsilon_y - \varepsilon_x)^2} + k \frac{\varepsilon_y + \varepsilon_x}{1 + (\varepsilon_y + \varepsilon_x)^2} \right). \quad (9)$$

Здесь $k = \Delta_y/\Delta_x, T$ — температура в энергетических единицах, $\varepsilon_x, \varepsilon_y = eE_x d/\sqrt{2}\hbar\nu, eE_y d/\sqrt{2}\hbar\nu$ — напряженности электрических полей в безразмерных единицах. Допустим теперь, что образец разомкнут в направлении оси OY . В этом случае выполняется условие $j_y = 0$. С учетом выражения (9) получим условие

$$\varepsilon_x^3 k - \varepsilon_x^3 - \varepsilon_x^2 \varepsilon_y k - \varepsilon_x^2 \varepsilon_y - \varepsilon_x \varepsilon_y^2 k + \varepsilon_x \varepsilon_y^2 + \varepsilon_x k - \varepsilon_x + \varepsilon_y^3 k + \varepsilon_y^3 + \varepsilon_y k + \varepsilon_y = 0. \quad (10)$$

Исследуем сначала случай $k = 1$, что равносильно $\Delta_x = \Delta_y$ или, другими словами, спектру (1):

$$\varepsilon_y(1 + \varepsilon_y^2 - \varepsilon_x^2) = 0. \quad (11)$$

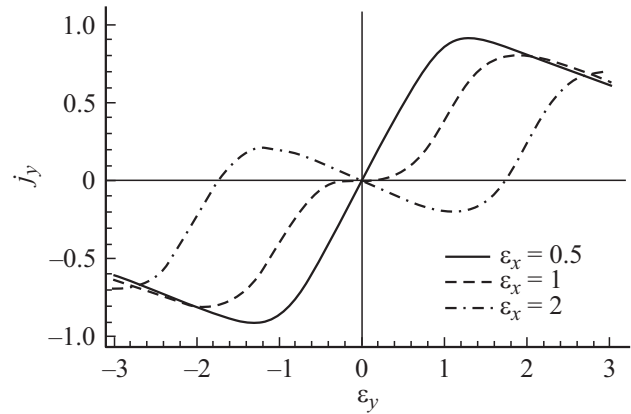


Рис. 1. Зависимость $j_y(\varepsilon_y)$ для различных значений тянущего поля ε_x для случая $k = 1$. Сплошная линия соответствует значению $\varepsilon_x = 0.5$, пунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 1.0$, штрихпунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 2.0$.

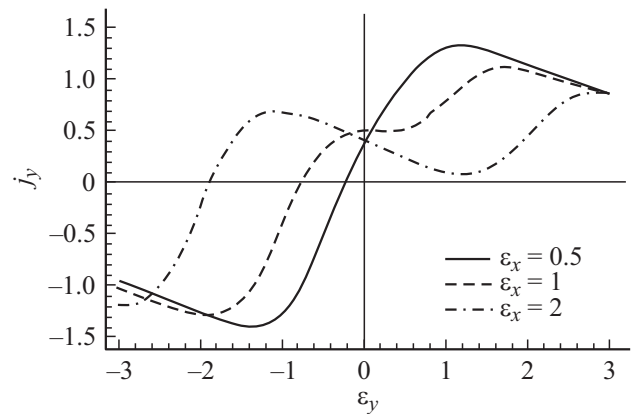


Рис. 2. Зависимость $j_y(\varepsilon_y)$ для различных значений тянущего поля ε_x для случая $k = 2$. Сплошная линия соответствует значению $\varepsilon_x = 0.5$, пунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 1.0$, штрихпунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 2.0$.

Решая (9) относительно поля ε_y , получим

$$\varepsilon_y = \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon_x < 1 \\ \pm \sqrt{\varepsilon_x^2 - 1} & \text{при } \varepsilon_x \geq 1 \end{cases}. \quad (12)$$

Физически реализуется корень, для которого выполняется условие устойчивости $dj_y/d\varepsilon_y > 0$.

Из (12) следует, что при $\varepsilon_x \leq 1$ решением (12) может быть только $\varepsilon_y = 0$. Однако при $\varepsilon_x > 1$ этот корень теряет устойчивость, и появляется новая пара устойчивых корней $\varepsilon_y = \pm \sqrt{\varepsilon_x^2 - 1}$. Эту ситуацию иллюстрирует график $j_y(\varepsilon_y)$, построенными при нескольких значениях ε_x (рис. 1). Этот результат можно трактовать как спонтанное возникновение поперечного поля при изменении тянущего. Знак возникающего поля определяется флуктуациями тока в момент перехода. Отметим, что этот результат был получен ранее в работе [12], но не с помощью поворота системы координат, а непосредствен-

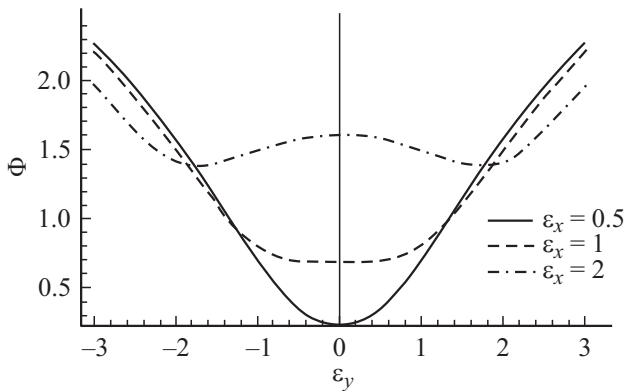


Рис. 3. Зависимость $\Phi(\varepsilon_y)$ для различных значений тянущего поля ε_x для случая $k = 1$. Сплошная линия соответствует значению $\varepsilon_x = 0.5$, пунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 1.0$, штрихпунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 2.0$.

ным решением (6)–(8) с использованием спектра (1). Пусть теперь k отлично от нуля (для определенности считаем $k > 0$). Корни уравнения (10) при этом слишком громоздки для того, чтобы их выписывать здесь, и анализ удобнее провести графически. Построим опять график $j_y(\varepsilon_y)$ при нескольких значениях ε_x и значении $k = 2$ (рис. 2). Отсюда видно, что с ростом напряженности тянущего поля устойчивое решение со значением по модулю, большим нуля, существует при любом сколь угодно малом тянущем поле. При достижении порогового значения к существующему устойчивому корню добавляется еще один корень, отстоящий от него далеко по оси ε_y , — на рис. 2 он даже имеет другой знак.

Как видно из рис. 2, при появлении нового устойчивого корня существующий устойчивости не теряет, и у системы возможно существование двух различных по модулю и знаку значений поперечного поля. Таким образом, спонтанно-поперечное поле, отличное от уже существующего, не возникнет, но возникнет новое устойчивое состояние, в которое возможен переход при возбуждении, например, внешним импульсом с напряженностью, направленной вдоль оси OY .

Введем в рассмотрение величину „псевдотермодинамический потенциал“, определяемую как [12]

$$\Phi(\varepsilon_x, \varepsilon_y) = \int j_y(\varepsilon_x, \varepsilon_y) d\varepsilon_y. \quad (13)$$

Проинтегрировав, получим

$$\Phi(\varepsilon_x, \varepsilon_y) = \frac{1}{2} \ln(1 + (\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2) + \frac{1}{2} k \ln(1 + (\varepsilon_x + \varepsilon_y)^2). \quad (14)$$

Для случая $k = 1$ зависимость псевдотермодинамического потенциала $\Phi(\varepsilon_y)$ приведена на рис. 3. Видно, что в случае $\varepsilon_x > 1$ на псевдопотенциальной кривой образуются два минимума, соответствующих двум спонтанно возникшим корням уравнения (11). Рассмотрим теперь случай $k > 1$ и при этом будем считать, что $k - 1 \ll 1$.

График псевдопотенциала в зависимости от ε_y для этого случая приведен на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что один из минимумов (в этом конкретном случае левый) расположен ниже, чем другой. Это значит, что спонтанно система выбирает именно его, но при достаточно сильном внешнем воздействии можно ожидать ее перехода в соседнюю потенциальную яму и, таким образом, смены знака и величины поперечного поля ε_y .

Отметим, что рис. 4 хорошо иллюстрирует тот факт, что даже при небольшом отклонении от точного равенства $\Delta_y = \Delta_x$ полуширин зон проводимости сверхрешетки картина спонтанного выбора знака возникающего поперечного поля нарушается в силу того, что один из корней становится более предпочтительным энергетически.

Рассмотрим, наконец, влияние спонтанно возникшей поперечной составляющей электрического поля на продольную вольт-амперную характеристику образца $j_x(\varepsilon_x)$. Из (4)–(8) получим выражение

$$j_x = j_0 \left(\frac{\varepsilon_y + \varepsilon_x}{1 + (\varepsilon_y + \varepsilon_x)^2} + k \frac{\varepsilon_y - \varepsilon_x}{1 + (\varepsilon_y - \varepsilon_x)^2} \right). \quad (15)$$

В случае, когда $k = 1$, зависимость $j_x(\varepsilon_x)$ имеет вид, представленный на рис. 5.

Видно, что спонтанное возникновение поперечного поля ведет к излому на характеристике. При $k > 1$ вид зависимости $j_x(\varepsilon_x)$ кардинально изменяется. На рис. 6 приведена продольная вольт-амперная характеристика для случая $k = 1.1$.

Разным типом линий на рисунке обозначены зависимости $j_x(\varepsilon_x)$ при различных корнях уравнения (10). Сплошной линией — при выборе системой корня, устойчивого уже при сколь угодно малых значениях ε_x . Штриховой линией обозначена та часть вольт-амперной характеристики, которая становится возможной при появлении еще одного устойчивого корня, начиная с некоторого ε_x . Таким образом, в достаточно сильном

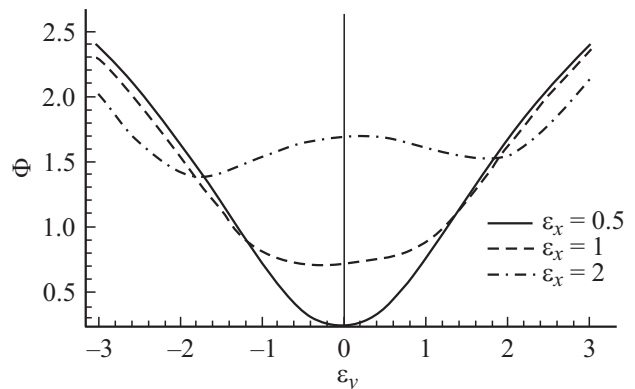


Рис. 4. Зависимость $\Phi(\varepsilon_y)$ для различных значений тянущего поля ε_x для случая $k = 1.1$. Сплошная линия соответствует значению $\varepsilon_x = 0.5$, пунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 1.0$, штрихпунктирная линия — значению $\varepsilon_x = 2.0$.

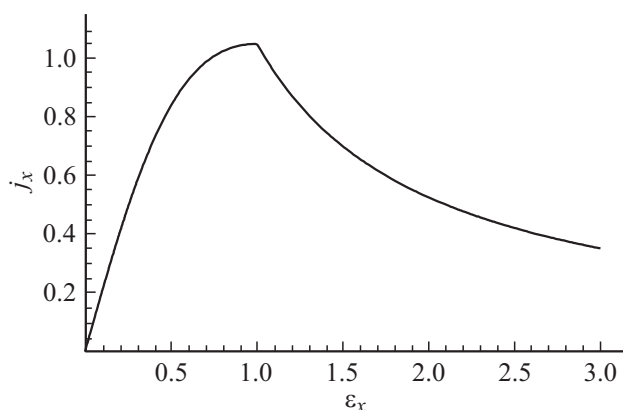


Рис. 5. Зависимость $j_x(\epsilon_x)$ для случая $k = 1$.

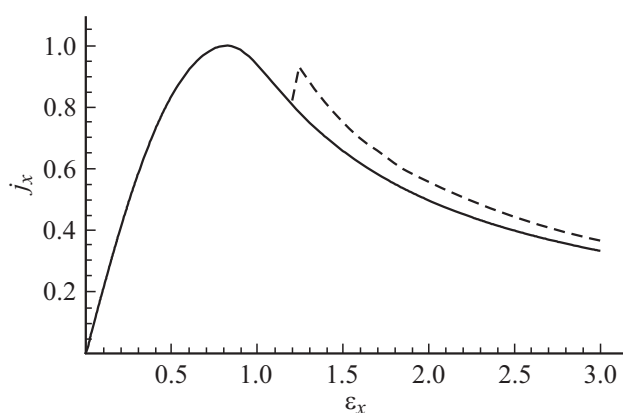


Рис. 6. Зависимость $j_x(\epsilon_x)$ для случая $k = 1.1$.

тянущем поле (чтобы реализовывалась ситуация с двумя устойчивыми решениями уравнения (10)) возможно скачкообразное изменение продольного тока j_x при переходе системы из одного в другое устойчивое состояние по полю ϵ_y . Причиной возможности такого скачка продольного тока является отличие в ширинах мини-зоны в перпендикулярных друг другу направлениях, которая приводит к появлению еще одного устойчивого корня. В работе [12] рассмотрен случай, когда ширины мини-зон вдоль осей X и Y одинаковы — этой ситуации соответствует излом на вольт-амперной характеристике, представленной на рис. 5.

4. Заключение

В работе рассмотрена задача о спонтанном возникновении поперечного поля ϵ_y при изменении тянущего ϵ_x . При достижении тянущим полем некоторого порогового значения возникают два устойчивых состояния, причем в случае равенства ширины мини-зоны в продольном и поперечном направлениях эти состояния равновероятны и соответствуют спонтанному возникновению поля, направление которого определяется флуктуацией, в то время как в случае отличия в ширинах мини-зоны одно

из состояний становится предпочтительным, и переход между состояниями становится возможным только в результате некоторого импульсного воздействия. В первом случае спонтанно возникающее поле приводит к излому на продольной вольт-амперной характеристике, во втором случае вольт-амперная характеристика имеет две ветви.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта 3.2797.2017/4.6, и поддержана грантом РФФИ 19-42-343006 р_мол_a.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.А. Rogozin, В.Г. Моке-ров, Ю.В. Федоров, Ю.В. Хабаров, Е. Нарюми, К. Киндо, А. де Виссер. ФТП, **37**, 70 (2003).
- [2] M.L. Orlov, Yu.A. Romanov, L.K. Orlov. Microelectronics J., **36**, 396 (2005).
- [3] J.W. Klos, M. Krawczyk. Mater. Sci. (Poland), **26**, 965 (2008).
- [4] M. Heinrich, Y.V. Kartashov, L.P.R. Ramirez, A. Szameit, F. Dreisow, R. Keil, S. Nolte, A. Tünnermann, V.A. Vysloukh, L. Torner. Optics Lett., **34**, 3701 (2009).
- [5] Xiaoguang Luo, Li-Min Liu, Zhenpeng Hu, Wei-Hua Wang, Wen-Xiong Song, Feifei Li, Shi-Jin Zhao, Hui Liu, Hui-Tian Wang, Yongjun Tian. J. Phys. Chem. Lett., **22**, 3373 (2012).
- [6] R. Côté, X. Bazier-Matte. Phys. Rev. B, **94**, 205303 (2016).
- [7] Yingjie Zhang, Youngseok Kim, Matthew J. Gilbert, Nadya Mason. npj 2D Mater. Appl., **2**, 2397 (2018).
- [8] S. Samanta, S.B. Mishra, B.R.K. Nanda. Phys. Rev. B, **98**, 115155 (2018).
- [9] A. Kamal, E.B. Choubabi, A. Jellal. Eur. Phys. J. B, **91**, 91 (2018).
- [10] S.V. Kryuchkov, С.А. Popov. J. Nano- and Electron. Phys., **9**, 02013 (2017).
- [11] D.V. Zav'yalov, S.V. Kruchkov. J. Nano- and Electron. Phys., **9**, 05027 (2017).
- [12] Г.М. Шмелев, Э.М. Эпштейн. ФТТ, **34**, 2565 (1992).
- [13] И.А. Дмитриев, Р.А. Суриц. ФТП, **35**, 219 (2001).

Редактор Г.А. Оганесян

Anisotropic trigger electrical properties of two-dimensional superlattices

D.V. Zav'yalov¹, V.I. Konchenkov¹, S.V. Kryuchkov^{1,2}

¹ Volgograd State Technical University,
400005 Volgograd, Russia

² Volgograd State Socio Pedagogical University,
400066 Volgograd, Russia

Abstract The problem of spontaneous generation of a transverse electric field in a two-dimensional superlattice with an additive spectrum when the pulling field changes is considered. It is shown that in the case the width of the minizone coincides in the longitudinal and transverse directions, when the pulling field reaches a certain threshold value, two equally probable states of the system arise, corresponding to the appearance of a transverse field of different signs, which leads to a fracture on the longitudinal volt-ampere characteristic. In case of deviation from the width equality of the minizone, one of these states becomes energetically more preferable, but with some impulse action the system can move to the second state, which leads to a jump-like change in the longitudinal current in the superlattice.