

12,13

Особенности эффекта фотонного увлечения электронов в спиральной ленте во внешнем магнитном поле

© В.Д. Кревчик, А.В. Разумов

Пензенский государственный университет,
Пенза, Россия

E-mail: razumov_alex@mail.ru

(Поступила в Редакцию 13 января 2011 г.
В окончательной редакции 26 апреля 2011 г.)

Теоретически исследуются особенности эффекта фотонного увлечения в двумерной ленте, свернутой в спираль, связанные с асимметричным энергетическим спектром электронов в продольном магнитном поле. Выявлен эффект анизотропной передачи импульса фотона электронной системе в спектральной зависимости плотности тока фотонного увлечения.

1. Введение

В последние годы особый интерес вызывают низкоразмерные структуры с одновременным нарушением пространственной симметрии относительно инверсии координат и фундаментальной симметрии относительно обращения времени [1]. Этот интерес обусловлен асимметричным энергетическим спектром электронов [1], в результате чего, электронные свойства таких структур оказываются различными для взаимно противоположных направлений волнового вектора электрона. Это обстоятельство может приводить к целому ряду принципиально новых физических явлений [2–6]. Асимметричный энергетический спектр имеет и двумерная лента (ДЛ), свернутая в спираль в продольном магнитном поле [7]. Спиральная симметрия ДЛ может проявляться, например, в баллистическом транспорте [7], в фотогальваническом эффекте [2], а также в эффекте фотонного увлечения (ЭФУ) носителей заряда [8]. Интерес к последнему в ДЛ обусловлен тем, что здесь возникает асимметрия электронных взаимодействий как с фотонами, так и с акустическими фононами. В свою очередь высокая чувствительность ЭФУ к энергетическому спектру и механизм релаксации импульса носителей заряда может быть использована для получения ценной информации об элементарных электронных взаимодействиях и дисперсионных кривых в магнитном поле.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование ЭФУ в спиральной ленте при внутризонных оптических переходах в условиях асимметрии электрон-фотонных и электрон-фононных взаимодействий в магнитном поле.

2. Плотность тока фотонного увлечения электронов

Как известно [7], модель, соответствующая ДЛ, свернутой в спираль, является предельным случаем модели нанотрубки, спиральная симметрия которой описывается посредством протяженного спирального возмущения,

моделируемого δ -потенциалом с амплитудой V_0 . При $V_0 \rightarrow \infty$ переходы электронов через барьер становятся невозможными, и мы получаем модель ДЛ, свернутой в спираль. Необходимо отметить, что подобные квазидвумерные системы сравнительно недавно были реализованы в эксперименте [9]. Электронный спектр и соответствующие волновые функции для случая $V_0 \rightarrow \infty$ принимают вид [7]

$$\Psi_{k1}(z, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi T_z}} \exp\left(ikz + i\frac{S}{2}\varphi\right) \sin\left(\frac{1}{2}(\varphi - \alpha z)\right), \quad (1)$$

$$\Psi_{k'm'}(z, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi T_z}} \exp\left(ik'z + i\frac{S'}{2}\varphi\right) \sin\left(\frac{m'}{2}(\varphi - \alpha z)\right), \quad (2)$$

$$E(k, m) = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m^*} \left[\frac{1}{1 + \alpha^2 R_0^2} \left(\frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + (1 + \alpha^2 R_0^2) \frac{m^2}{4\alpha^2 R_0^2} \right], \quad (3)$$

где $S = 2(\alpha R_0^2 k - \Phi/\Phi_0)/(1 + \alpha^2 R_0^2)$, $S' = 2(\alpha R_0^2 k' - \Phi/\Phi_0)/(1 + \alpha^2 R_0^2)$, Φ — магнитный поток через поперечное сечение спиральной ленты, Φ_0 — квант магнитного потока, $\varphi = \varphi - \alpha z - 2\pi M$, M — целое число, такое, что $0 \leq \varphi \leq 2\pi$; параметр α определяется периодом спирали по оси цилиндра $T_z = 2\pi/\alpha$, k — собственное значение оператора \mathbf{K} , являющегося линейной комбинацией оператора импульса \mathbf{P}_z и момента импульса \mathbf{L}_z : $\mathbf{K} = \mathbf{P}_z + \alpha \mathbf{L}_z$; R_0 — радиус спирали.

Из соотношения (3) видно, что энергетический спектр в магнитном поле является асимметричным $E(k) \neq E(-k)$, что типично для системы без центра инверсии при наличии возмущения, нарушающего t -инвариантность [10]. Благодаря асимметрии (3) в ДЛ, свернутой в спираль, возникает асимметрия элементарных электронных взаимодействий, в частности с фотонами и акустическими фононами, имеющими противоположно направленные волновые векторы. Квадрат модуля матричного элемента внутризонного оптического перехода,

рассчитанного в линейном по импульсу фотона приближении, можно представить в виде

$$|M^{(q)}|^2 = -16 \frac{\hbar^4 \alpha^* I_0}{m^{*2} \omega} \frac{q a_d}{R_0^* T_z^{*2}} \left[\frac{\sin^3 \theta \left(k + \alpha \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2}{(1 + \alpha^2 a_d^2 R_0^{*2})^2} \right. \\ \times (\operatorname{Re}(\tilde{I}_1) \operatorname{Re}(\tilde{I}_5) + \operatorname{Im}(\tilde{I}_1) \operatorname{Im}(\tilde{I}_5)) \\ + \frac{\sin \theta \cos^2 \theta \left(\alpha a_d^2 R_0^{*2} k - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2}{a_d^2 R_0^{*2} (1 + \alpha^2 a_d^2 R_0^{*2})^2} \\ \times (\operatorname{Re}(\tilde{I}_2) \operatorname{Re}(\tilde{I}_6) + \operatorname{Im}(\tilde{I}_2) \operatorname{Im}(\tilde{I}_6)) \\ - \frac{\alpha^2 \sin^2 \theta}{4} (\operatorname{Re}(\tilde{I}_7) \operatorname{Re}(\tilde{I}_3) + \operatorname{Im}(\tilde{I}_7) \operatorname{Im}(\tilde{I}_3)) \\ \left. - \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{4 a_d^2 R_0^{*2}} (\operatorname{Re}(\tilde{I}_8) \operatorname{Re}(\tilde{I}_4) + \operatorname{Im}(\tilde{I}_8) \operatorname{Im}(\tilde{I}_4)) \right].$$

Здесь a — эффективный борковский радиус; θ — угол между направлением импульса \mathbf{q} фотона и осью ДЛ, определяемый выражением $\cos \theta = T_z^* / \sqrt{(2\pi R_0^*)^2 + T_z^{*2}}$; α^* — постоянная тонкой структуры с учетом статической диэлектрической проницаемости материала ДЛ; m^* — эффективная масса электрона; I_0 и ω — интенсивность и частота света соответственно; $R_0^* = R_0/a_d$.

Эффект фотонного увлечения обусловлен импульсом фотонов, передаваемым в процессе поглощения электронной подсистеме. Учет импульса света приводит к асимметрии в распределении носителей заряда в пространстве квазиимпульса, т.е. к образованию тока увлечения (ТУ). Решение задачи о ЭФУ в ДЛ, свернутой в спираль, основано на кинетическом уравнении Больцмана, записанном в приближении времени релаксации. Генерационный член этого уравнения определяется квантовыми фотопереходами электронов из состояния с $m = 1$ в размерно-квантованные подзоны, которые рассчитываются в линейном по импульсу фотона приближении. Поскольку в магнитном поле электронные подзоны $E(k)$ асимметричны для направлений k и $-k$, то квадрат модуля матричного элемента (4) оказывается различным для процессов поглощения фотонов с векторами q и $-q$, благодаря чему плотности ТУ также оказываются различными, т.е. $j^{(+)}(q) \neq j^{(-)}(-q)$, где

$$j^{(\pm)}(\omega) = - \frac{|e|}{2\pi^2 \hbar^2} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \sum_{m'=1}^{\infty} \theta[\hbar\omega - E(k', m') + E(k, 1)] \\ \times \frac{\partial E(k', m')}{\partial k'} \tau(\pm q_l) |M^{(\pm)}|^2 [f_0(E(k, 1)) - f_0(E(k', m'))] \\ \times \delta(\hbar\omega - E(k, 1) + E(k', m')) dk dk',$$

где $\theta(x)$ — единичная функция Хевисайда; $\hbar\omega$ — энергия фотона; $f_0(E)$ — квазиравновесная функция распределения электронов по энергии в ДЛ; $\tau(q_l)$ — время

¹ Выражения для \tilde{I}_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) довольно громоздки и по этой причине не приведены.

релаксации при рассеянии электронов на продольных акустических фононах, определяемое выражением вида [10]

$$\tau(q_l) = \frac{\hbar^2 v_l M N}{4 \Xi^2 m^* \left(1 - \frac{4\pi a m^* v_l}{\hbar N_0} \frac{q_l}{|q_l|} \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) f_{BE}(q_l)}, \quad (6)$$

где Ξ — константа деформационного потенциала ДЛ; $f_{BE}(q_l)$ — функция распределения Бозе–Эйнштейна в состоянии с волновым числом q_l ; m^* — эффективная масса электрона; a — характерный период кристаллической структуры ДЛ; N_0 — число атомов в одном витке, v_l — скорость продольной акустической волны; M — масса атома.

Из (6) непосредственно следует пространственная асимметрия электрон-фононного взаимодействия, заключающаяся в различном взаимодействии электронов с одинаковыми акустическими фононами, имеющими взаимно противоположные направления волнового вектора.

3. Эффект анизотропной передачи импульса фотона в спектральной зависимости плотности тока увлечения

Ввиду значительной громоздкости окончательных выражений для $j^{(\pm)}(\omega)$, мы ограничились приведением спектральной зависимости плотности ТУ в ДЛ, на основе InSb (в относительных единицах $j^{(\pm)}(\omega)/j_0$) свернутой в спираль (см. рис. 1), для двух направлений k и $-k$ соответственно кривые 2, 2' и 1, 1'. Можно видеть, что в магнитном поле имеет место эффект анизотропной передачи импульса фотона, который проявляется в существенном сдвиге порога ЭФУ и уменьшении величины плотности ТУ примерно на порядок (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1).

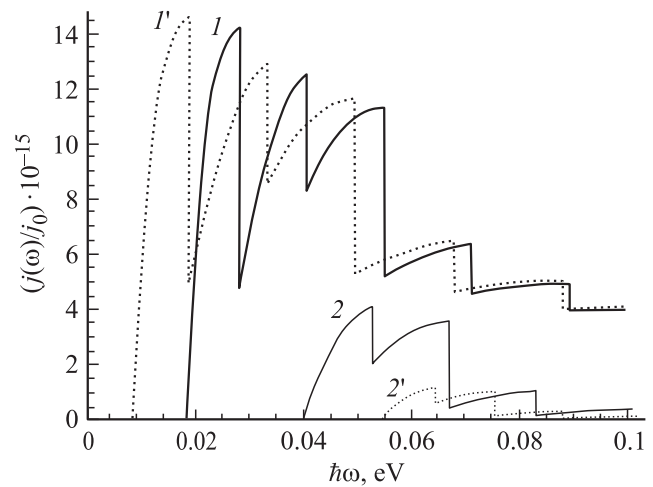


Рис. 1. Спектральная зависимость плотности ТУ в ДЛ, свернутой в спираль при $R_0 = 20$ nm, $T_z = 150$ nm для различных значений величины B, T : 1, 2–5, 1', 2' — 10 при $k < 0$, $q_l < 0$ (1, 1') и $k > 0$, $q_l > 0$ (2, 2').

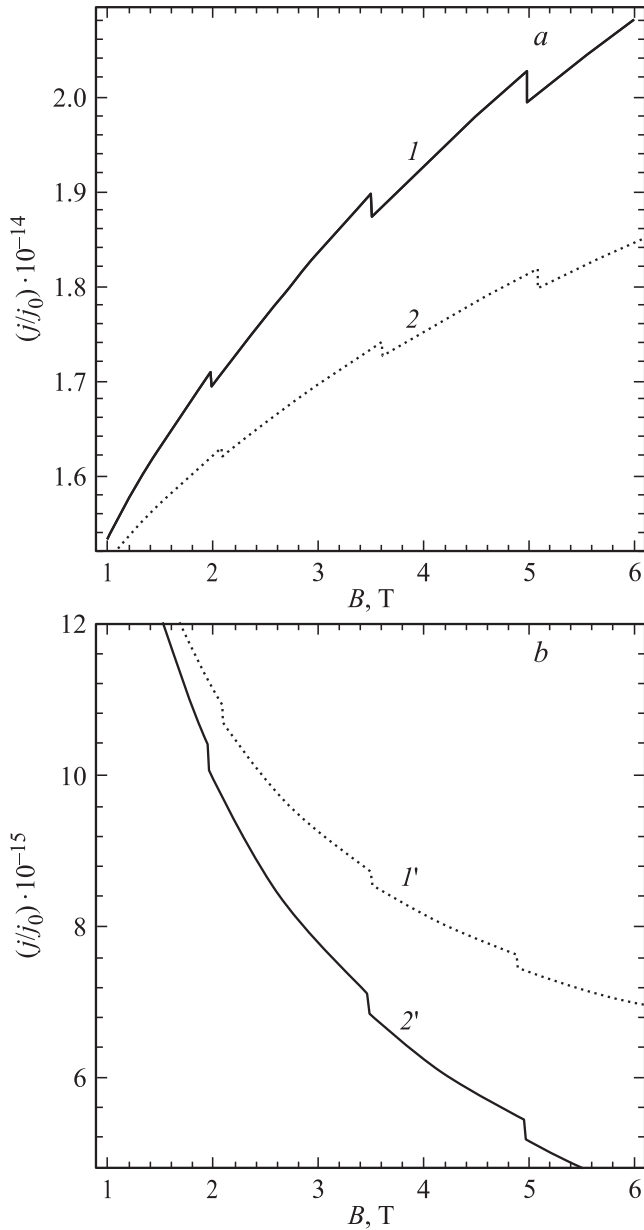


Рис. 2. Зависимость плотности ТУ в ДЛ, свернутой в спираль, от величины магнитной индукции B при $\hbar\omega = 0.2$ eV, $R_0 = 20$ nm: a — $k < 0$, $q_l < 0$; b — $k > 0$, $q_l > 0$; T_z , nm: $1, 1'$ — 140, $2, 2'$ — 150.

Осцилляции в спектральной зависимости плотности ТУ обусловлены оптическими переходами электронов между уровнями размерного квантования ДЛ. На рис. 2, a, b приведена зависимость плотности ТУ в ДЛ от величины внешнего магнитного поля для случаев $k < 0$ (кривые $1, 2$ на рис. 2, a) и $k > 0$ (кривые $1', 2'$ на рис. 2, b). Видно, что плотность ТУ как функция магнитного поля имеет немонотонную зависимость, и как показали численные оценки, период осцилляций определяется квантом магнитного потока. Оценим величину $j^{(\pm)}(\omega)$ учитывая, что j_0 определяется соотноше-

нием вида

$$j_0 = \frac{4v_l MN\alpha^* I_0 q |e| \hbar^3}{\Xi^2 m^* \pi^2 a_d^2}. \quad (7)$$

В результате для энергий фотона, соответствующих пороговым пикам на кривых 1 и 2 (рис. 1) и мощности излучения 1 MW/cm², получим $j^{(+)}(\omega) = 7.8 \cdot 10^{-7}$ A/cm²; $j^{(-)}(\omega) = 2.2 \cdot 10^{-7}$ A/cm². Полагая площадь поперечного сечения светового пучка равной ~ 0.2 cm², получим $I^{(+)}(\omega) \approx 0.2$ μ A, $I^{(-)}(\omega) \approx 0.04$ μ A, что вполне доступно для экспериментального наблюдения.

4. Заключение

В настоящей работе исследован эффект анизотропной передачи импульса фотона в спектральной зависимости плотности ТУ при внутризонных оптических переходах в ДЛ, свернутой в спираль, в продольном магнитном поле. В качестве модели спиральной ленты использован предельный случай модели нанотрубки, спиральная симметрия которой описывается посредством протяженного спирального возмущения, моделируемого δ -потенциалом. В линейном по импульсу фотона приближении рассчитаны спектральные зависимости для плотностей ТУ, обусловленных импульсами фотонов с волновыми векторами q и $-q$ при рассеянии электронов на продольных акустических фононах. Показано, что эффект анизотропной передачи импульса фотона проявляется в существенном сдвиге порога ЭФУ и значительном различии величин плотностей ТУ. Найдено, что зависимость плотности ТУ от величины внешнего магнитного поля для случаев $k < 0$ и $k > 0$ имеет немонотонный характер с периодом осцилляций, определяемым квантом магнитного потока.

Список литературы

- [1] В.А. Гейлер, О.Г. Костров, В.А. Маргулис. ФТТ **44**, 449 (2002).
- [2] А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Капаев. Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
- [3] Ю.А. Алещенко, И.Д. Воронова, С.П. Гришечкина, В.В. Капаев, Ю.В. Капаев, И.В. Кучеренко, В.И. Кадушкин, С.И. Фомичев. Письма в ЖЭТФ **58**, 377 (1993).
- [4] А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Капаев, И.В. Кучеренко, О.Е. Омеляновский, В.И. Цебро. Письма в ЖЭТФ **68**, 380 (1998).
- [5] О.В. Кибис. Письма в ЖЭТФ **66**, 551 (1997).
- [6] O.V. Kibis. Phys. Lett. **237**, 292 (1998).
- [7] А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский. ФТТ **49**, 557 (2007).
- [8] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФТТ **45**, 1272 (2003).
- [9] В.Я. Принц. Изв. вузов. Физика **6**, 35 (2003).
- [10] О.В. Кибис. ФТТ **43**, 2237 (2001).