

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Нелинейные оптические свойства нанотрубки со спиральным дефектом в продольном магнитном полеВ. Ч. Жуковский^{1,a}, В. Д. Кревчик^{2,b}, М. Б. Семенов², А. В. Разумов²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²Пензенский государственный университет, физико-математический факультет, кафедра «Физика». Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.E-mail: ^avlchzh@gmail.com, ^bphysics@pnzgu.ru

Статья поступила 19.06.2013, подписана в печать 04.10.2013.

Показано, что анизотропная передача импульса фотона электронной подсистеме приводит к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси нанотрубки со спиральным дефектом, что подтверждает существующее в литературе предположение о том, что возникновение данного эффекта при наличии внешнего магнитного поля возможно не только в 2D-системах, но и в нанотрубках со спиральной симметрией. Рассмотрен один из возможных механизмов возникновения ЭДС, связанной с пространственной асимметрией электрон-фононного взаимодействия в нанотрубке со спиральным дефектом, состоящий в том, что такая ЭДС может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения электронов.

Ключевые слова: фотонное увлечение электронов, нанотрубка со спиральным дефектом, макроскопические квантовые эффекты, асимметрия электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействий.

УДК: 539.23; 539.216.1; 537.311.322. PACS: 73.23.Ad.

Введение

В последние годы большой интерес вызывают низкоразмерные структуры с одновременным нарушением пространственной симметрии относительно инверсии координат и фундаментальной симметрии относительно обращения времени. В таких структурах, благодаря асимметричному энергетическому спектру электронов, возникает асимметрия элементарных электронных взаимодействий, в частности с фотонами и акустическими фононами, имеющими противоположно направленные волновые векторы, что может приводить к целому ряду новых физических явлений [1–23]. Так, например, асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к новым термомагнитным эффектам [4], которые были обнаружены экспериментально в двумерных структурах с асимметричным квантуемым потенциалом [5]. Асимметричный энергетический спектр электронов может быть реализован и в структурах с хиральной симметрией [6], которая приводит к появлению в таких структурах, помещенных в магнитное поле, аномальных кинетических эффектов. В работе [3] на основе достаточно общих рассуждений, связанных с законами сохранения энергии и волнового вектора, был сделан вывод о том, что анизотропная передача импульса фотона может приводить к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки в продольном магнитном поле. Другой макроскопический квантовый эффект, не имеющий классических аналогов в нанотрубках с хиральной симметрией в магнитном поле, был рассмотрен в работе [6], где было показано, что асимметрия электрон — фононного взаимодействия

приводит к возникновению ЭДС при пространственно однородном нагреве электронного газа. В настоящей работе теоретически исследуются указанные выше эффекты в нанотрубке со спиральным дефектом (НСД) в продольном магнитном поле. Основной целью было подтвердить аналитическими расчетами высказанное в работе [3] предположение о том, что возникновение ЭДС фотонного увлечения в стоячей электромагнитной волне при наличии внешнего магнитного поля возможно не только в 2D — системах, но и в НСД. Кроме того, нами рассмотрен один из возможных механизмов возникновения ЭДС, связанной с пространственной асимметрией электрон-фононного взаимодействия в спиральной нанотрубке, состоящий в том, что такая ЭДС может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения электронов.

1. Эффект фотонного увлечения при внутризонных оптических переходах в нанотрубке со спиральным дефектом

Рассмотрим эффект фотонного увлечения (ЭФУ) при внутризонных оптических переходах в НСД. В качестве модели НСД рассматривается цилиндр радиуса R_0 с бесконечно тонкими стенками. Спиральная симметрия нанотрубки описывается посредством спирального возмущения, моделируемого δ -потенциалом амплитуды V_0 и периодом спирали T_z по оси цилиндра. В такой модели электронный спектр и соответствующие волновые функции имеют вид [7]

$$E(k, m) = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m^*} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{1 + \alpha^2 R_0^2} \left(\frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + (1 + \alpha^2 R_0^2) \frac{\Delta_m^2}{4\alpha^2 R_0^2} \right], \quad (1)$$

$$\Psi_{km}(z, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi T_z}} \exp(ikz + i\lambda\phi) \times \left\{ 1 - \exp[i(\phi - \pi)\Delta_m] \frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_m)]} \right\}, \quad (2)$$

где $\lambda = (1 + \alpha^2 R_0^2)^{-1} (\alpha R_0^2 k - \Phi/\Phi_0) - \Delta_m/2$; число Δ_m при фиксированном значении числа k принимает дискретные значения, являющиеся решениями трансцендентного уравнения $-\Delta/V = \sin(\pi\Delta)/(\cos(\pi\Delta) - \cos(\pi S))$; $S = 2(\alpha R_0^2 k - \Phi/\Phi_0)/(1 + \alpha^2 R_0^2)$; $V = 2m^* V_0 R_0^2 (1 + \alpha^2 R_0^2)/\hbar^2$; m^* — эффективная масса электрона; Φ — магнитный поток через поперечное сечение нанотрубки; $\Phi_0 = ch/|e|$ — квант потока; константа 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 : $\mathbf{K} = \mathbf{P}_z + \alpha \mathbf{L}_z$; $m = 1, 2, \dots$ — квантовое число, нумерующее энергетические подзоны; $\phi = \varphi - \alpha z - 2\pi M'$; M' — целое число такое, что $0 \leq \phi \leq 2\pi$.

Направление вектора импульса фотона \mathbf{q} и единичного вектора поляризации \mathbf{e}_λ световой волны относительно оси НСД показано на рис. 1.

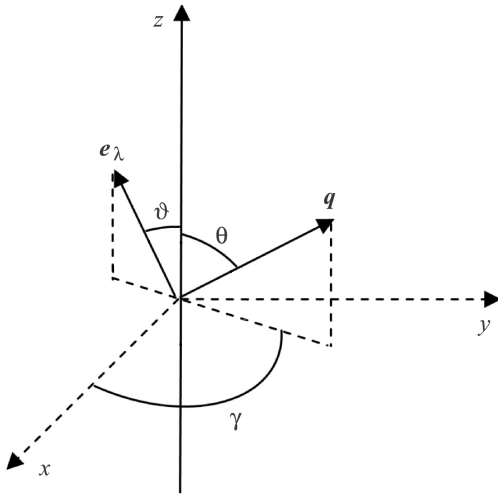


Рис. 1. Ориентация векторов \mathbf{q} и \mathbf{e}_λ световой волны относительно оси нанотрубки

Поскольку в магнитном поле электронные подзоны $E(k)$ асимметричны для направлений k и $-k$, то квадрат модуля матричного элемента $|M_{ff'}|_q^2$ (см. приложение, (П1)) рассматриваемого оптического перехода электрона из состояния $(k, 1)$ в состояние (k', m) оказывается различным для процессов поглощения фотонов с векторами q и $-q$, благодаря чему плотности токов фотонного увлечения также оказываются различными, т. е. $j^{(+)}(q) \neq j^{(-)}(-q)$, где

$$j^{(\pm)}(\omega) = -\frac{|e|}{2\pi^2 \hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m'=1}^{\infty} \theta[\hbar\omega - E(k', m) + E(k, 1)] \times$$

$$\times \frac{\partial E(k', m)}{\partial k'} \tau(\Phi) |M_{ff'}|_q^2 [f_0(E(k, 1)) - f_0(E(k', m))] \times \delta(\hbar\omega - E(k, 1) + E(k', m)) dk dk'. \quad (3)$$

Здесь $\theta(x)$ — единичная функция Хевисайда, $\hbar\omega$ — энергия фотона, $f_0(E)$ — квазиравновесная функция распределения электронов в спиральной нанотрубке, $\tau(\Phi)$ — время релаксации.

В спиральной нанотрубке, как показано в [6], могут существовать продольные акустические фононы, для которых смещения атомов из положения равновесия происходят вдоль спирали и поперечные акустические фононы, для которых смещения атомов происходят в направлении, перпендикулярном спирали. Необходимо отметить, что поскольку в НСД в продольном магнитном поле электронный энергетический спектр асимметричен относительно инверсии волнового вектора, то электрон-фононное взаимодействие оказывается различным для одинаковых фононов с взаимопротивоположными направлениями волнового вектора. В случае взаимодействия электронов с поперечными акустическими фононами выражение для времени релаксации $\tau(q_t)$, как нетрудно показать, будет иметь вид

$$\tau(q_t) = \frac{\hbar^2 \nu_t M N}{4\Xi^2 m^* N_0^2} \left(1 - f_{\text{FD}} \left[E_d a_d^2 \left(\frac{m^* \nu_t}{\hbar} + \frac{|q_t|}{2} \right)^2 \right] \right)^{-1} \times \left(1 + \frac{4\pi a m^* \nu_t}{\hbar N_0} \frac{q_t}{|q_t|} \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{-1} \times \left\{ f_{\text{FD}} \left[E_d a_d^2 \left(\frac{m^* \nu_t}{\hbar} - \frac{|q_t|}{2} \right)^2 \right] \right\}^{-1} [f_{\text{BE}}(q_t)]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь Ξ — константа деформационного потенциала спиральной нанотрубки, m^* — эффективная масса электрона, $f_{\text{BE}}(q_t)$ — функция распределения Бозе-Эйнштейна для фонона с волновым числом q_t , $f_{\text{FD}}(\varepsilon)$ — функция распределения Ферми-Дирака для электрона с энергией ε , N_0 — число атомов в одном витке, ν_t — скорость поперечной акустической волны, M — масса атома, N — число атомов в винтовой линии.

Для номеров m , не превышающих по величине целую часть числа V_0^*/ε^* , Δ_m можно аппроксимировать выражением вида [8]

$$\Delta_m \approx \left(1 - \frac{\varepsilon^*}{4R_0^2 V_0^*} \right) + m \frac{\varepsilon^*}{4R_0^2 V_0^*} \cos(\pi S + \pi m), \quad (5)$$

где $V_0^* = V_0/E_d$, $\varepsilon^* = \pi^2/(2m^* R_0^2)$, $R_0^* = R_0/a_d$, E_d , a_d — эффективные боровская энергия и боровский радиус соответственно.

Последующее интегрирование в (3) с учетом (1), (4) и (5) приводит к довольно громоздкому выражению для плотности тока фотонного увлечения, которое вынесено нами в приложение, (П2).

На рис. 2 представлены рассчитанные спектральные зависимости плотностей токов фотонного увлечения $j(k, \pm q)$ (рис. 2, а) и $j(-k, \pm q)$ (рис. 2, б), из которых видно, что асимметрия электрон-фотонного взаимодействия проявляется в существенном различии порогов ЭФУ (ср. кривые 1 и 2 на рис. 2, а и 2, б соответственно). Видно также, что асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к изменению лишь величин

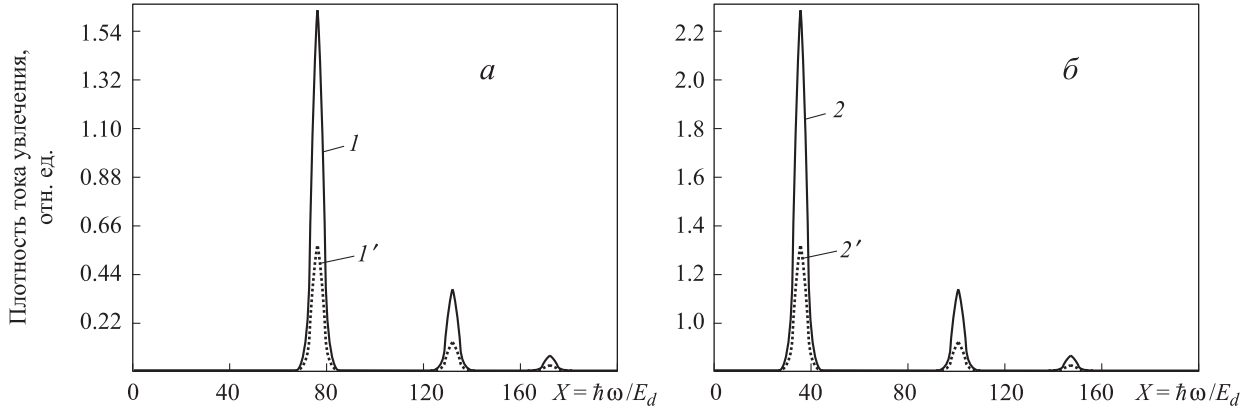


Рис. 2. Спектральная зависимость плотности ТУ в спиральной нанотрубке при $R_0 = 20$ нм, $T_z = 150$ нм, $V_0^* = 4$, $B = 5$ Тл: а — $k > 0$, б — $k < 0$ для различных направлений квазиимпульса фонона: 1 — $q > 0$, 1' — $q < 0$ (X — энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии E_d)

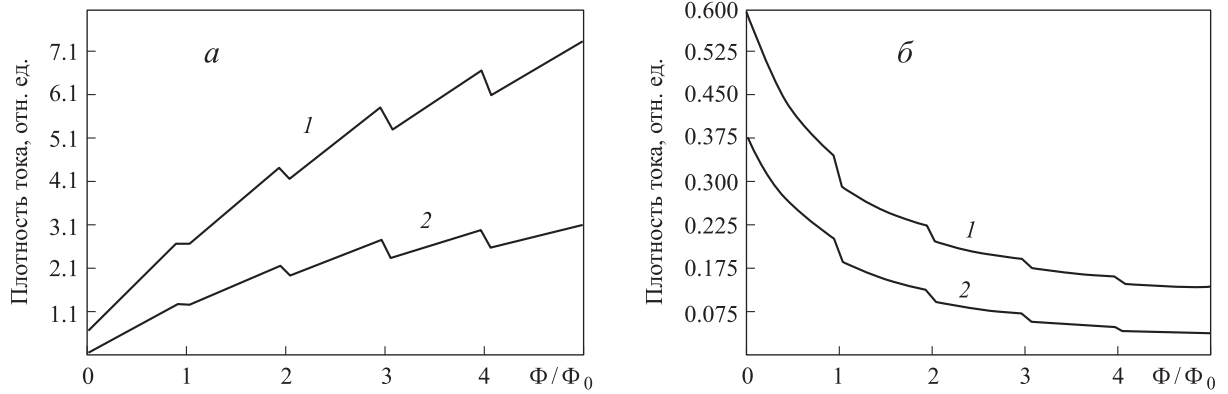


Рис. 3. Зависимость плотности тока фотонного увлечения в нанотрубке со спиральным дефектом от магнитного потока Φ/Φ_0 для различных значений периода спирального дефекта T_z при: $\hbar\omega = 0.2$ эВ, $R_0 = 20$ нм, $V_0^* = 4$: а — $k < 0$, б — $k < 0$; 1 — $T_z = 140$ нм, 2 — $T_z = 150$ нм

плотностей токов увлечения за счет изменения величины времени релаксации (ср. кривые 1 и 1', 2 и 2' на рис. 2, а, б). Плотность тока увлечения как функция магнитного поля имеет ступенчатую зависимость с периодом, определяемым квантом магнитного потока (рис. 3).

2. Макроскопические квантовые эффекты в нанотрубке со спиральным дефектом

Рассмотрим макроскопические квантовые эффекты в НСД, связанные с асимметрией электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействий в продольном магнитном поле. Пусть вектор импульса фотона \mathbf{q} направлен вдоль оси нанотрубки, тогда направляющие углы будут равны $\theta = 0$ и $\vartheta = 90^\circ$. В данных условиях в нанотрубке возможно появление стоячей электромагнитной волны, при этом анизотропная передача импульса фотона приводит к появлению ЭДС, связанной с ЭФУ электронов [3]. Величина этой ЭДС определяется следующим выражением:

$$\varepsilon_q = q \frac{\hbar L_z}{en_L} [W(-q) - W(q)], \quad (6)$$

где n_L — концентрация электронов на единицу площади спиральной нанотрубки, L_z — длина НСД вдоль оси OZ , $W(\pm q)$ — вероятность поглощения фотона

с импульсом $\pm q$, определяемая выражением

$$W(\pm q) = \frac{2\pi}{\hbar} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_m |M_{ff'}|^2 \delta(\hbar\omega - E(k, 1) + E(k', m)) dk dk'. \quad (7)$$

При поглощении фотона электрон переходит из одной энергетической подзоны в другую, а начальное состояние электрона k и конечное состояние электрона k' удовлетворяют законам сохранения энергии и волнового вектора:

$$\varepsilon(k') = \varepsilon(k) + \hbar\omega, \quad k' = k \pm q. \quad (8)$$

Выполняя в (7) интегрирование по k' и k , можно получить аналитическую формулу для ЭДС фотонного увлечения в НСД (П4) (приложение).

На рис. 4 приведена рассчитанная спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки. Из рис. 4 видно, что спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов имеет осциллирующий характер, при этом неперидичность ЭДС по энергии фотона обусловлена особенностью электронного энергетического спектра (3), который неперидичен по k и по магнитному потоку.

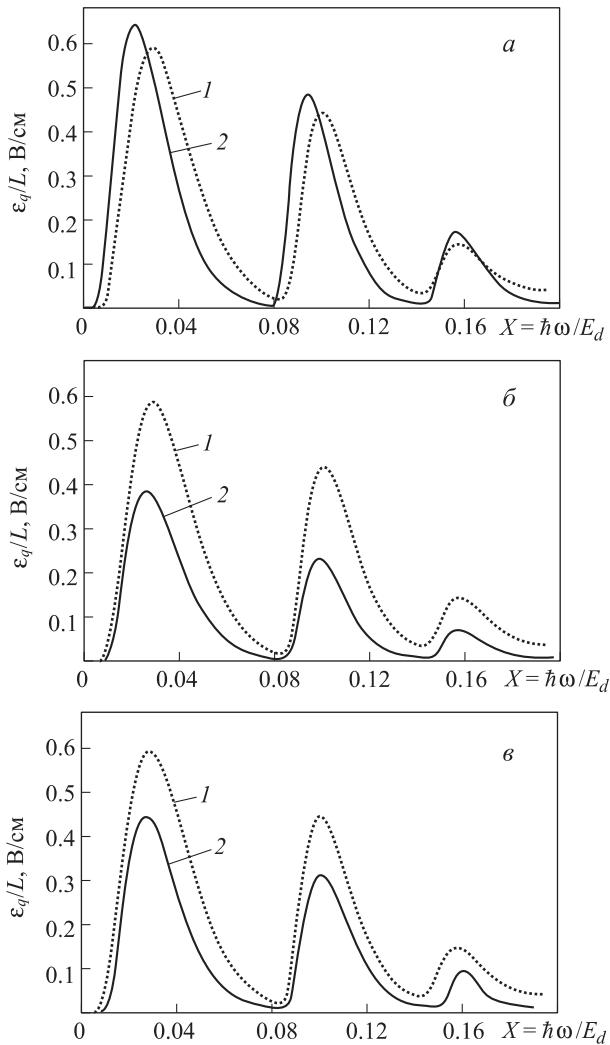


Рис. 4. Спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси нанотрубки для различных значений: *a* — индукции магнитного поля B ($R_0 = 20$ нм, $T_z = 150$ нм, $V_0^* = 4$): 5 Тл (1), 10 Тл (2); *б* — радиуса нанотрубки R_0 ($T_z = 150$ нм, $V_0^* = 4$, $B = 5$ Тл): 20 нм (1), 10 нм (2); *в* — амплитуды спирального барьера V_0^* ($R_0 = 20$ нм, $T_z = 150$ нм, $B = 5$ Тл): 4 (1), 8 (2) (L — длина нанотрубки)

Относительно слабая зависимость ЭДС от величины внешнего магнитного поля B (рис. 4, *a*) связана с противоположными сдвигами спектральных кривых вероятностей поглощения фотонов $W(\pm q)$ с векторами q и $-q$ с ростом B . На рис. 4, *б, в* показано влияние радиуса нанотрубки и амплитуды спирального δ -барьера соответственно на спектральную зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов. Высокая чувствительность электронной волновой функции и энергетического спектра спиральной нанотрубки к данным параметрам во многом определяет поведение кривых на рис. 4, *б, в*: с уменьшением радиуса нанотрубки ε_q уменьшается за счет уменьшения степени перекрытия волновых функций начального и конечного состояний (ср. кривые 1 и 2 на рис. 4, *б*); с ростом амплитуды спирального δ -барьера уменьшается вероятность преодоления электроном спирального барьера,

что проявляется в соответствующем уменьшении ε_q (ср. кривые 1 и 2 на рис. 4, *в*).

Рассмотрим еще один макроскопический квантовый эффект, связанный с разогревом электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения. Как было показано в работе [6], пространственная асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к тому, что передача энергии от электронной системы к кристаллической решетке посредством излучения фононов сопровождается изменением импульса электронной системы и как следствие возникновением ЭДС, которая с учетом тока фотонного увлечения определится как

$$\varepsilon = \frac{4\pi m^* a R_0}{\hbar e n_L N_0} \frac{\Phi}{\Phi_0} (j(\omega))^2 S^2, \quad (9)$$

где a — период кристаллической решетки, S — площадь поперечного сечения стенки нанотрубки, плотность тока увлечения $j(\omega)$ определяется выражением (П2) (приложение).

На рис. 5 приведена эволюция спектральной зависимости ЭДС с изменением радиуса нанотрубки (рис. 5, *a*), величины магнитного поля (рис. 5, *б*), амплитуды спирального δ -барьера (рис. 5, *в*) и периода спирали (рис. 5, *г*). Как видно из рис. 5, в сравнении со случаем разогрева электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке обычного электрического тока [6], наличие в нанотрубке тока фотонного увлечения дает дополнительные степени свободы для управления величиной рассматриваемой ЭДС. Квадратичная зависимость последней от плотности тока фотонного увлечения приводит к тому, что ее возникновение в нанотрубке носит пороговый по энергии фотона характер. При этом величина пороговой энергии, как видно из рис. 5, *a, б*, зависит от радиуса нанотрубки, амплитуды спирального δ -барьера и величины продольного магнитного поля.

Как известно из работ [9–11], углеродные нанотрубки обладают уникальными электронными свойствами. Так, в зависимости от способа скручивания образующего нанотрубку графенового листа в цилиндр нанотрубка может быть либо полуметаллом, либо полупроводником. В последние годы в литературе широко обсуждался вопрос, связанный с эмиссионными свойствами углеродных нанотрубок [12–17], с влиянием дефектов каркаса на их электронные свойства [18–21], с возможностью применения нанотрубок в органической электронике [22] и в термоэлектрических преобразователях [11]. Необходимо отметить, что перспективы использования полупроводниковых НСД в оптоэлектронике зависят от того, в какой степени удастся эффективно управлять током фотонного увлечения электронов в таких структурах. Как показали оценки, проведенные с помощью формулы (П2) (приложение) для НСД радиусом $R_0 = 35$ нм, $T_z = 150$ нм и $V_0^* = 4$ ($k > 0$), плотность тока фотонного увлечения при $B = 2$ Тл составляла $j \approx 3.01$ мА/см², а величины ЭДС $\varepsilon_q/L \approx 0.237$ В/см, $\varepsilon \approx 0.0831$ мВ; при $B = 5$ Тл $j \approx 1.05$ мА/см², $\varepsilon_q/L \approx 0.781$ В/см, $\varepsilon \approx 0.0210$ мВ.

Таким образом, НСД представляют возможность для управления с помощью внешнего магнитного поля током фотонного увлечения и ЭДС, связанных с мак-

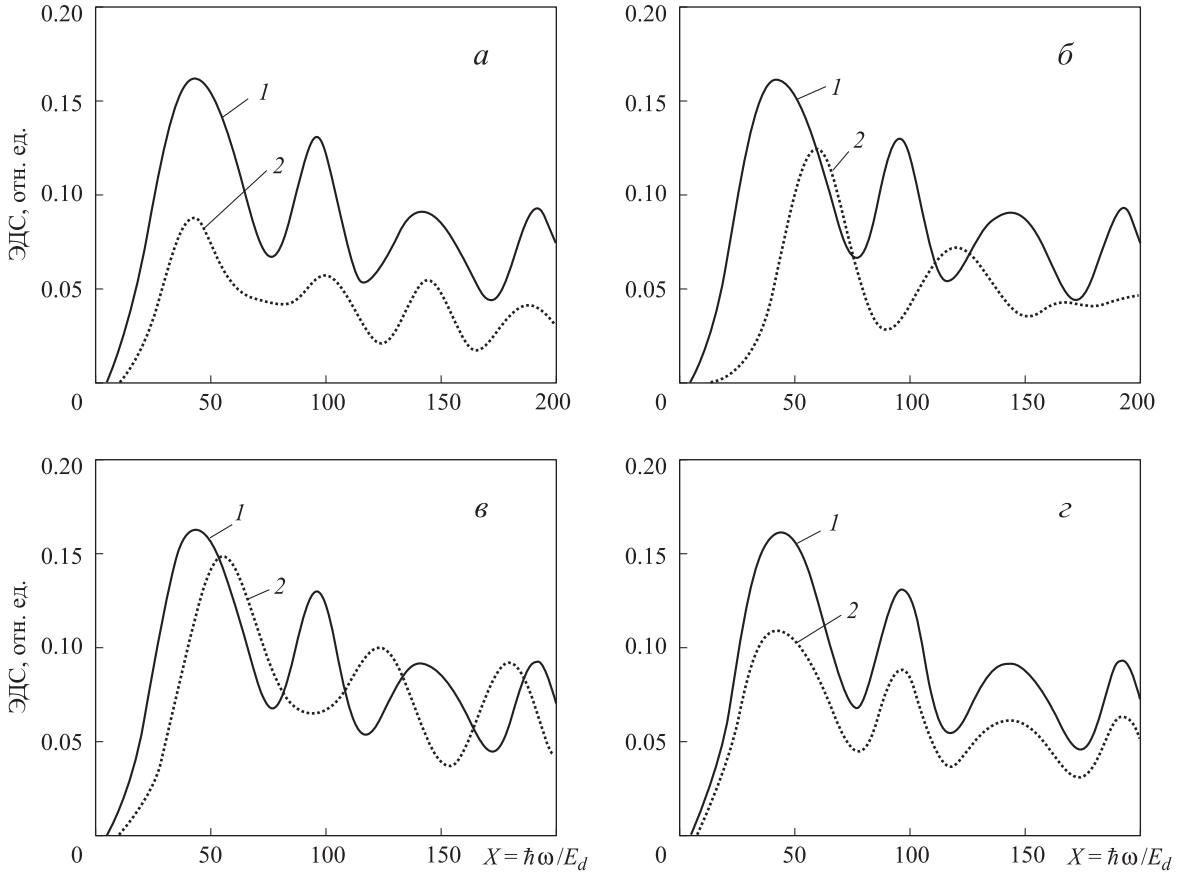


Рис. 5. Спектральная зависимость ЭДС, возникающей в случае разогрева электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения, для различных значений: *а* — радиуса нанотрубки R_0 ($B = 5$ Тл, $T_z = 150$ нм, $V_0^* = 4$): 20 нм (1); 10 нм (2); *б* — величины внешнего магнитного поля B ($R_0 = 20$ нм, $T_z = 150$ нм, $V_0^* = 4$): 5 Тл (1), 10 Тл (2); *в* — амплитуды спирального δ -барьера V_0^* ($R_0 = 20$ нм, $T_z = 150$ нм, $B = 5$ Тл): 4 (1), 8 (2); *г* — периода спирального дефекта T_z ($R_0 = 20$ нм, $V_0^* = 4$, $B = 5$ Тл): 150 нм (1), 160 нм (2)

роскопическими квантовыми эффектами в спиральных нанотрубках. При этом величина плотности тока фотонного увлечения и ЭДС вполне доступны для экспериментального наблюдения [23].

Заклучение

В работе продемонстрирована высокая чувствительность ЭФУ как нелинейного оптического эффекта

к асимметрии электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействий, что может быть использовано при разработке детекторов лазерного излучения с управляемыми параметрами на основе наноструктур с хиральной симметрией. Выявленные особенности макроскопических квантовых эффектов представляют интерес для физики устройств квантовой логики и фотопреобразователей.

Приложение

Квадрат модуля матричного элемента внутризонного оптического перехода в линейном по импульсу фотона приближении:

$$\begin{aligned}
 |M|_{ff'}^2 = & q \cdot 2^4 \pi^3 \hbar^4 \lambda_0^2 \frac{\alpha^* I_0}{m^* 2\omega R_0^* 2} \frac{1}{T_z^2} \left\{ \left[2a_{11} \delta_{\lambda, \lambda'} \cos \vartheta + a_{12} \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \sin(\gamma) \pm a_{13} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 \pm \gamma) \sin \vartheta + \right. \right. \\
 & + 2a_{14} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) + 2a_{15} \delta_{\lambda, \lambda' - 1} \cos \vartheta \cos(\pi \Delta'_m) \pm a_{16} \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \sin(\pm \gamma + \pi \Delta'_m) \sin \vartheta \pm \\
 & \left. \pm a_{17} \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m \pm \gamma) + 2a_{18} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' - 1} \cos \vartheta \cos(\pi(\Delta_1 + \Delta'_m)) \right] \times \\
 \times & \left[\mp a_{20} \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\gamma) \mp a_{21} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pi \Delta_1 \pm \gamma) + 2a_{22} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi \Delta_1) + \right. \\
 & + 2a_{23} \delta_{\lambda, \lambda' - 1} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi \Delta'_m) \mp a_{24} \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pm \gamma + \pi \Delta'_m) \mp a_{25} \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m \pm \gamma) + \\
 & + 2a_{26} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' - 1} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) - a_{11} R_0 \sin \theta \cos \vartheta \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \pm a_{12} \frac{1}{2} \delta_{\lambda, \lambda' \pm 2} \sin \theta \sin \vartheta \cos \gamma - a_{12} \frac{1}{2} \delta_{\lambda, \lambda'} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma \mp \\
 & \left. \mp a_{13} \frac{1}{2} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 2} \sin \vartheta \sin \theta \cos(\pi \Delta_1 \pm \gamma) + a_{13} \frac{1}{2} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi \Delta_1 + \gamma) - a_{14} \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi \Delta_1) - \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - a_{15}(\delta_{\lambda, \lambda'-2} + \delta_{\lambda, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \pm a_{16}\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+1, \lambda'\pm 2} + \delta_{\lambda+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm \\
& \pm a_{17}\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'\pm 2} + \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + a_{18}(\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-2} + \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \Big] + \\
& + \left[\pm a_{12}\delta_{\lambda, \lambda'\pm 1} \sin \vartheta \cos \gamma \pm a_{13}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'\pm 1} \cos(\pi\Delta_1 \pm \gamma) \sin \vartheta - 2a_{14}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin(\pi\Delta_1) - 2a_{15}\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \pm \right. \\
& \left. \pm a_{16}\delta_{\lambda+1, \lambda'\pm 1} \sin \vartheta \cos(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm a_{17}\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'\pm 1} \sin \vartheta \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) - 2a_{18}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \times \\
& \times \left[2a_{11}\delta_{\lambda, \lambda'} \cos \vartheta \cos \theta + a_{20}\delta_{\lambda, \lambda'\pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin \gamma \pm a_{21}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'\pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + 2a_{22}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi\Delta_1) + \right. \\
& + 2a_{23}\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \cos(\pi\Delta'_m) \pm a_{24}\delta_{\lambda+1, \lambda'\pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm a_{25}\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'\pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + \\
& \left. + 2a_{26}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \times \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) - a_{12}\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda'\pm 2} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma - a_{12}\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda'} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma \pm \right. \\
& \left. \pm a_{13}\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'\pm 2} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + a_{13}\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi\Delta_1 + \gamma) - a_{14}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'\pm 1}R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1) - \right. \\
& \left. - a_{15}(\delta_{\lambda, \lambda'-2} + \delta_{\lambda, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \mp a_{16}\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+1, \lambda'\pm 2} + \delta_{\lambda+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm \right. \\
& \left. \pm a_{17}\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'\pm 2} + \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) - a_{18}(\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-2} + \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \Big\}, \quad (\text{П1})
\end{aligned}$$

где коэффициенты a_{ij} имеют вид

$$\begin{aligned}
a_{11} &= k\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{12} &= -\left(\frac{\lambda}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{13} &= \left(\frac{\lambda + \Delta_1}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')]\frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]}, \\
a_{14} &= -k\frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]}\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{15} &= -k\frac{\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{16} &= \frac{\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\left(\frac{\lambda}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{17} &= -\frac{\sin(\pi\lambda)\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\left(\frac{\lambda + \Delta_1}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{18} &= \delta[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')]k\frac{\sin(\pi\lambda)\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}, \\
a_{19} &= k\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{20} &= -\left(\frac{\lambda}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{21} &= \left(\frac{\lambda + \Delta_1}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')]\frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]}, \\
a_{22} &= -k\frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]}\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{23} &= -k\frac{\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{24} &= \frac{\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\left(\frac{\lambda}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')], \\
a_{25} &= -\left(\frac{\lambda + \Delta_1}{R_0} + \frac{R_0}{2a_B^2}\right)\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')]\frac{\sin(\pi\lambda)\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}, \\
a_{26} &= k\frac{\sin(\pi\lambda)\sin(\pi\lambda')}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_1)]\sin[\pi(\lambda' + \Delta'_m)]}\delta'[(k' - k)a_d + \alpha^*(\lambda - \lambda')].
\end{aligned}$$

Выражение для плотностей токов фотонного увлечения электронов в НСД:

$$j^{(\pm)}(\omega) = \mp j_0 X^{-1} \frac{\alpha^{*2}}{f_{\text{BE}}(q_l) R_0^{*2}} \left(1 - \frac{4\pi a m^* \nu_l q_l}{\hbar N_0 |\bar{q}_l|} \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{-1} \frac{\alpha^{*2}}{1 + \alpha^{*2} R_0^{*2}} \left(\frac{K^\pm}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \sum_{m'=1}^{\infty} \left\{ \left[2a_{11}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'} \cos \vartheta + a_{12}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \sin \gamma \pm a_{13}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta_1 \pm \gamma) \sin \vartheta + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + 2a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi\Delta_1) + 2a_{15}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \vartheta \cos(\pi\Delta'_m) \pm a_{16}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \sin \vartheta \pm \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. \pm a_{17}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + 2a_{18}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \vartheta \cos(\pi(\Delta_1 + \Delta'_m)) \right] \times \right. \\
 & \quad \times \left[\mp a_{20}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\gamma) \mp a_{21}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + 2a_{22}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1) + \right. \\
 & \quad \left. + 2a_{23}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \mp a_{24}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \mp \right. \\
 & \quad \left. \mp a_{25}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + 2a_{26}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) - \right. \\
 & \quad \left. - a_{11}(K^{\pm})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \pm a_{12}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda' \pm 2} \sin \theta \sin \vartheta \cos \gamma - a_{12}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda'} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma \mp \right. \\
 & \quad \mp a_{13}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 2} \sin \vartheta \sin \theta \cos(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + a_{13}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi\Delta_1 + \gamma) - a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1}R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1) - \\
 & \quad \left. - a_{15}(K_1^{\pm})R_0(\delta_{\lambda, \lambda'-2} + \delta_{\lambda, \lambda'}) \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \pm a_{16}(K^{\pm})\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 2} + \delta_{\lambda+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm \right. \\
 & \quad \left. \pm a_{17}(K^{\pm})\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 2} + \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + \right. \\
 & \quad \left. + a_{18}(K^{\pm})(\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-2} + \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] + \\
 & \quad + \left[\pm a_{12}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \cos \gamma \pm a_{13}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta_1 \pm \gamma) \sin \vartheta - 2a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin(\pi\Delta_1) - 2a_{15}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \pm \right. \\
 & \quad \left. \pm a_{16}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \cos(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm a_{17}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin \vartheta \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) - 2a_{18}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \times \\
 & \quad \times \left[2a_{11}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'} \cos \vartheta \cos \theta + a_{20}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin \gamma \pm a_{21}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + \right. \\
 & \quad \left. + 2a_{22}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi\Delta_1) + 2a_{23}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \cos(\pi\Delta'_m) \pm a_{24}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm \right. \\
 & \quad \left. \pm a_{25}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) + 2a_{26}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-1} \cos \theta \cos \vartheta \times \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) - \right. \\
 & \quad \left. - a_{12}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda' \pm 2} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma - a_{12}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda, \lambda'} \sin \theta \sin \vartheta \sin \gamma \pm a_{13}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 2} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi\Delta_1 \pm \gamma) + \right. \\
 & \quad \left. + a_{13}(K^{\pm})\frac{1}{2}\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin \vartheta \sin \theta \sin(\pi\Delta_1 + \gamma) - a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1}R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1) - \right. \\
 & \quad \left. - a_{15}(K^{\pm})(\delta_{\lambda, \lambda'-2} + \delta_{\lambda, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta'_m) \mp a_{16}(K^{\pm})\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 2} + \delta_{\lambda+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pm\gamma + \pi\Delta'_m) \pm \right. \\
 & \quad \left. \pm a_{17}(K^{\pm})\frac{1}{2}(\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 2} + \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda'})R_0 \sin \theta \sin \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m \pm \gamma) - \right. \\
 & \quad \left. - a_{18}(K^{\pm})(\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'-2} + \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'})R_0 \sin \theta \cos \vartheta \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \left. \right\}, \quad (\text{П2})
 \end{aligned}$$

где $j_0 = q \cdot 2\pi\lambda_0^2\alpha^*\hbar l_0|e|v_l MNE_d a_d^2/\Xi^2 m^*$, $X = \hbar\omega/E_d$, $\lambda = (1 + \alpha^2 R_0^2)^{-1}(\alpha R^2 K^{\pm} - \Phi/\Phi_0) - 1/2 + 1/(8R_0^{*2}V_0^*) - m \cos(\pi S + \pi m)/(8R_0^{*2}V_0^*)$, K^{\pm} – решение трансцендентного уравнения

$$\begin{aligned}
 X = & \frac{\left(\frac{K^{\pm} + \frac{\Phi}{\Phi_0}}{\alpha}\right)^2 - \left(\frac{K^{\pm} + \alpha^* a_d^{-1}}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2}{1 + \alpha^{*2}R_0^{*2}} + \\
 & + \frac{(1 + \alpha^{*2}R_0^{*2})}{4\alpha^{*2}R_0^{*2}} \left\{ 1 - \frac{1}{4V_0^*R_0^{*2}} + \frac{1}{4V_0^*R_0^{*2}} \left[m' \cos \left(2\pi \frac{\alpha^* R_0^{*2} K^{\pm} - \frac{\Phi}{\Phi_0}}{1 + \alpha^* R_0^{*2}} + \pi m' \right) + \cos \left(2\pi \frac{\alpha^* R_0^{*2} (K^{\pm} + \alpha^* a_d^{-1}) - \frac{\Phi}{\Phi_0}}{1 + \alpha^* R_0^{*2}} \right) \right] \right\}. \quad (\text{П3})
 \end{aligned}$$

ЭДС фотонного увлечения в НСД:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_q = & q \frac{2^5 \pi^4 \hbar^4 \lambda_0^2 \alpha^* I_0}{en_L m^{*2} \omega R_0^{*2} T_z^2} L \sum_m \left\{ \left[a_{13}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta_1) - 2a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi\Delta_1) + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + a_{16}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta'_m) + a_{17}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \times \right. \\
 & \quad \times \left[a_{20}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + a_{21}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta_1) + a_{24}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta'_m) + a_{25}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] + \\
 & \quad + \left[a_{12}(K^{\pm})\delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + a_{13}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta_1) - 2a_{14}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin(\pi\Delta_1) + \right. \\
 & \quad \left. + a_{16}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta'_m) + a_{17}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \times \\
 & \quad \times \left[a_{21}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta_1) + 2a_{22}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi\Delta_1) + a_{24}(K^{\pm})\delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta'_m) + a_{25}(K^{\pm})\delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi\Delta_1 + \pi\Delta'_m) \right] \left. \right\}. \quad (\text{П4})
 \end{aligned}$$

Список литературы

1. Горбацевич А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1993. **57**. С. 565.
2. Алещенко Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1993. **58**. С. 377.
3. Кибис О.В. // Письма в ЖЭТФ. 1997. **66**. С. 551.
4. Кибис О.В. // Журн. эксперим. и теор. физики. 1999. **115**. С. 959.
5. Pogosov A.G., Budantsev M.V., Kibis O.V. et al. // Phys. Rev. B. 2000. **61**. P. 15603.
6. Кибис О.В. // Физика твердого тела. 2001. **43**. С. 2237.
7. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. // Физика твердого тела. 2007. **49**. С. 557.
8. Григорькин А.А., Дунаевский С.М. // Физика твердого тела. 2008. **50**. С. 507.
9. Iijima S. // Nature. 1991. **354**. P. 56.
10. An K.H., Lee J.H. // NANO: Brief Reports and Rev. 2006. **1**, N 2. P. 115.
11. Мавринский А.В., Байтингер Е.М. // Физика и техника полупроводников. 2009. **43**. С. 501.
12. Гуляев Ю.В. // Вестн. РАН. 2003. **73**. С. 389.
13. Choi W.B., Bae E., Kang D. et al. // Nanotechnology. 2004. **15**. P. 512.
14. Guo W., Zhong W., Dai Y., Li S. // Phys. Rev. B. 2005. **72**. 075409(10).
15. Lindefelt U. // Phys. Rev. B. 2005 **72**. 153405(4).
16. Zhang Q., Yang H., Zhang C., Ma Z. // Phys. Rev. B. 2006. **73**. 354386(6).
17. Глухова О.Е., Терентьев О.А. // Физика тверд. тела. 2006. **48**. С. 1329.
18. Son Y.W., Ihm J., Cohen M.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. **95**. 216602(4).
19. Wilder J.W., Venema L.C., Rinzler A.G. et al. // Nature. 1998. **391**. P. 59.
20. Ding F. // Phys. Rev. B. 2005. **72**. 245409(9).
21. Park N., Hong S. // Phys. Rev. B. 2005. **72**. 045408(5).
22. Bo X.-Z., Lee C.Y., Strano S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. **86**. 182102.
23. Shahi M., Gautam S., Shah P.V. et al. // J. Appl. Phys. 2013. **113**. 204304(6).

The nonlinear optical properties of nanotubes with spiral defects in a longitudinal magnetic field

V. Ch. Zhukovsky^{1,a}, V. D. Krevchik^{2,b}, M. B. Semenov², A. V. Razumov²¹Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.²Physics Department, Faculty of Physics and Mathematics, Penza State University. Krasnaya str. 40, Penza 440026, Russia
E-mail: ^avlchzh@gmail.com, ^bphysics@pnzgu.ru.

It is demonstrated that the anisotropic transfer of photon momentum to an electronic subsystem results in induction of a photon-drag EMF in a standing electromagnetic wave along the axis of a nanotube with a spiral defect, which confirms the assumption found in the literature that the occurrence of such an effect in the presence of an external magnetic field is possible not only in 2D systems but also in nanotubes with a spiral symmetry. One of the potential mechanisms of inducing the EMF connected with the spatial asymmetry of the electron-phonon interaction in a nanotube with a spiral defect is considered. This mechanism allows for such an EMF to occur upon heating the electron system by the Joule heat of the photon-drag current that flows through the nanotube.

Keywords: photon-drag effect, nanotube with a spiral defect, macroscopic quantum effects, asymmetry of the electron-photon and electron-phonon interactions.

PACS: 73.23.Ad.

Received 19 June 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2014).

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зам. зав. кафедрой; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, декан физ.-мат. ф-та ПГУ; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Семенов Михаил Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Разумов Алексей Викторович — канд. физ.-мат. наук, докторант; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.