

# ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ПРОВОДИМОСТИ В ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЕ С ЕДИНСТВЕННОЙ ПРИМЕСЬЮ

*Д. С. Шапиро\**, *С. Н. Артеменко\*\**, *С. В. Ремизов*

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Предсказан новый режим электронного транспорта через примесь в одномерных проводниках, который по своим проявлениям похож на эффект Джозефсона. Протекание тока через примесь при напряжении выше порогового сопровождается генерацией высокочастотных колебаний тока. Температура, ниже которой может наблюдаться эффект, пороговое напряжение и частотный диапазон определяются величиной примесного потенциала и силой межэлектронного взаимодействия. Найдены ширина линии генерации и вольт-амперные характеристики.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуется электронный транспорт через примесь в одномерной ( $1D$ ) системе взаимодействующих электронов. К таким системам относятся очень тонкие проводники, у которых из-за сильного размерного квантования электроны имеют только одну степень свободы. В этом смысле электронная система является  $1D$ , например, в искусственных полупроводниковых структурах [1], цепочках атомов металлов на подложках [2], краевых состояниях в дробном квантовом эффекте Холла [3], а также в органических проводниках [4] и проводящих углеродных нанотрубках [5, 6].

Как известно, к  $1D$ -системам взаимодействующих электронов не применимы представления ферми-жидкости, а одноэлектронные возбуждения, характерные для  $2D$ - и  $3D$ -случаев, в  $1D$  не существуют. Элементарные возбуждения становятся коллективными, их роль играют волны плотности заряда и спина. Такое электронное состояние называется жидкостью Латтинджера. Одной из особенностей, отличающей состояние Латтинджера от ферми-жидкости, является тот факт, что даже единственный внешний локальный потенциал (дефект, примесь, контакт) сильно подавляет проводимость и приводит к хорошо известным степенным вольт-амперным характеристикам [7–9] у вышеупомянутых материалов.

В работе [10] нами было показано, что режим степенных вольт-амперных характеристик, связанный с туннелированием через примесь или какой-либо другой локальный дефект, имеет место только в пределе малых токов и напряжений. При напряжении выше порогового  $V_T$  происходит переход к новому динамическому режиму, при котором протекание постоянного тока  $I$  через примесь сопровождается генерацией колебаний переменного тока с частотой  $f = I/e$ . Эффект вызван действием тока на фриделевские осцилляции зарядовой плотности вокруг примеси, а его проявления напоминают эффекты Джозефсона, кулоновской блокады и движения волны зарядовой плотности в квази- $1D$ -проводниках. Пороговое напряжение  $V_T$ , выше которого происходит переход от режима туннелирования [7–9] к режиму генерации, определяется величиной потенциала примеси и силой межэлектронного отталкивания.

В работе [10] была рассмотрена генерация в пределе сильного взаимодействия и нулевой температуры. В этом случае  $1D$ -флуктуации оказываются сильно подавленными и их наличие приводит к слабой перенормировке порогового напряжения и амплитуды колебаний. В данной работе мы исследуем динамику флуктуаций и ее влияние на параметры эффекта для произвольной силы локального или кулоновского отталкивания. Также мы обобщим результаты для вольт-амперных характеристик при различных параметрах  $1D$ -системы и внешней электрической цепи. В последнем разделе приведены результаты для ненулевой температуры.

\*E-mail: shapiro@ire.cplire.ru

\*\*E-mail: art@ire.cplire.ru

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается квантовая проволока длины  $L$  с одноканальной спин-поляризованной электронной  $1D$ -системой, которая соединяется адиабатически с ферми-жидкостными контактами и имеет посередине, в точке  $x = 0$ , единственную примесь. К контактам присоединяются параллельно импеданс  $Z_{C,\omega}$  и источник постоянного напряжения  $V$  с нагрузкой  $Z_\omega$ . В качестве  $Z_{C,\omega}$  можно рассматривать емкость контактов и шунтирующее сопротивление. Предполагается, что проволока расположена вблизи металлического затвора, который отделен от нее тонким слоем диэлектрика. Затвор экранирует кулоновские силы отталкивания и делает взаимодействие локальным. Сила взаимодействия контролируется расстоянием до затвора. Результаты будут обобщены для случая дальнедействующего кулоновского взаимодействия, когда вместо затвора находится диэлектрическая подложка и, соответственно, экранирования нет.

Механизм электронной проводимости в квантовой проволоке описывается в рамках модели Латтинджера, а влияние внешней цепи учитывается через граничные условия на контактах к  $1D$ -системе. Модель Латтинджера основана на идее бозонизации [11], т. е. выражении полевых операторов взаимодействующих  $1D$ -фермионов через бозе-оператор фазы  $\hat{\Phi}(x, t)$ . В таком представлении гамильтониан становится квадратичным, аналогичным гамильтониану упругой струны. Благодаря этому свойству, всегда известен точный спектр коллективных мод латтинджеровской жидкости

$$\omega = \frac{v_F}{K_\rho} q,$$

где

$$K_\rho = \frac{1}{\sqrt{1 + g(k)/\pi v_F}},$$

$q$  — импульс коллективной моды,  $g(k)$  — матричный элемент межэлектронного взаимодействия с импульсом  $k \ll 2k_F$ ,  $v_F$  и  $k_F$  — скорость и импульс Ферми. Величина  $K_\rho > 1$  соответствует притяжению, а  $K_\rho < 1$  — отталкиванию. Полный бозонизованный гамильтониан задачи представляет собой сумму стандартного латтинджеровского, примесного и гамильтониана электрического поля  $E$ :

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2\pi v_F} \int dx \left[ (\partial_t \hat{\Phi})^2 + \frac{v_F^2}{K_\rho^2} (\partial_x \hat{\Phi})^2 \right] - \int \frac{e}{\pi} E \hat{\Phi} dx - \frac{e}{\pi} W_i \cos(2\hat{\Phi}_0). \quad (1)$$

Здесь  $\hat{\Phi}_0$  — оператор фазы в точке примеси, а  $W_i$  — величина фурье-компоненты примесного потенциала  $U_i(x)$  на импульсе  $2k_F$ ,

$$W_i = k_F \int \exp(2ik_F x) U_i(x) dx.$$

Изменение среднего значения фазы в данной точке на  $2\pi$  соответствует коллективному протеканию через примесь электронной плотности равной одному заряду электрона. Из вида гамильтониана (1) на качественном уровне можно понять, как изменяется среднее от фазы на примеси,  $\Phi_0(t)$ , под действием поля  $E$ . Энергия рассматриваемой системы может быть интерпретирована как энергия чистой  $1D$ -системы во внешнем «потенциале»  $\langle U(\hat{\Phi}) \rangle$ , созданном примесью и электрическим полем, который представляет собой потенциал «стиральная доска». При слабых полях имеет место туннелирование фазы через минимумы этого потенциала под действием флуктуаций [7–9]. При значении поля выше некоторого порогового значения минимумы исчезают и происходит переход к новому динамическому режиму проводимости. Неравномерность «скатывания» фазы по потенциальному рельефу соответствует генерации переменного тока.

Из гамильтониана (1) и коммутационного соотношения

$$[\hat{\Phi}(t, x), \partial_t \hat{\Phi}(t, y)] = i\pi v_F \delta(x - y)$$

выводится гейзенберговское уравнение для оператора  $\hat{\Phi}(x, t)$ :

$$(\omega^2 + i\nu\omega + v_\rho^2 \partial_x^2) \hat{\Phi}_\omega(x) = \frac{ev_F}{\hbar} [2W \hat{F}_\omega \delta(x) - E_\omega], \quad (2)$$

где

$$\hat{F}_\omega = \int \sin(2\hat{\Phi}_0(t)) e^{i\omega t} dt$$

и введено затухание  $\nu$  коллективных мод на фононах (механизм затухания рассматривался в работах [12, 13] для  $1D$ - и в [14] для квази- $1D$ -материалов). Это уравнение является основным в нашей теории, поскольку из него мы выводим уравнение для термодинамического среднего от оператора  $\hat{\Phi}(x, t)$ . Зная его решение  $\langle \hat{\Phi}(x, t) \rangle$ , мы можем определить электрический ток в проволоке, поскольку

$$I \equiv \frac{e}{\pi} \langle \partial_t \hat{\Phi} \rangle. \quad (3)$$

Из уравнения (2) также находятся функции Грина для флуктуаций фазы  $\delta\hat{\Phi} = \hat{\Phi} - \langle \hat{\Phi} \rangle$ . В общем случае флуктуации оказывают существенное влияние на эффект, поскольку уравнения для  $\langle \hat{\Phi}(x, t) \rangle$  и функции Грина являются связанными.

### 3. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ

Фазовый оператор можно представить как сумму его среднего значения и оператора флуктуаций  $\hat{\Phi} = \Phi + \delta\hat{\Phi}$ ,  $\langle \delta\hat{\Phi} \rangle = 0$ . Влияние наведенного напряжения  $v_\omega$  на контактах учитывается в граничных условиях на среднее значение фазы на контактах [15]:

$$\begin{aligned} \left( \frac{v_F}{K_\rho^2} \partial_x + i\omega \right) \Phi_\omega \left( x = -\frac{L}{2} \right) &= 0, \\ \left( \frac{v_F}{K_\rho^2} \partial_x - i\omega \right) \Phi_\omega \left( x = \frac{L}{2} \right) &= \frac{e}{\hbar} v_\omega. \end{aligned} \quad (4)$$

После усреднения операторного уравнения (2) и учета граничных условий (4) выводится замкнутое уравнение для динамики среднего от фазы на примеси:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_0(t) + \frac{eW_i}{\hbar} \int D_\omega \langle \sin 2\hat{\Phi}_0(t') \rangle \times \\ \times \exp[-i\omega(t-t')] \frac{d\omega dt'}{2\pi} = \\ = \frac{\pi}{e} \frac{GV}{1 + \frac{Z_{\omega=0}}{Z_{C,\omega=0}} + GZ_{\omega=0}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$G = \frac{g_0}{1 + \nu L/2v_F}, \quad g_0 = \frac{e^2}{2\pi\hbar}.$$

Функция  $D_\omega$  под интегралом определяется параметрами проволоки и внешней цепи, ее общее выражение имеет следующий вид:

$$D_\omega = \frac{i + \tilde{K}_\rho \left( 1 + \frac{g_0 Z_\omega Z_{C,\omega}}{Z_\omega + Z_{C,\omega}} \right) \operatorname{tg} \frac{\omega L}{2v_\rho}}{i\tilde{K}_\rho \left( 1 + \frac{g_0 Z_\omega Z_{C,\omega}}{Z_\omega + Z_{C,\omega}} \right) + \operatorname{tg} \frac{\omega L}{2v_\rho}},$$

где

$$\tilde{K}_\rho = K_\rho \sqrt{\frac{\omega}{\omega + i\nu}}, \quad v_\rho = \frac{v_F}{K_\rho}.$$

Рассмотрим уравнение (5) в случае аномально сильного отталкивания, когда  $K_\rho \rightarrow 0$ . Флуктуации в таком случае сильно подавлены, поэтому их можно считать в гауссовом приближении и не учитывать их зависимость от времени (подробное вычисление см. в работе [10]),

$$\langle \delta\hat{\Phi}^2 \rangle \approx \frac{K_\rho}{1 - K_\rho} \ln \frac{\Lambda}{K_\rho eW_i}, \quad \Lambda \sim \varepsilon_F,$$

где  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми. Поэтому в уравнении (5) величина

$$\langle \cos(2\delta\hat{\Phi}(\tau)) \rangle = \exp(-2\langle \delta\hat{\Phi}^2 \rangle) = \text{const}$$

и ее можно вынести из-под знака интеграла. Далее рассмотрим два предельных случая, когда длина проволоки  $L$  много больше или меньше характерной длины затухания коллективных возбуждений,  $l_\nu = 2v_F/\nu$ . В работе [10] было получено решение для  $l_\nu \ll L$  в режиме заданного напряжения. Генерация колебаний тока в этом случае происходит вблизи примеси, и осцилляции не доходят до контактов, так как их амплитуда убывает на расстоянии  $l_\nu$ . Уравнение (5) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_0(t) + \frac{K_\rho eV_T}{\hbar} [\sin(2\Phi_0(t)) - \\ - \langle \sin(2\Phi_0(t)) \rangle_t] = \frac{\pi I}{e}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$I = G(V - V_i),$$

$$V_i = 2W_i \langle \cos(2\delta\hat{\Phi}_0(t)) \rangle \langle \sin(2\Phi_0(t)) \rangle_t,$$

и его решение при  $V > V_T$  представляет собой осцилляции джозефсоновского типа с фундаментальной частотой  $f = I/e$ , где  $I$  — средний ток. Амплитуда колебаний равна  $I_0 = K_\rho g_0 V_T$ , а пороговое напряжение —

$$V_T = 2W_i \left( \frac{2K_\rho^{3/2} eW_i}{\Lambda} \right)^{K_\rho/(1-K_\rho)} \sqrt{1 - K_\rho}.$$

При наличии спиновой степени свободы у  $1D$ -системы флуктуации в спиновом канале существенно уменьшают пороговое напряжение:

$$\begin{aligned} V_T = W_i \left( \frac{2eW_i \sqrt{1 + K_\rho}}{\Lambda} \right)^{(1+K_\rho)/(1-K_\rho)} \times \\ \times K_\rho^{K_\rho/(1+K_\rho)} \sqrt{2(1 - K_\rho)}. \end{aligned} \quad (7)$$

При  $V < V_T$  решение уравнения (6) дает нулевой ток, поскольку в (6) не учитываются негауссовы и зависящие от времени флуктуации. Вольт-амперная кривая описывается следующим соотношением:

$$V = \frac{I}{G} + V_T \frac{\sqrt{I^2 + I_0^2} - I}{I_0}. \quad (8)$$

При выполнении условия  $K_\rho L/l_\nu \ll 1$  возможна  $S$ -образная характеристика. В динамическом режиме существует аналог ступеней Шапиро в джозефсоновском эффекте. Если прикладывать дополнительное переменное напряжение на контакты,  $v(t) = v \sin(2\pi ft)$ ,  $v < V$ , то на уровне среднего тока  $I_{st} = ef$  должна наблюдаться ступень по напряжению шириной

$$\delta V_{st} = \frac{2GWv}{e\sqrt{f^2 + (eWK_\rho/\pi\hbar)^2}}.$$

В другом предельном случае, когда  $L \ll l_\nu$ , в режиме заданного напряжения ( $Z = 0$ , а переменный ток генерации полностью шунтируется импедансом  $Z_C$ ) уравнение (5) сводится к следующему:

$$\dot{\Phi}_0(t) + \frac{K_\rho eV_T}{\hbar} \sin(2\Phi_0(t)) + \frac{2K_\rho eV_T}{\hbar} \times \sum_{n \geq 1} \left( \frac{1 - K_\rho}{1 + K_\rho} \right)^n \sin\left(2\Phi_0\left(t - \frac{nL}{v_\rho}\right)\right) = \frac{eV}{2\hbar}. \quad (9)$$

Колебания тока доходят до контактов, частично отражаются и интерferируют внутри проволоки. Как следует из уравнения (9), коэффициент отражения от контактов определяется межэлектронным взаимодействием:

$$r = \frac{1 - K_\rho}{1 + K_\rho}.$$

Интерференция отраженных колебаний приводит к тому, что контактанс становится осциллирующей функцией напряжения. Возможно, что это объясняет эксперименты работы [16]. Вольт-амперная характеристика для короткой проволоки, посчитанная для высоких напряжений  $V \gg V_T$ , имеет вид

$$I(V) = g_0 V \left[ 1 - \frac{K_\rho^2 V_T^2}{2V^2 \left[ 1 + K_\rho^2 - (1 - K_\rho^2) \cos \frac{eLV}{\hbar v_\rho} \right]} \right], \quad (10)$$

Отсюда следует, что период осцилляций контактанса по напряжению равен

$$V_p = \frac{2\pi\hbar v_F}{eK_\rho L}.$$

#### 4. ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ

В данном разделе изучаются флуктуации фазы на примеси в режиме генерации при различных параметрах межэлектронного взаимодействия. Рассматривается случай длинной проволоки,  $L \gg l_\nu$ . Флуктуации выражаются через келдышевскую функцию Грина при совпадающих координатах ( $x = x' = 0$ ),

$$D^K(t, t') = i\langle\{\delta\hat{\Phi}(t), \delta\hat{\Phi}(t')\}_+\rangle.$$

Предполагается, что функция распределения  $N(\omega)$  коллективных мод равновесна, поэтому келдышевская функция может быть найдена следующим образом через запаздывающую  $D^R(\omega, \omega')$  и опережающую  $D^A(\omega, \omega')$  функции Грина:

$$D^K(\omega, \omega') = D^R(\omega, \omega')f(\omega) + D^A(\omega, \omega')f(\omega'),$$

где  $f(\omega) = 1 + 2N(\omega) = \text{cth}(\omega/2T)$ . Уравнения для  $D^{R,A}$  выводятся из гейзенберговского операторного уравнения (2), их решения были найдены ранее [10]:

$$D^{R(A)} = -\frac{\pi K_\rho}{2} \theta[\pm(t - t')] \times \exp\left[\mp \frac{2e}{\hbar} W_i K_\rho \int_{t'}^t C(t_1) dt_1\right], \quad (11)$$

где

$$C(t) \equiv \cos[2\Phi(t)] \exp[-2\langle\delta\hat{\Phi}^2(t)\rangle], \quad (12)$$

$\theta(x)$  — ступенчатая функция Хэвисайда, верхние знаки в (11) соответствуют функции  $D^R$ , нижние —  $D^A$ .

Из выражений (11) и соотношения  $\langle\delta\hat{\Phi}(t')\delta\hat{\Phi}(t)\rangle = -(i/2)D^K(t', t)$  выводятся замкнутые уравнения для коррелятора,

$$\begin{aligned} \langle\delta\hat{\Phi}(t)\delta\hat{\Phi}(t')\rangle &= \frac{K_\rho}{4} \times \\ &\times \left[ \int_{t-t'}^\infty f(t_1) \exp\left[-2W_i K_\rho \int_{t-t'}^{t_1} C(t-t_2) dt_2\right] dt_1 + \right. \\ &\quad \left. + \int_{t'-t}^\infty f(t_1) \exp\left[-2W_i K_\rho \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \int_{t'-t}^{t_1} C(t-t_2) dt_2\right] dt_1 \right] \quad (13) \end{aligned}$$

и для флуктуаций,

$$\begin{aligned} \langle\delta\hat{\Phi}^2(t)\rangle &= \frac{K_\rho}{2} \int_0^\infty f(t_1) \times \\ &\times \exp\left[-\frac{2e}{\hbar} W_i K_\rho \int_0^{t_1} C(t-t_2) dt_2\right] dt_1, \quad (14) \end{aligned}$$

где  $f(t)$  — фурье-образ функции  $f(\omega)$ . Мы нашли решения уравнений (13), (14) при  $K_\rho < 1/2$  и при высоких напряжениях  $V \gg V_T$ , когда средняя фаза изменяется во времени как  $\Phi_0(t) \approx \omega_0 t/2 + \sin \omega_0 t$ , а флуктуации имеют постоянную и осциллирующую на частоте  $\omega_0$  части. Ниже выписаны результаты для главной неосциллирующей части коррелятора,

$$\langle\delta\hat{\Phi}(t)\delta\hat{\Phi}(0)\rangle = -\frac{K_\rho}{4} [e^{-b\tau} \text{Ei}(bt) + e^{b\tau} \text{Ei}(-bt)] \quad (15)$$

(Ei — интегральная экспонента) и постоянной части флуктуаций,

$$\langle\delta\hat{\Phi}^2\rangle = \frac{K_\rho}{2} \ln \frac{\Lambda}{b}. \quad (16)$$

В эти выражения входит параметр  $b \equiv -\pi I_0 \times \langle \langle \delta \hat{\Phi}^2(t) \rangle \rangle \cos \omega_0 t$ , который определяет величину малых осциллирующих флуктуаций. Именно его ненулевое значение устраняет инфракрасную расходимость и делает флуктуации конечными в точке примеси. Значение  $b$  может быть найдено из уравнения (14):

$$b \approx \left( \frac{K_\rho^3 W_i^2}{\omega_0 \Lambda^2 K_\rho} \right)^{1/(1-2K_\rho)}. \quad (17)$$

При решении уравнений (13), (14) предполагалось, что флуктуации являются гауссовыми. Это предположение основано на том, что негауссова поправка  $\delta D$  к флуктуациям оказывается несущественной в рассматриваемом случае  $K_\rho < 1/2$ . Согласно нашим вычислениям,

$$\delta D = \frac{1}{2K_\rho(1-2K_\rho)} \left( \frac{b}{\Lambda} \right)^{K_\rho} \ll \langle \delta \hat{\Phi}^2 \rangle.$$

При  $K_\rho > 1/2$ , когда межэлектронное отталкивание не очень сильное, конечного ненулевого решения для  $b$  в области высоких напряжений  $V \gg V_T$  не существует. Это означает, что флуктуации становятся сильными и разрушают эффект. При напряжениях вблизи порога  $V_T$  найти точное решение задачи о генерации затруднительно. Но согласно нашим оценкам, эффект существует при всех  $K_\rho < 1$  в некоторой области вблизи  $V_T$ .

Приведем результаты для флуктуаций в случае кулоновского взаимодействия, когда

$$K_\rho^{-2} = 1 + a^2 K_0(qd), \quad a^2 = 4e^2/\pi\hbar v_F \epsilon.$$

Здесь константа  $a$  характеризует степень отталкивания,  $K_0$  — функция Макдональда,  $d$  — диаметр проволоки и  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная подложки. Эффект должен существовать при всех значениях  $a$ , так как флуктуации оказываются гораздо слабее, чем в случае локального взаимодействия. Коррелятор является слабоубывающей функцией, что характерно для кулоновского взаимодействия:

$$\langle \delta \hat{\Phi}(t) \delta \hat{\Phi}(0) \rangle = \frac{1}{a} \left( \sqrt{\ln \frac{a\omega_d \omega_0}{V_T^2}} - \sqrt{\ln(\omega_d |t| + 1)} \right),$$

$$\omega_d = \frac{2av_F}{d},$$

где пороговое напряжение

$$V_T = 2W_i \exp \left( -\frac{2}{a} \sqrt{\ln \frac{e}{\epsilon d W_i}} \right).$$

### 5. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ШУМА

В данном разделе будут представлены результаты для спектральной плотности шума в динамическом режиме,

$$G(t) = \int_0^T \langle \hat{I}(t+t') \hat{I}(t') \rangle \frac{dt'}{T}.$$

Из гейзенберговского уравнения (2) можно выразить оператор тока в виде

$$\hat{I}(t) = -2g_0 W_i K_\rho \sin(2\hat{\Phi}_0(t)) + I.$$

Таким образом, функция  $G(t)$  сводится к вычислению следующего коррелятора в точке примеси:

$$G(t) = (2g_0 W_i K_\rho)^2 \int_0^T \langle \sin[2\delta \hat{\Phi}(t+t')] \times \sin[2\delta \hat{\Phi}(t')] \rangle \frac{dt'}{T} = (2g_0 W_i K_\rho)^2 \cos(\omega_0 t) \times \exp \left[ 2 \langle [\delta \hat{\Phi}(t) - \delta \hat{\Phi}(0)]^2 \rangle \right]. \quad (18)$$

Зная вид коррелятора  $\langle \delta \hat{\Phi}(t) \delta \hat{\Phi}(0) \rangle$  из (15), мы находим спектральную плотность шума в частотном представлении:

$$G(\omega) = (2g_0 W_i K_\rho)^2 \left[ \frac{2^{1-K_\rho} \Gamma(1-K_\rho) \sin(\pi K_\rho)}{\sqrt{\pi} \Lambda^{2K_\rho} |\omega - \pi I|^{1-2K_\rho}} \right] + I_0^2 \delta(\omega - \omega_0), \quad (19)$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция. Спектр генерации состоит из линии шума и дельта-пика на частоте  $\omega_0 = 2\pi I/e$ , который пропорционален амплитуде генерации  $I_0$ . Дельта-пик исчезает с ростом частоты, так как амплитуда осцилляций убывает,

$$I_0 = 2g_0 K_\rho W_i \exp(-2\langle \delta \hat{\Phi}^2 \rangle) = 2g_0 W_i K_\rho \left( \frac{2\pi g_0 K_\rho^3 W_i^2}{\Lambda \omega_0} \right)^{K_\rho/(1-2K_\rho)}, \quad g_0 = \frac{e^2}{2\pi\hbar}.$$

Линия шума имеет максимум на частоте  $\omega_0$  и возникает из-за квантовых флуктуаций фазы на примеси. Хвосты этой линии спадают степенным образом. При ненулевой температуре форма линии вблизи максимума при  $|\omega - \omega_0| \ll T$  меняется, приобретая лоренцев вид:

$$G(\omega) \propto \frac{W_i^2 T}{(\pi K_\rho T)^2 + (\omega - \omega_0)^2 (\hbar/k_B)^2},$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана. В случае кулоновского взаимодействия, как было отмечено выше, флуктуации оказываются более подавленными и линия шума становится более узкой:

$$G_\omega \approx \left(\frac{g_0 W_i}{a}\right)^2 \frac{1}{|\omega - \omega_0|} \exp\left[-\frac{2}{a} \sqrt{\ln \frac{\omega_d}{|\omega - \omega_0|}}\right] + I_0^2 \delta(\omega - \omega_0), \quad \omega_d = \frac{2av_F}{d}.$$

Амплитуда колебаний с ростом частоты генерации убывает более медленно:

$$I_0 \approx \frac{g_0 W_i}{a} \exp\left(-\frac{2}{a} \sqrt{\ln \frac{a\omega_d \omega_0}{V_T^2}}\right).$$

### 6. ДИНАМИЧЕСКИЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕХОД

В предыдущих разделах приведенные результаты относятся к нулевой температуре. Ниже рассмотрен эффект ненулевой температуры. Как было отмечено выше, важным параметром, который характеризует динамический режим, является частота  $b$ , которая пропорциональна малой осциллирующей части флуктуаций  $\langle \delta \hat{\phi}^2(t) \rangle$ . Из уравнения (13) мы получили уравнение для  $b$  в случае ненулевой температуры:

$$b = \frac{\pi}{4\omega_0} K_\rho^3 W^2 \left(\frac{4T^2 + b^2}{\Lambda^2}\right)^{K_\rho} \times \exp\left(-\frac{K_\rho T}{b} \operatorname{arctg} \frac{T}{b}\right). \quad (20)$$

Это уравнение имеет ненулевое решение для  $b$  только при  $T < T_c$ . При температуре выше  $T_c$  амплитуда осцилляций резко убывает до нуля и эффект генерации исчезает. При этом потенциал примеси эффективно обращается в нуль и проводимость переходит в обычный баллистический режим. Для локального взаимодействия выражение для  $T_c$  при  $V \gg V_T$  имеет следующий вид:

$$T_c \approx \frac{eV_T}{k_B} \left(\frac{K_\rho^2 eV_T}{\hbar\omega_0}\right)^{1/(1-2K_\rho)}, \quad K_\rho < \frac{1}{2}, \quad (21)$$

а для кулоновского —

$$T_c \approx \frac{e^2 W_i^2}{k_B a^2 \hbar \omega_0} \exp\left(-\frac{4}{a} \sqrt{\ln \frac{a\omega_d \omega_0}{W_i^2}}\right). \quad (22)$$

Из этих результатов следует, что чем выше частота генерации, тем меньше критическая температура, ниже которой существует этот эффект. При напряжении вблизи порога,  $V \sim V_T$ , получаем оценку для  $T_c$ :

$$T_c \approx \frac{eV_T}{k_B}.$$

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы описали новый динамический режим проводимости через примесь в электронной  $1D$ -системе, когда при приложенном постоянном напряжении выше порогового  $V_T$  протекание постоянного тока  $I$  сопровождается генерацией переменного тока на частоте  $f = I/e$ . Эффект существует при температуре ниже  $T_c$  и при кулоновском или сильном локальном взаимодействии в  $1D$ -системе. Величина  $T_c$  определяется частотой генерации, пороговым напряжением и межэлектронным взаимодействием. В полупроводниковых квантовых проволоках частота генерации может попадать в диапазоны СВЧ и терагерцевый, а для порогового напряжения и критической температуры эффекта имеем  $V_T \sim 1$  мВ и  $T_c \sim 10$  К. Вольт-амперные характеристики динамического режима определяются параметрами внешней электрической цепи и длиной  $1D$ -системы и могут иметь  $S$ -образность, ступени или осциллирующую зависимость кондактанса от приложенного напряжения. Спектр сигнала представляет собой дельта-пик и шумовой максимум на частоте генерации. Линия шума возникает из-за наличия флуктуаций в  $1D$ -системе, и ее ширина определяется силой взаимодействия.

### ЛИТЕРАТУРА

1. O. M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby et al., *Science* **308**, 88 (2005).
2. H. W. Yeom, Y. K. Kim, E. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205504 (2005).
3. X. G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2206 (1990); *Phys. Rev. B* **44**, 5708 (1991).
4. A. N. Aleshin, H. J. Lee, Y. W. Park, and K. Akagi, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 196601 (2004).
5. M. Bockrath, D. H. Cobden, J. Lu et al., *Nature (London)* **397**, 598 (1999).

6. H. Ishii, H. Kataura, H. Shiozawa et al., *Nature* **426**, 540 (2003).
7. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1220 (1992).
8. K. A. Matveev and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 990 (1993).
9. A. Furusaki and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **47**, 4631 (1993).
10. S. N. Artemenko, S. V. Remizov, and D. S. Shapiro, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 792 (2008).
11. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, Clarendon Press, Oxford (2003).
12. Z. Ristivojevic and T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 016405 (2008).
13. M. A. Cazalilla, F. Sols, and F. Guinea, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 076401 (2006).
14. S. N. Artemenko and T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 256401 (2007).
15. R. Egger and H. Grabert, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 538 (1996); *Phys. Rev. B* **58**, 10761 (1998).
16. M. Al Ahmad, D. Dragoman, M. Dragoman et al., arXiv:0901.0363v1.