Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 5, с. 321 – 327 © 2020 г. 10 марта

Коллапс резонанса Фано вследствие нелокальности майорановского состояния

С. В. Аксенов[+1)], *М. Ю. Каган*[*× 1)]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр Сибирского отделения РАН", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия*

[×]*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 января 2020 г.
После переработки 10 февраля 2020 г.
Принята к публикации 10 февраля 2020 г.

Одна из главных особенностей майорановского состояния, привлекающая большой интерес к этим возбуждениям в твердотельных системах, заключается в его нелокальном характере. В данной работе демонстрируется, что непосредственным следствием этого является коллапс резонанса Фано в проводимости асимметричного интерференционного устройства, рукава которого соединены одномерным топологическим сверхпроводником. В рамках бесспиновой модели показано, что обнаруженный эффект связан с увеличением кратности вырождения состояния структуры с нулевой энергией в особой точке модели Китаева, приводящим к возникновению связанного состояния в континууме.

DOI: 10.31857/S0370274X20050094

1. Реализация связанных состояний в континууме (ССК) в квантовомеханических системах является частным случаем взаимодействия состояний непрерывного и дискретного спектров, когда гибридизация между ними исчезает [1, 2]. ССК могут быть обусловлены как фундаментальными причинами, связанными определенной симметрией структуры [3], так и случайным обращением в нуль отмеченного взаимодействия при непрерывном изменении параметров [4]. Системы с ССК в идеале обладают бесконечной добротностью, что делает их привлекательными для оптических приложений: лазеров, фильтров и детекторов [5].

Системы квантовых точек являются популярными объектами, где распространены ССК [6]. Это видно уже в простейшем случае двух точек, собственными состояниями которых выступают связанное и антисвязанное. Тогда, нарушая симметрию открытой системы непрерывным изменением параметров туннельного взаимодействия двойной точки с контактами, можно проследить переход от ситуации, когда антисвязанное состояние есть ССК при симметричном параллельном подключении, к ситуации, когда оба состояния имеют одинаковое конечное время жизни при последовательном подключении [7].

В промежуточном случае асимметричного параллельного соединения резонанс кондактанса, относящийся к антисвязанному состоянию, имеет вид особенности Фано [8], ширина которой прямо пропорциональна величине гибридизации этого состояния с континуумом. Похожая картина наблюдается и при учете фазы Ааронова–Бома [9, 10]. В результате, в сильно асимметричной транспортной геометрии кондактанс характеризуется наличием широкого резонанса Брейта–Вигнера и узкого резонанса Фано, подобно эффекту Дикке в оптике [11]. Таким образом, резонанс Фано можно интерпретировать как некоторый прекурсор ССК, а его коллапс является точкой в параметрическом пространстве, где ССК возникает [12, 13]. Увеличение числа точек в структуре приводит к росту числа ССК [14]. Учет многочастичных эффектов также приводит к реализации дополнительных ССК и резонансов Фано [15, 16]. В свою очередь, спин-орбитальное взаимодействие и зеемановское расщепление позволяют реализовать эффект спиновой фильтрации на основе этих особенностей [17, 18]. Заметим, что возникновение ССК в обсуждаемых системах является естественным следствием их неодномерности в реальном или энергетическом пространстве [19, 20].

Явление топологической сверхпроводимости привлекает большое внимание исследователей во многом перспективами реализации квантовых вычисле-

[1)]e-mail: asv86@iph.krasn.ru; kagan@kapitza.ras.ru

ний, устойчивых к действию процессов, нарушающих фазу состояния кубита. Одним из сценариев, позволяющих реализовать майорановское состояние (МС) в 1D системах на практике, является сочетание трех факторов: спин-орбитального взаимодействия, сверхпроводящего спаривания и магнитного поля [21–23]. В этом случае при определенном соотношении между параметрами в нормальной фазе возникает нечетное количество точек Ферми при $k \geq 0$ (k – волновой вектор). В результате реализуется сверхпроводящее спаривание электронов из одной подзоны, т.е. эффективное спаривание p-типа. Таким образом, проволока становится эквивалентной цепочке Китаева – идеализированной 1D системе, в которой впервые было показано возникновение МС [24]. Важность спин-орбитального взаимодействия также подчеркивается тем, что самосопряженный оператор квазичастичного возбуждения с нулевой энергией не может иметь вид $\beta = ua_{\uparrow} + va_{\downarrow}^{+}$. В ряде экспериментов по туннельной спектроскопии полупроводниковых проволок InAs, InSb с сильной спин-орбитальной связью и наведенным сверхпроводящим спариванием (далее для краткости будем использовать аббревиатуру СП – сверхпроводящая проволока) приводились аргументы в пользу реализации МС в отмеченных структурах [25].

Однако, несмотря на прогресс в технологиях эпитаксиального роста и методах измерения [26], полученное квантование проводимости при нулевом напряжении не является достаточным свидетельством установления топологически нетривиальной фазы в упомянутых структурах [27]. В результате, на сегодняшний день насущной задачей является поиск альтернативных путей детектирования МС [28], в частности, используя нелокальной характер этого возбуждения. В работе [29] изучались транспортные свойства симметричного кольца Ааронова–Бома, рукава которого соединены мостиком в виде СП (см. рис. 1 при $t_1 = t_2$). Было показано, что если проволока находится в нетривиальной фазе, то в кондактансе наблюдается эффект Дикке. При этом свойства резонанса Фано зависят от величины перекрытия майорановских волновых функций, локализованных на противоположных концах СП.

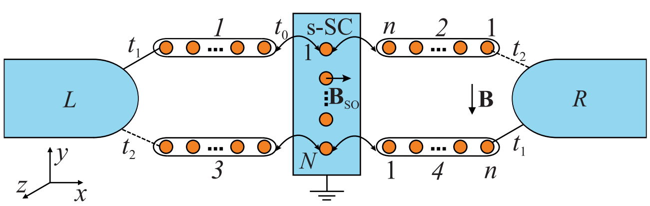

Рис. 1. (Цветной онлайн) Кольцо Ааронова–Бома, рукава которого соединены сверхпроводящей проволокой со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

В данной статье рассмотрено асимметричное кольцо, изображенное на рис. 1, где под асимметрией понимается неодинаковость параметров туннелирования между контактами и устройством, $t_1 \neq t_2$. Показано, что в отличие от рассмотренной ранее симметричной геометрии [29] в кондактансе асимметричного устройства возникают новые резонансы Фано. Обнаружено, что их ширина прямо пропорциональна величине нелокальности состояния СП с наименьшей энергией. Другими словами, чем сильнее плотность вероятности концентрируется на краях, тем уже резонанс Фано. В результате, в предельном случае двух невзаимодействующих майорановских фермионов данная особенность кондактанса исчезает.

2. Особенности квантового транспорта, которые будут обсуждаться ниже, связаны с присутствием СП. Ее гамильтониан имеет вид

$$\hat{H}_W =$$
$$= \sum_{j=1}^{N} \left[\sum_{\sigma} \xi a_{j\sigma}^{+} a_{j\sigma} + \left(\Delta a_{j\uparrow}^{+} a_{j\downarrow}^{+} + i h a_{j\uparrow}^{+} a_{j\downarrow} + \text{h.c.} \right) \right] +$$
$$+ \frac{1}{2} \sum_{\sigma; j=1}^{N-1} \left[-t a_{j\sigma}^{+} a_{j+1,\sigma} + i \alpha \sigma a_{j\bar{\sigma}}^{+} a_{j+1,\sigma} + \text{h.c.} \right], \quad (1)$$

где $\xi = \epsilon_d - \mu$ – одноузельная энергия, которая управляется энергией электрического поля затвора, ϵ_d; μ – химический потенциал; t – параметр перескока между ближайшими узлами; α – интенсивность спин-орбитального взаимодействия Рашбы; Δ – параметр сверхпроводящего спаривания s-типа; h – зеемановская энергия, связанная с магнитным полем в плоскости устройства, $\mathbf{B}$. Тогда топологически нетривиальная фаза реализуется, если выполняется неравенство [21, 22]

$$(\xi - t)^2 + \Delta^2 < h^2 < (\xi + t)^2 + \Delta^2. \quad (2)$$

Заметим, что хотя α формально не входит в (2), наличие спин-орбитальной связи необходимо для возникновения МС, как отмечалось в разделе 1. Причем эффективное поле Рашбы, $\mathbf{B}_{\mathrm{SO}}$, должно быть ориентировано перпендикулярно направлению зеемановского поля $\mathbf{B}$. В дальнейшем при расчетах все энергетические величины будут измеряться в единицах t: $t = 1$, $\Delta = 0.25$, $\alpha = 0.2$, $\mu = 0$.

Проволоки в нормальной фазе (НП), которые являются рукавами кольца (см. рис. 1), предполагаются одинаковыми. Их гамильтонианы, $\hat{H}_{1-4}$, получаются из (1) при $\Delta = \alpha = 0$. Связь между СП и НП описывается туннельным гамильтонианом,

$$\hat{H}_T = -t_0 \sum_{\sigma} \left[\left(b^{+}_{Ln\sigma} + b^{+}_{Rn\sigma} \right) a_{1\sigma} + \right.$$
$$\left. + \left(d^{+}_{L1\sigma} + d^{+}_{R1\sigma} \right) a_{N\sigma} \right] + \text{h.c.}, \quad (3)$$

где t_0 – параметр перескока между крайними узлами СП и НП; $b^{+}_{L(R)n\sigma}$ – оператор рождения электрона со спином σ на последнем узле левой (правой) верхней НП; $d^{+}_{L(R)1\sigma}$ – оператор рождения электрона со спином σ на первом узле левой (правой) нижней НП. В свою очередь, связь устройства (СП + НП) с контактами также описывается туннельным гамильтонианом, который в то же время выступает в роли оператора взаимодействия при применении диаграммной техники для неравновесных функций Грина,

$$\hat{V} = -\sum_{k\sigma} \left[c^{+}_{Lk\sigma} \left(t_1 b_{L1\sigma} + t_2 d_{Ln\sigma} \right) + \right.$$
$$\left. + c^{+}_{Rk\sigma} \left(t_2 b_{R1\sigma} + t_1 d_{Rn\sigma} \right) \right] + \text{h.c.}, \quad (4)$$

где $c^{+}_{L(R)k\sigma}$ – оператор рождения электрона с волновым вектором k и спином σ в левом (правом) контакте; $t_{1,2}$ – параметры перескока между контактами и устройством. Гамильтониан i-го контакта ($i = L,\ R$) имеет простую форму, $\hat{H}_i = \sum_k \left(\epsilon_k - \mu_i \right) c^{+}_{ik\sigma} c_{ik\sigma}$, где $\mu_{L,R} = \mu \pm eV/2$ – электрохимический потенциал контактов, учитывающий приложенное напряжение смещения.

Для расчета стационарного тока через устройство удобно диагонализовать его гамильтониан, $\hat{H}_D = \hat{H}_W + \sum_{i=1}^{4} \hat{H}_i + \hat{H}_T$, используя операторы Намбу в узельном представлении, $\hat{f}_j = \left(f_{j\uparrow}\ f^{+}_{j\downarrow}\ f_{j\downarrow}\ f^{+}_{j\uparrow} \right)^T$, где $f_{j\sigma}$ – оператор уничтожения электрона со спином σ на j-ом узле НП или СП [29]. Тогда можно определить матричную неравновесную функцию Грина кольца следующим образом:

$$\hat{G}^{ab} \left(\tau, \tau' \right) = -i \left\langle T_C \hat{\Psi} \left(\tau_a \right) \otimes \hat{\Psi}^{+} \left(\tau'_b \right) \right\rangle, \quad (5)$$

где T_C – оператор упорядочения на временном контуре Келдыша, состоящем из нижней (индекс +) и верхней (индекс −) частей [30]; $a, b = +, -$; $\hat{\Psi}$ имеет размерность $4\,(N + 4n) \times 1$, т.е. включает операторы Намбу и СП, и всех НП,

$$\hat{\Psi} = \left(\hat{b}_{L1} ... \hat{b}_{Ln} \hat{d}_{L1} ... \hat{d}_{Ln} \hat{a}_1 ... \hat{a}_N \hat{b}_{R1} ... \hat{b}_{Rn} \hat{d}_{R1} ... \hat{d}_{Rn} \right)^T. \quad (6)$$

Электронный ток в левом контакте записывается как $I = e \left\langle \dot{N}_L \right\rangle$ ($N_L = \sum_{k\sigma} c^{+}_{Lk\sigma} c_{Lk\sigma}$ – оператор числа частиц в левом контакте). Решая уравнение Гейзенберга, получим ($\hbar = 1$)

$$I = 2e \sum_k Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{t}^{+}_1 (t)\, \hat{G}^{+-}_{k,L1} (t,t) + \right. \right.$$
$$\left. \left. + \hat{t}^{+}_n (t)\, \hat{G}^{+-}_{k,Ln} (t,t) \right\} \right], \quad (7)$$

где $\hat{\sigma} = \text{diag}\,(1, -1, 1, -1)$; диагональные матрицы $\hat{t}_{1,n}$ являются функциями времени в результате унитарного преобразования [31], переводящего зависимость от напряжения в оператор $\hat{V}$,

$$\hat{t}_{1,n} = \frac{t_{1,2}}{2} \text{diag} \left(e^{-i\frac{eVt}{2}}, e^{i\frac{eVt}{2}}, e^{-i\frac{eVt}{2}}, e^{i\frac{eVt}{2}} \right) \cdot \hat{\sigma}. \quad (8)$$

В формуле (7) смешанные функции Грина имеют вид $\hat{G}^{+-}_{k,L1} = i \left\langle \hat{b}^{+}_{L1} \otimes \hat{c}_{Lk} \right\rangle$, $\hat{G}^{+-}_{k,Ln} = i \left\langle \hat{d}^{+}_{Ln} \otimes \hat{c}_{Lk} \right\rangle$. Поскольку $\hat{H}_D$ в пространстве операторов Намбу имеет вид гамильтониана свободных частиц, то при раскрытии средних в $\hat{G}^{+-}_{k,L1}$ и $\hat{G}^{+-}_{k,Ln}$ следует использовать те же принципы, что и для средних от T_C-упорядоченного произведения операторов вторичного квантования [32, 33]. В результате выражение (7) при $t \to 0$ переходит в

$$I = 2e \int_C d\tau_1 Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{\Sigma}^{+a}_{L1,L1} (-\tau_1)\, \hat{G}^{a-}_{L1,L1} (\tau_1) + \right. \right. \quad (9)$$
$$+ \hat{\Sigma}^{+a}_{Ln,Ln} (-\tau_1)\, \hat{G}^{a-}_{Ln,Ln} (\tau_1) + \hat{\Sigma}^{+a}_{L1,Ln} (-\tau_1)\, \hat{G}^{a-}_{Ln,L1} (\tau_1) +$$
$$\left. \left. + \hat{\Sigma}^{+a}_{Ln,L1} (-\tau_1)\, \hat{G}^{a-}_{L1,Ln} (\tau_1) \right\} \right],$$

где $\hat{\Sigma}^{+a}_{Li,Lj} (-\tau_1) = \hat{t}^{+}_i (0)\, \hat{g}^{+a}_{Lk} (-\tau_1)\, \hat{t}_j (\tau_1)$ – собственно-энергетические функции левого контакта ($i, j = 1, n$); $\hat{g}^{+a}_{Lk} (-\tau_1)$ – затравочная функция Грина левого контакта. Интегрируя по времени τ_1 и применяя преобразование Фурье, находим

$$I = e \sum_{i,j=1,n} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{\Sigma}^{r}_{Li,Lj} (\omega)\, \hat{G}^{+-}_{Lj,Li} (\omega) + \right. \right.$$
$$\left. \left. + \hat{\Sigma}^{+-}_{Li,Lj} (\omega)\, \hat{G}^{a}_{Lj,Li} (\omega) \right\} \right]. \quad (10)$$

Дальнейшее преобразование формулы (10) дает возможность получить явный вид компонент, связанных с локальным андреевским отражением и нелокальным переносом носителей. Однако в виду громоздкости эти выражения здесь не приводятся.

Заметим, что поскольку в системе отсутствуют многочастичные взаимодействия, то функции Грина в подынтегральном выражении (10) определяются с учетом всех процессов туннелирования между устройством и контактами [33]. В частности, $\hat{G}^{a}_{Lj,Li}$ – блок матрицы опережающей функции Грина всего устройства, $\hat{G}^{a}$ определяется из уравнения Дайсона,

$$\hat{G}^{a} = \left[\left(\omega - \hat{h}_D - \hat{\Sigma}^{r}(\omega)\right)^{-1}\right]^{+}, \qquad (11)$$

где $\hat{\Sigma}^{r}(\omega)$ – матрица запаздывающей собственно-энергетической функции, отражающей влияние обоих контактов на кольцо. В ходе дальнейших численных расчетов будем пользоваться популярным приближением широкозонных контактов, когда можно пренебречь реальными частями собственно-энергетических функций, а мнимые части рассматривать постоянными (см., например, [34]). Тогда имеем следующие ненулевые блоки $\hat{\Sigma}^{r}$:

$$\hat{\Sigma}^{r}_{L1,L1} = \hat{\Sigma}^{r}_{Rn,Rn} = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{11}, \hat{\Sigma}^{r}_{R1,R1} = \hat{\Sigma}^{r}_{Ln,Ln} = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{22},$$
$$\hat{\Sigma}^{r}_{L1,Ln} = \hat{\Sigma}^{r}_{R1,Rn} = \hat{\Sigma}^{r}_{Ln,L1} = \hat{\Sigma}^{r}_{Rn,R1} = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{12}, \qquad (12)$$

где $\hat{\Gamma}_{ii} = \Gamma_{ii}\hat{I}_4$, $\Gamma_{ii} = 2\pi t_i^2\rho$ – функции уширения уровней устройства за счет взаимодействия с контактом ($i = 1, 2$); ρ – плотность состояний контакта; $\Gamma_{12} = \sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}$; $\hat{I}_4$ – единичная матрица 4×4. При непосредственном рассмотрении асимметричного (симметричного) кольца будем предполагать, что $\Gamma_{22} = \Gamma_{11}/2 = 0.01$ ($\Gamma_{22} = \Gamma_{11} = 0.01$).

Блоки $\hat{G}^{+-}_{Li,Lj}$ в (10) получаются из решения уравнения Келдыша, $\hat{G}^{+-} = \hat{G}^{r}\hat{\Sigma}^{+-}\hat{G}^{a}$. Заметим, что поскольку рассматривается режим, когда все переходные процессы завершены, то затравочные функции Грина устройства в данное уравнение не входят [33]. При этом ненулевые блоки $\hat{\Sigma}^{+-}$ равны

$$\hat{\Sigma}^{+-}_{\alpha i,\alpha j} = -2\hat{\Sigma}^{r}_{\alpha i,\alpha j}\hat{F}_{\alpha}, \qquad \alpha = L, R, \qquad i, j = 1, n,$$
$$\hat{F}_{L(R)} = \mathrm{diag}\Big(n(\omega \pm eV/2),\ n(\omega \mp eV/2), \qquad (13)$$
$$n(\omega \pm eV/2),\ n(\omega \mp eV/2)\Big),$$

где $n(\omega \pm eV/2)$ – функции Ферми–Дирака.

3. Обратимся к результатам численного расчета квантового транспорта в режиме линейного отклика и низких температур (eV, $k_BT \approx 0$) в системе, изображенной на рис. 1. Для начала рассмотрим предельный случай кольца с минимальным числом узлов, $n = 1$, $N = 2$. На рисунке 2a представлена зависимость энергий четырех первых состояний, E_{1-4}, от энергии электрического поля затвора. При h, $\alpha = 0$ энергии вырождены попарно (см. тонкие пунктирные кривые). Кроме того, поскольку сверхпроводящее спаривание в кольце неоднородно, то при $\epsilon_d \neq 0$ реализуется щель. Однако в нулевом поле затвора имеем $E_{1-4} = 0$, вследствие чего кондактанс, $G = dI/dV$, содержит резонанс только при $\epsilon_d = 0$ (см. пунктир на рис. 2b).

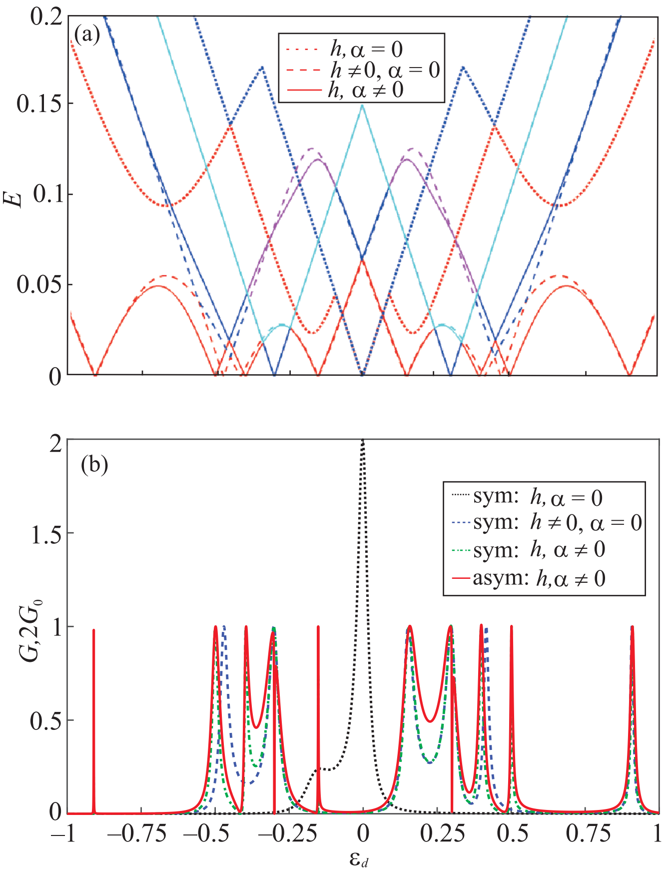

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости энергий возбуждения, E_{1-4} (a) и кондактанса (b) кольца, состоящего из шести узлов, от энергии поля затвора. Параметры: $n = 1$, $N = 2$, $t_0 = 0.5$, $h = 0.3$

При $h > \Delta$ щель подавляется, а также удваивается количество нулей в спектре за счет зеемановского расщепления (см. пунктирные кривые на рис. 2a). Как следствие, число максимумов кондактанса увеличивается, что показано штриховой кривой на рис. 2b. Однако не все нули энергий возбуждения проявляются в виде резонансов проводимости, что говорит о наличии ССК [7, 10]. Существует несколько путей сделать их время жизни конечным. Например, можно нарушить пространственную симметрию собственных состояний кольца введением спин-орбитального взаимодействия [35]. В результате нули спектра возбуждений, связанные с СП, испытывают небольшое смещение, а в кондактансе появляются резонансы Фано (см. сплошные и штрихпунктирную кривые на рис. 2a и b соответственно). Таким образом, для реализации эффекта Дикке в симметричном кольце со сверхпроводящей центральной областью необходимо совместное действие магнитного поля и спин-орбитальной связи.

Стоит заметить, что при $\epsilon_d = \pm h$ состояние с нулевой энергией остается двукратно вырожденным и при $\alpha \neq 0$. Подобное вырождение также вызвано симметрией рассматриваемого кольца и указывает на существование дополнительных ССК [36, 37]. Их присутствие можно наблюдать в проводимости, если ввести асимметрию параметров туннелирования в контакты. Как показано на рис. 2b сплошной кривой, в этом случае появляются дополнительные резонансы Фано при $\epsilon_d = \pm h$. Аналогичный эффект возникает при учете фазы Ааронова–Бома [9, 10].

Если кольцо содержит большее число узлов в НП и СП, $N = 30$, $n = 20$, то эффект Дикке также имеет место при выполнении условия (2) и $\alpha \neq 0$ [29]. Данный режим означает реализацию топологически нетривиальной фазы в СП. На рисунке 3a сплошной кривой изображена пара резонансов, Фано и Брейта–Вигнера, в проводимости симметричного кольца ($n = 20$, $N = 30$) как функции зеемановской энергии. Как отмечалось ранее, свойства резонанса Фано в таком случае зависят от степени локализации МС, что позволяет использовать данное устройство для детектирования этих возбуждений.

Дополнительные особенности транспорта, связанные с нелокальностью МС, имеют место при рассмотрении асимметричного кольца. В этом случае возникает дополнительный узкий резонанс Фано рядом с широким антирезонансом (см. пунктирную кривую на рис. 3a). Важно заметить, что с ростом длины мостика широкий антирезонанс приближается к узкому пику Фано. В свою очередь, последний коллапсирует, что хорошо видно на рис. 3b, и появляется ССК. Другими словами, можно говорить о своеобразной топологической блокаде эффекта Фано, связанного с асимметрией транспортных процессов в кольце, поскольку соответствующий резонанс исчезает именно в силу нелокальности низкоэнергетического возбуждения в СП.

Чтобы объяснить механизм, приводящий к коллапсу резонанса Фано, важно напомнить, что последний определяется ССК, возникающим за счет вырождения собственных состояний закрытой системы с нулевой энергией. Следовательно, исчезновение ре-

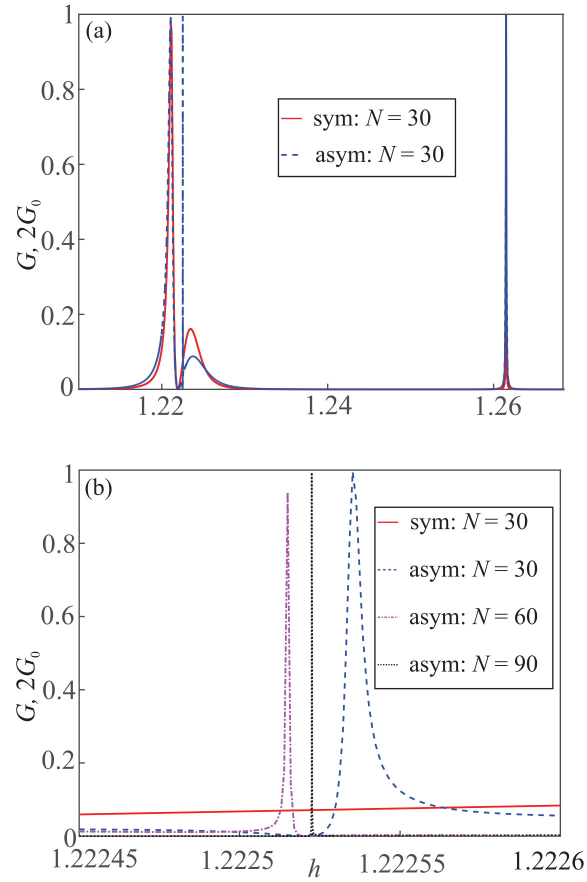

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Возникновение резонанса Фано за счет асимметрии туннельных процессов в кольце. (b) – Коллапс резонанса Фано, индуцированного на рис. 3a, с ростом нелокальности МС. Параметры: $n = 20$, $N = 30$, $t_0 = 0.1$, $\epsilon_d = 1$

зонанса Фано может указывать на увеличение кратности вырождения этого состояния, если перекрытие майорановских волновых функций становится пренебрежимо малым. Для проверки этой гипотезы обратимся к бесспиновой модели кольца с $n = 1$. В данной ситуации в роли мостика используем цепочку Китаева с четным числом узлов [24]. Тогда при $\epsilon_d = \mu = 0$ гамильтониан кольца имеет вид

$$H_D = \sum_{j=1}^{N-1} \left(-t a_j^+ a_{j+1} + \Delta a_j^+ a_{j+1}^+\right) - \\ - t_0 a_1^+ \left(b_{Ln} + b_{Rn}\right) - t_0 a_N^+ \left(d_{L1} + d_{R1}\right) + \text{h.c.} \quad (14)$$

Диагонализуя гамильтониан (14), получим следующее уравнение на спектр:

$$E^4 \left(E \cdot P_1 - 2t_0^2 \delta_1^{N/2-1}\right) \left(E \cdot P_2 + 2t_0^2 \delta_1^{N/2-1}\right) \times \\ \times \left(E \cdot P_3 - 2t_0^2 \delta_2^{N/2-1}\right) \left(E \cdot P_4 + 2t_0^2 \delta_2^{N/2-1}\right) = 0, (15)$$

где $\delta_{1,2} = t \mp \Delta$; P_i – i-й полином $N/2$-й степени, причем в силу электрон-дырочной симметрии $P_{2,4} = P_{1,3}\,(E \to -E)$. Из (15) вытекает, что в особых точках модели Китаева, $\Delta = \pm t$, когда волновые функции майорановских фермионов не перекрываются, кратность вырождения состояния с нулевой энергией возрастает при $N > 2$, что и приводит к подавлению узкого резонанса Фано на рис. 3b.

Для большей наглядности обратимся к рассмотрению данной системы в представлении Майорана, $a_j = (\gamma_{1j} + i\gamma_{2j})/2$, где $\gamma_{ij} = \gamma_{ij}^+$ $(i = 1, 2)$. На рисунках 4a и b изображены устройства в рамках данного описания в особой точке модели Китаева, $\Delta = t$, с $N = 2$ и $N > 2$ соответственно (прямыми линиями обозначается взаимодействие между майорановскими фермионами разного сорта). Видно, что в первом случае верхний и нижний рукава остаются связанными из-за отсутствия сверхпроводящего спаривания в горизонтальных направлениях. Во втором случае устройство разделяется на верхнюю и нижнюю идентичные подсистемы. Каждая из них включает две цепочки взаимодействующих квазичастиц. Собственные энергии цепочки только с двумя связями в горизонтальном направлении равны $E_1 = 0$, $E_{2,3} = \pm t_0/\sqrt{2}$. В случае же добавления вертикальной связи (аналогично модели Фано–Андерсона) имеем $E_{1,2} = 0$, $E_{3,4} = \pm\sqrt{t^2 + t_0^2/2}$. Таким образом, именно возникновение Т-образных структур майорановских фермионов приводит к подавлению резонанса Фано в асимметричном кольце. Заметим, что поскольку нелокальность МС никак не зависит от соотношения параметров туннелирования между подсистемами (контакты, НП, СП), то обсуждавшийся эффект имеет универсальный характер, реализуясь и в наиболее общей ситуации, характерной для эксперимента, когда все эти величины отличаются. Кроме того, из рис. 4 становится очевидным, что просто при

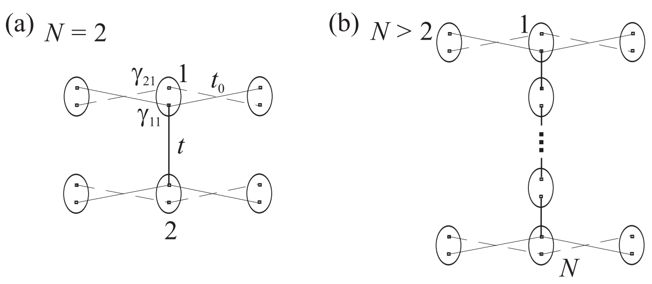

Рис. 4. Кольцо с $n = 1$ в представлении операторов Майорана для $N = 2$ (a) и $N > 2$ (b) при $\Delta = t$

$t = 0$, т.е. в случае двух несвязанных рукавов, резонанс Фано не подавляется. Стоит подчеркнуть, что в симметричном случае описанный резонанс Фано не возникает принципиально.

4. В настоящей работе исследованы особенности низкоэнергетического квантового транспорта, связанные с асимметрией кинетических процессов в кольце Ааронова–Бома, рукава которого соединяются СП в топологически нетривиальной фазе. Обнаружено, что резонанс Фано, возникающий вследствие описанного нарушения симметрии, коллапсирует с ростом длины мостика или, другими словами, когда перекрытие майорановских волновых функций становится пренебрежимо малым. Для объяснения эффекта была рассмотрена бесспиновая модель кольца, в которой в качестве СП выступает цепочка Китаева. В результате аналитического расчета спектра такой системы продемонстрировано увеличение кратности вырождения состояния с нулевой энергией в особых точках модели Китаева при $N > 2$ за счет возникновения Т-образных цепочек майорановских фермионов, что является прямым следствием нелокальности МС.

Мы благодарим В. В. Валькова и А. Д. Федосеева за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН # 32 “Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий”, Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 19-02-00348, 20-32-70059, 20-02-00015), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: “Кулоновские взаимодействия в проблеме реализации майорановских мод в низкоразмерных системах с нетривиальной топологией” (# 19-42-240011). С. В. Аксенов выражает благодарность гранту Президента РФ МК-3722.2018.2 за оказанную поддержку. М. Ю. Каган благодарит Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ за поддержку.

1. J. von Neumann and E. Wigner, Phys. Z **30**, 465 (1929).
2. C. W. Hsu, B. Zhen, A. Douglas Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, Nat. Rev. Mater. **1**, 16048 (2016).
3. R. L. Schult, D. G. Ravenhall, and H. W. Wyld, Phys. Rev. B **39**, 5476 (1989).
4. H. Friedrich and D. Wintgen, Phys. Rev. A **32**, 3231 (1985).
5. J. M. Foley, S. M. Young, and J. D. Phillips, Phys. Rev. B **89**, 165111 (2014).
6. М. Ю. Каган, С. В. Аксенов, Письма в ЖЭТФ **107**, 512 (2018).
7. M. L. Ladron de Guevara, F. Claro, and P. A. Orellana, Phys. Rev. B **67**, 195335 (2003).
8. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

9. P. A. Orellana, M. L. Ladron de Guevara, and F. Claro, Phys. Rev. B **70**, 233315 (2004).
10. H. Lu, R. Lu, and B.-F. Zhu, Phys. Rev. B **71**, 235320 (2005).
11. R. H. Dicke, Phys. Rev. **89**, 472 (1953).
12. C. S. Kim and A. M. Satanin, JETP **88**, 118 (1999).
13. C. S. Kim, A. M. Satanin, Y. S. Joe, and R. M. Cosby, JETP **89**, 144 (1999).
14. W. Gong, Y. Han, and G. Wei, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 175801 (2009).
15. A. F. Sadreev and T. V. Babushkina, JETP Lett. **88**, 360 (2008).
16. M. Yu. Kagan, V. V. Val'kov, and S. V. Aksenov, Phys. Rev. B **95**, 035411 (2017).
17. M. L. Vallejo, M. L. Ladron de Guevara, and P. A. Orellana, Phys. Lett. A **374**, 4928 (2010).
18. M. Yu. Kagan, V. V. Val'kov, and S. V. Aksenov, J. Magn. Magn. Mater **440**, 15 (2017).
19. H.-W. Lee, Phys. Rev. Lett. **82**, 2358 (1999).
20. A. F. Sadreev and I. Rotter, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 11413 (2003).
21. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **105**, 077001 (2010).
22. Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, Phys. Rev. Lett. **105**, 177002 (2010).
23. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, А. О. Злотников, М. С. Шустин, С. В. Аксенов, Письма в ЖЭТФ **110**, 126 (2019).
24. A. Yu. Kitaev, Phys. Usp. **44**, 131 (2001).
25. V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, Science **336**, 1003 (2012).
26. H. Zhang, C.-X. Liu, S. Gazibegovic et al. (Collaboration), Nature **556**, 74 (2018).
27. C.-X. Liu, J. D. Sau, T. D. Stanescu, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **96**, 075161 (2017).
28. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, М. С. Шустин, Письма в ЖЭТФ **106**, 762 (2017).
29. V. V. Val'kov, M. Yu. Kagan, and S. V. Aksenov, J. Phys.: Cond. Mat. **31**, 225301 (2019).
30. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
31. D. Rogovin and D. J. Scalapino, Ann. Phys. (N.Y.) **86**, 1 (1974).
32. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений*, Наука, М. (1977).
33. П. И. Арсеев, УФН **185**, 1271 (2015).
34. П. И. Арсеев, Н. С. Маслова, В. Н. Манцевич, ЖЭТФ **142**, 156 (2012).
35. M. P. Nowak, B. Szafran, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **84**, 235319 (2011).
36. A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. Rev. C **67**, 054322 (2003).
37. A. F. Sadreev, E. N. Bulgakov, and I. Rotter, Phys. Rev. B **73**, 235342 (2006).