

Зависящее от спина туннелирование в магнитном поле для переходов, содержащих металлы с волнами зарядовой плотности

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

E-mail: collphen@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 11 января 2006 г.

В окончательной редакции 27 марта 2006 г.)

Рассчитаны зависимости дифференциальной туннельной проводимости G от напряжения на контакте V во внешнем магнитном поле H для двух типов переходов, которые включают нормальные или сверхпроводящие металлы с волнами зарядовой плотности (charge density waves — CDW). Первый тип — это ассимметричный контакт CDW-металл (CDWM)–диэлектрик (I)–ферромагнетик (FM). Вычисления для него показывают, что происходит расщепление между компонентами $G(V)$, соответствующими туннелированию электронов со спинами, ориентированными вдоль направления H и навстречу ему, подобное имеющему место в случае, когда вместо CDWM-электрода используется сверхпроводник (S). Второй тип — это переход между двумя CDWM-электродами, которые могут быть нормальными или сверхпроводящими (CDWS). Если хотя бы один из CDWM-электродов нормален и $H \neq 0$, то $G(V)$ также будет обнаруживать спиновое расщепление. Для обоих типов туннельного перехода вид $G(V)$ зависит от фаз параметров порядка CDW.

Авторы благодарят Фонд Юзефа Мьяновского и Фонд содействия польской науке за помощь в сотрудничестве с Варшавским университетом и Институтом физики Польской академии наук.

PACS: 74.50.+r, 85.75.Mm, 73.40.Gk, 71.45.Lr

1. Введение

Поскольку электроны обладают не только зарядом, но и спином, появляется возможность управления токами, поляризованными по спину, и как следствие спин-закодированными потоками информации. Такая возможность уже реализована, эта ветвь электроники называется спиновой электроникой или спинтроникой [1]. Среди различных применений спинтроники выделяется метод, изобретенный Tedrow и Meservey (TM) [2]. Они обнаружили, что спиновая поляризация P электронов сохраняется при их туннелировании через переход FM– I – S (FM — ферромагнетик, I — диэлектрик, S — сверхпроводник). Щелевой характер плотности состояний (DOS) квазичастиц в BCS-сверхпроводниках (BCS — Bardeen–Cooper–Schrieffer) позволяет обнаружить эту поляризацию и измерить ее количественно, если туннельный переход находится во внешнем магнитном поле H (следует отметить, что связь между значением P , найденным таким способом, и спиновой поляризацией электронов в самом FM в общем случае неоднозначна [3]). Важным обстоятельством является то, что в TM-конфигурации пики туннельной проводимости $G(V) = dJ/dV$ (где V — напряжение смещения на переходе, J — квазичастичный туннельный ток) расщепляется на спин-поляризованные составляющие G^\pm только в том случае, если хотя бы один из электродов — нормальный металл. (Здесь и далее верхний и нижний знаки соответствуют направлениям спиновой поляризации „меньшинства“ и „большинства“ тунне-

лирующих электронов по отношению к направлению поля H ; мнемоническое правило состоит в том, что энергетические уровни „меньшинства“ находятся выше, чем таковые у „большинства“.) Если же оба электрода — сверхпроводники, то при отсутствии переворота спина расщепление отсутствует, поскольку энергетические уровни квазичастиц на краях сверхпроводящих щелей обоих электродов смещаются на одну и ту же величину и в одну и ту же сторону для каждого направления спина.

Тем не менее продуктивный для определения P TM-метод при его применении наталкивается на ряд трудностей. Прежде всего отметим, что спин-орбитальное взаимодействие сдвигает те из $G^\pm(V)$ пиков, которые были более разнесены вдоль оси V , по направлению к менее разнесенным компонентам, имеющим противоположную спиновую ориентацию, вплоть до полного их слияния [4]. Как известно, интенсивность спин-орбитального рассеяния \hbar/τ_{so} пропорциональна Z^4 , где \hbar — постоянная Планка, τ_{so} — время спин-орбитального рассеяния, Z — атомное число материала электрода [5], так что размерный параметр b , который определяет ухудшение спинового расщепления, равняется $\hbar/3\tau_{so}\Delta \propto Z^4/\Delta$ [4]. Здесь Δ — амплитуда сверхпроводящей щели. Поэтому для того, чтобы наблюдать TM-эффект, нужно использовать по возможности либо более высокотемпературные сверхпроводящие материалы, либо сверхпроводники, состоящие из легких элементов. Эти требования могут оказаться противоречащими друг другу.

Существует и другое явление, которое может сделать спиновое расщепление $G(V)$ неразличимым. Речь идет о главном эффекте, свойственном обычным BCS-сверхпроводникам в магнитном поле, т.е. об орбитальном диамагнитном эффекте Мейснера. С другой стороны, обсуждаемое в настоящей работе зеэмановское парамагнитное влияние H является в обычных сверхпроводниках предшественником разрушения куперовских пар, которое происходит при H выше так называемого парамагнитного предела H_p [6]. Для подавляющего большинства объемных сверхпроводников H_p превышает определяемое диамагнитным эффектом верхнее критическое магнитное поле H_{c2} , хотя существуют и известные исключения, такие, например, как α -(BEDT-TTF)₂KHg(SCN)₄ [7] и κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ [8] (см. обсуждение возможных причин такого поведения в работах [9,10]). Следовательно, чтобы подавить мейснеровский диамагнетизм, необходимо воспользоваться сверхпроводящими электродами в виде тонких пленок [2].

В то же время существует целый класс твердотельных объектов: диэлектрики и металлы с волнами зарядовой плотности (CDW), парамагнитные свойства которых во многом подобны свойствам сверхпроводников [11], но щелевые особенности в энергетическом спектре вызваны не куперовским, а электрон-дырочным спариванием. Поэтому в качестве составных элементов туннельных датчиков ферромагнитной поляризации мы предлагаем использовать нормальные и сверхпроводящие металлы с волнами зарядовой плотности (CDWM, CDWS), которые имеют несомненные преимущества перед обычными сверхпроводниками.

Анализ туннельных токов в переходах FM-I-CDWM составляет первую часть настоящей работы. Вторая ее часть посвящена рассмотрению симметричных переходов CDWM(CDWS)-I-CDWM(CDWS), где вольт-амперные ($J-V$) характеристики существенно отличаются от таковых в переходах S-I-S. В частности, спиновое расщепление $G(V)$ проявляется в них [12] из-за существования в CDWM недиелектризованных (бесщелевых) участков на поверхности Ферми (ПФ) даже при температурах ниже температуры структурного фазового перехода T_d [9]. Это происходит из-за того, что $J-V$ -характеристики переходов CDWM-I-CDWM сочетают особенности как несимметричных, так и симметричных туннельных контактов. Зависимость туннельной проводимости от фаз φ_i параметров порядка CDW $\tilde{\Sigma}_i \equiv \Sigma_i e^{i\varphi_i}$ — другая специфическая черта переходов с CDWM по сравнению с зависимостями $G(V)$ для структур FM-I-S или S-I-S. Различие обусловлено тем, что так называемая межзонная „нормальная“ температурная функция Грина \mathcal{S}_c играет ту же роль для пайерлсовского или экситонного диэлектрика с CDW, что и аномальная функция Горькова-Грина \mathcal{F} в сверхпроводниках [13]. Поэтому квазичастичный ток $J(V)$ до некоторой степени является аналогом джозефсоновского туннельного тока между сверхпроводниками.

В заключении обсуждаются конкретные материалы для CDWM-электродов, а также возможность наблюдения предсказанных эффектов.

2. Формулировка задачи

2.1. Модель CDW-металла. Будем исходить из гамильтониана Билбро-МакМиллана для частично диэлектризованного сверхпроводящего CDWM [14]. Согласно этой модели (см. также обзор [9]), его ПФ разделена на два конгруэнтных участка ($i = 1, 2$), где спектр квазичастиц вырожден (d), и оставшуюся часть ($i = 3$), где спектр невырожден (n). В первом случае затравочные ветви энергетического спектра квазичастиц $\xi_{1,2}(\mathbf{p})$, отсчитываемые от общего уровня Ферми, связаны соотношением

$$\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q}), \quad (1)$$

где \mathbf{Q} — вектор CDW. Из-за взаимодействия между квазичастицами с различных d -участков ПФ возникает межчастичная корреляция в нуль-звуковом канале, вследствие чего на обоих этих участках появляется диэлектрическая CDW-щель Σ . Если это взаимодействие имеет главным образом кулоновское происхождение [15], а ветви $\xi_{1,2}(\mathbf{p})$ описывают электроны и дырки соответственно, то CDW-диэлектризация отвечает образованию экситонного изолятора (полностью или частично диэлектризованного). Аналогичная возможность появляется и в случае анизотропного квазиодномерного спектра с плоскими участками ПФ, для которых также можно выделить ветви $\xi_{1,2}(\mathbf{p})$, причем взаимное притяжение квазичастиц обусловлено электрон-фононным взаимодействием. Тогда возникает состояние пайерлсовского диэлектрика [16]. В обоих случаях спаривание происходит между квазичастицами с противоположно направленными спинами (синглетное спаривание). Оставшаяся часть ПФ является неискаженной и описывается n -ветвью спектра $\xi_3(\mathbf{p})$. Разделение ПФ на диэлектризованную и недиелектризованную части описывается параметром диэлектризации

$$\mu = N_{d0}(0)/N_0(0), \quad (2)$$

где $N_0(0) = N_{n0}(0) + N_{d0}(0)$ — суммарная затравочная (выше T_d) плотность электронных состояний на ПФ, а $N_{d0}(0)$ и $N_{n0}(0)$ — ее составляющие, т.е. плотности состояний на секциях d и n ПФ соответственно.

Ниже критической температуры сверхпроводящего перехода $T_c < T_d$ возникает сверхпроводящий параметр порядка $\tilde{\Delta} \equiv \Delta e^{i\varphi}$ (один и тот же на всей ПФ). Это означает, что ниже T_c d -участки ПФ искажены в результате спаривания обоих типов, что приводит к возникновению на них комбинированной энергетической щели $D = \sqrt{\Sigma^2 + \Delta^2}$, тогда как на n -участке электрического спектра имеется щель Δ [9,14]. Следует подчеркнуть, что рассматриваемый в настоящей работе квазичастичный

ток J не зависит от фазы ϕ сверхпроводящего параметра, которая определяет джозефсоновский ток через слабую связь между сверхпроводниками.

CDW может быть соизмерима или несоизмерима с параметрами кристаллической решетки. В модели экситонного диэлектрика вызванное кулоновским взаимодействием искажение решетки ниже T_d является соизмеримым. Кроме того, фаза параметра порядка в экситонном диэлектрике всегда фиксируется при значениях $\phi = 0$ или π [17], так что $\tilde{\Sigma}$ является либо положительной либо отрицательной действительной величиной [9,15]. С другой стороны, в пайерлсовском диэлектрике несоизмеримые CDW могут обладать богатой динамикой, хотя при конкретных измерениях тока они могут быть закреплены с произвольно замороженной фазой ϕ [16].

При $H \neq 0$ квазичастичные токи через переходы с CDWM являются функциональными от следующих описывающих электроды временных гриновских функций $G_{ij}(\omega)$, где индексы $i, j = 1, 2, 3$ обозначают участки ПФ (см. выше):

$$G_{11} = G_{22} \equiv G_d, \quad (3)$$

$$G_{12} = G_{21} \equiv G_c, \quad (4)$$

$$G_{33} \equiv G_n. \quad (5)$$

Для всех других ij -комбинаций $G_{ij} = 0$. Функция G_c соответствует электрон-дырочному спариванию.

Как известно, зависимость J от напряжения V имеет экспоненциальный характер для больших V и является омической для малых V . Последующий анализ не выходит за пределы области с омическим режимом, так как сверхпроводящие и диэлектрические щели интересующих нас нормальных и сверхпроводящих CDWM находятся в диапазоне 0.2–30 meV. В то же время отклонения от закона Ома, указывающие на переход к туннельному режиму, появляются, когда изменение энергии электрона при туннелировании eV становится сопоставимым с шириной зоны проводимости $W \geq 1$ eV в каком-либо из электродов (здесь и далее $e > 0$ означает элементарный заряд).

При изучении туннельных токов между CDWM мы воспользуемся стандартным методом туннельного гамильтониана. Поскольку сопротивление току квазичастиц между CDWM является омическим, можно ввести единый параметр R — сопротивление перехода в нормальном состоянии. Величина R обратно пропорциональна квадрату туннельного матричного элемента, усредненному по ПФ обоих электродов [9].

При включении внешнего магнитного поля H (пространственная ось z выбрана вдоль направления H) парамагнитный эффект для d - и n -квазичастичных состояний проявляется совершенно различным образом. С другой стороны, следует еще раз отметить, что в данной работе при рассмотрении спинового расщепления пиков $F(V)$ мы пренебрегаем диамагнитным откликом

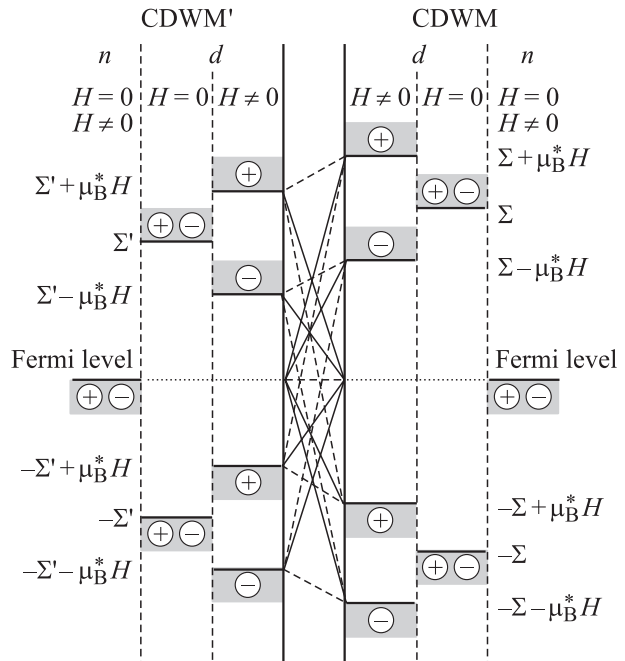


Рис. 1. Схема энергетических уровней квазичастиц в электродах туннельного перехода между нормальными неидентичными частично диэлектризованными металлами с CDW при нулевом напряжении смещения $V = 0$ и включенном или выключенном внешнем магнитном поле H . Спектры квазичастиц для неконгруэнтных (n) и конгруэнтных (d) участков поверхности Ферми изображены отдельно с обеих сторон изолирующего барьера. Σ' и Σ — CDW-щели в левом и правом электродах соответственно, μ_B^* — эффективный магнетон Бора. Затененные области для d -участков поверхности Ферми указывают на расположение спиновых подзон относительно краев соответствующей CDW-щели с индикацией уровней этих краев на энергетической шкале, а обозначения „+“ и „-“ — соответствуют ориентации спинов в подзонах вдоль направления H и навстречу ему. Уровень Ферми на n -участке считается не зависящим от H (см. текст). Представлена также схема возможных туннельных переходов квазичастиц без переворота спина. Штриховые и сплошные линии отвечают компонентам квазичастичного тока, которые не зависят или зависят от H соответственно.

CDWM. Конечно, это не означает, что T_d не будет зависеть от H , если выйти за рамки принятого приближения. Однако эксперимент показывает, что различные характерные нелинейные и колебательные диамагнитные явления проявляются [11] при H , больших парамагнитного предела H_p^{CDWM} для нормальных или сверхпроводящих CDWM [10], тогда как изучаемое зеемановское расщепление становится заметным при меньших полях.

Итак, рассмотрим парамагнитные свойства CDWM при H , отличном от нуля ($H < H_p^{CDWM}$). Схема уровней квазичастиц показана на рис. 1. Электроны с проекцией спина $s_z = +1/2$ на H увеличивают свою энергию на $\mu_B^* H$, в то время как электроны с противоположным направлением спина $s_z = -1/2$ уменьшают ее на ту же величину. Здесь $\mu_B^* = e\hbar/(2m^*c)$ — эффективный магне-

тон Бора, c — скорость света, m^* — эффективная масса носителей тока. Далее квазичастицы с соответствующим направлением спина будут обозначаться индексами „+“ или „–“.

Квазичастицы, принадлежащие к участку n ПФ, на котором уровень Ферми разделяет занятые и пустые состояния, ведут себя обычным образом, характерным для квазичастиц нормального металла: состояния из „+“ подзоны, которые при $H = 0$ совпадают по энергии со своими „–“ аналогами (так что обе подзоны одинаково заполнены), перемещаются вверх по энергии. В результате квазичастицы перемещаются из „+“ в „–“ подзону, так что в „+“ подзоне частиц становится все меньше по мере увеличения H , тогда как число занятых состояний в „–“ подзоне одновременно повышается на ту же величину. Эта вызванная наложением внешнего поля поляризация спинов приводит к изменению химического потенциала $\tilde{\mu}$ на величину порядка $(\mu_B^* H / E_F)^2$, где E_F — энергия Ферми. Поскольку мы рассматриваем такие эффекты, когда $\mu_B^* H$ по крайней мере меньше, чем Δ и Σ , выполняется неравенство $(\mu_B^* H / E_F)^2 \ll 1$, и можно вообще пренебречь изменениями $\tilde{\mu}$. Следует напомнить, что для стонеровских зонных ферромагнетиков дело обстоит иначе, так что в упорядоченном состоянии $\tilde{\mu}$ в них существенно меняется [18].

Парамагнитное расщепление квазичастичных состояний на участках ПФ со щелью (n -участок при температурах ниже T_c и d -участки при температурах ниже T_d) может быть исследовано аналогично тому, как это сделано для сверхпроводников [2]. Причина сходства явлений в этих случаях состоит в том, что и электрон-дырочная, и куперовская пары являются спин-синглетными и поэтому подвержены разрушительному влиянию зеемановского расщепления [19]. В результате квазичастицы из „+“ и „–“ подзон, соответствующих участкам ПФ со щелью, сдвигаются по энергии в противоположных направлениях при $H \neq 0$. Рассуждая таким образом, мы, естественно, остаемся в рамках качественной картины явления, поскольку пренебрегаем всеми процессами, связанными с переворотом спина и приводящими к размытию идеального расщепления.

В дальнейшем туннелирование в магнитном поле $H \neq 0$ рассматривается с помощью упомянутых выше временных гриновских функций G_d , G_c и G_n . По сравнению со случаем, приведенным в работе [9], число этих гриновских функций удваивается, и для обозначения новых шести функций, зависящих от поля H , будет использоваться дополнительный нижний индекс $s = \pm$: G_{ds} , G_{cs} и G_{ns} . Каждая из этих функций зависит от одной из переменных $\omega_{\mp} = \omega \mp \mu_B^* H$, где знак выбирается противоположным по отношению к s .

2.2. Вольт-амперные характеристики.

2.2.1. Асимметричные переходы. При рассмотрении вольт-амперных характеристик (ВАХ) асимметричных переходов напряжение смещения V между ферромагнетиком и CDWM (нормальным или

сверхпроводящим) будет отсчитываться от CDWM: $V \equiv V_{FM} - V_{CDWM}$, где V_{FM} и V_{CDWM} — потенциалы ферромагнетика и CDWM соответственно.

Предполагается, что при H , достаточно большом для того, чтобы вызвать экспериментально наблюдаемое расщепление пиков в электронной плотности состояний, все домены в ферромагнетике уже полностью ориентированы вдоль направления поля [2]. Будем также считать, что исходная поляризация квазичастицы в объеме ферромагнетика сохраняется при туннелировании, т.е. полностью пренебрегаем влиянием границы раздела FM-I на туннельный ток. Это, вообще говоря, достаточно сильное предположение сделано для простоты и не сказывается на общности полученных далее результатов. Тем не менее мы отдаем себе отчет в том, что эффекты, связанные с существованием границы раздела и ее разупорядоченности, могут оказаться весьма важными для конкретных приложений [20].

Ток $J(V)$ между FM и CDWM рассчитывается с использованием зависимости BCS-типа для диэлектрической щели $\Sigma(T)$ и в рамках метода, разработанного для обычных сверхпроводников [21]. В нашем случае ток $J(V)$ может быть представлен как сумма различных слагаемых $J_{i\pm}$, имеющих одну и ту же структуру

$$J_{i\pm} \propto \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\text{Im} G_{i\pm}^{\text{CDWM}}(\omega'_{\mp}) G_{\pm}^{\text{FM}}(\omega_{\mp})}{\omega' - \omega + eV + i0} \quad (6)$$

и соответствующих различным комбинациям зависящих от спина временных функций Грина. Вид $G_{\pm}^{\text{FM}}(\omega)$ хорошо известен. В то же время вместо единственной пары $G_{\pm}^{\text{BCS}}(\omega)$, соответствующей BCS-сверхпроводнику, появляется шесть величин $G_{i\pm}^{\text{CDWM}}(\omega)$. Они могут быть получены из следующих температурных гриновских функций для CDWM:

$$\mathcal{G}_n^{\pm}(\mathbf{p}, \omega_n) = \frac{i\omega_n \mp \mu_B^* H + \xi_3(\mathbf{p})}{(i\omega_n \mp \mu_B^* H)^2 - \xi_3^2(\mathbf{p}) - \Delta^2}, \quad (7)$$

$$\mathcal{G}_d^{\pm}(\mathbf{p}, \omega_n) = \frac{i\omega_n \mp \mu_B^* H + \xi_1(\mathbf{p})}{(i\omega_n \mp \mu_B^* H)^2 - \xi_1^2(\mathbf{p}) - \Delta^2}, \quad (8)$$

$$\mathcal{G}_c^{\pm}(\mathbf{p}, \omega_n) = \frac{\tilde{\Sigma}}{(i\omega_n \mp \mu_B^* H)^2 - \xi_1^2(\mathbf{p}) - \Delta^2}. \quad (9)$$

Здесь $D^2 \equiv \Delta^2 + \Sigma^2$; $\omega_n = (2n+1)\pi T$; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; T — температура; постоянная Больцмана $k_B = 1$. Следуя процедуре, разработанной ранее для подобных задач, приходим к выражению для тока

$$J(V) = \sum_{f=n,d,c; s=-,+} J_{fs}(V), \quad (10)$$

где

$$J_{n\pm} = \frac{(1-\mu)(1\mp P)}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, \Delta), \quad (11)$$

$$J_{d\pm} = \frac{\mu(1 \mp P)}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, D), \quad (12)$$

$$J_{c\pm} = \frac{\mu(1 \mp P)\Sigma \cos \varphi}{4eR} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) \text{sign}(\omega_{\mp}) f(\omega_{\mp}, D), \quad (13)$$

$$K(\omega, V, T,) = \tanh \frac{\omega}{2T} - \tanh \frac{\omega - eV}{2T}, \quad (14)$$

$$f(\omega, X) = \frac{\theta(|\omega| - X)}{\sqrt{\omega^2 - X^2}}, \quad (15)$$

$X = \Delta$ или D ; R — сопротивление перехода в „дважды нормальном“ состоянии (т.е. при температуре выше как T_c , так и T_d); $\theta(x)$ обозначает функцию Хэвисайда. Отметим, еще раз, что знаки в переменных ω_{\mp} , входящих в подынтегральные выражения для токовых компонент, являются обратными s .

Следует также принять во внимание, что токовые компоненты зависят от фазы φ диэлектрического параметра порядка $\Sigma = \Sigma e^{i\varphi}$, тогда как термодинамические свойства CDWS вырождены по отношению к φ [22]. Кроме того, мы предположили, что суммарный вклад квазичастиц от каждого участка ПФ в общий туннельный ток пропорционален плотности состояний для этого участка. Это означает отсутствие ориентированного туннелирования, которое в принципе может иметь место [23].

Главное различие между рассматриваемой задачей и ее аналогом для „чистой“ сверхпроводимости — появление слагаемых $J_{c\pm}$. Они представляют собой результат существования „межзонной“ гриновской функции \mathcal{G}_c (см. (9)), которая описывает спаривание между электроном и дыркой с различных конгруэнтных участков ПФ [9,15]. Эти компоненты имеют иную структуру, чем остальные слагаемые, связанные с обычными нормальными гриновскими функциями \mathcal{G}_d и \mathcal{G}_n (см. (7) и (8)). В значительной степени \mathcal{G}_c является аналогом аномальной функции Горькова–Грина \mathcal{F} , которая, однако, определяет джозефсоновский, а не квазичастичный туннельный ток. Появление слагаемых (13) приводит к резкой асимметрии ВАХ несимметричных туннельных переходов, включающих CDWM [9], в противоположность симметричным ВАХ для подобных несимметричных переходов с участием обычных сверхпроводников. В несоизмеримом CDWM фаза параметра порядка φ произвольна [16]. Для соизмеримой CDW $\varphi = 0$ или π . Тогда, в частности, соответствующие уравнения описывают туннелирование между экситонными диэлектриками [15]. В принципе возможна также и противоположная ситуация, когда область туннельного контакта является достаточно большой, чтобы охватить несколько участков с разными φ . В таком случае слагаемые (13) были бы в определенной степени усреднены, а асимметрия ВАХ существенно уменьшена.

В конкретных экспериментах усреднение фазы может иметь место или отсутствовать. Но если оно происходит, то наблюдаемые свойства туннельного перехода могут радикально меняться. Следует заметить, что выделенная „когерентная“ токовая составляющая в контактах CDWM–I–CDWM, пропорциональная $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ [12,24], должна усредняться на том же основании, что и другие зависящие от фазы компоненты. Однако, если фаза φ в CDWM-электроде постоянна в той пространственной области перехода FM–I–CDWM, которая определяет туннельный ток, компонента J_c должна иметь первичный неусредненный вид (13). Подчеркнем, что предсказываемое нами спиновое расщепление сохраняется независимо от усреднения фазы и даже в том случае, если ток определяется набором неодинаковых туннельных матричных элементов [24].

2.2.2. Симметричные переходы. В случае перехода между неидентичными CDWM (переход CDWM'–I–CDWM), помещенного в магнитное поле H , структура особенностей $G(V)$ оказывается богаче, если оба CDWM являются нормальными металлами, а не сверхпроводниками. Такая неожиданная ситуация имеет место потому, что спиновое расщепление отсутствует, если ПФ обоих электродов диэлектризованы полностью, независимо от природы коллективной щели (щелей).

В нашем случае спиновое расщепление может появиться только тогда, когда диэлектризация ПФ является частичной и $\Delta = 0$. Не разбирая детально структуру вкладов в суммарный ток от различных участков обеих ПФ, ограничимся анализом сравнительно простого случая симметричного перехода между идентичными CDWM-электродами. В принятой модели Билбро–Мак-Миллана [14] симметрия означает выполнение равенств $\Sigma = \Sigma'$ и $\mu = \mu'$, хотя фазы φ' и φ могут различаться для формально одинаковых состояний с одной и той же энергией. Это явление — не что иное, как спонтанное нарушение симметрии по отношению к фазам CDW параметров порядка [9]. Подобное нарушение аналогично известным явлениям в вырожденных магнитных и других многочастичных системах [25–27].

ВАХ для симметричных переходов CDWM–I–CDWM гораздо менее сложны, чем в общем случае. Действительно, положения особенностей, зависящих от амплитуд щелей в CDWM' и CDWM, в этом случае совпадают, а некоторые предынтегральные множители становятся равными. Таким образом, полный набор компонент квазичастичного туннельного тока через симметричный переход CDWM–I–CDWM с учетом возможного нарушения равенства фаз имеет вид

$$J_{dd\pm} = \frac{\mu^2}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, D) |\omega_{\mp} - eV| \times f(\omega_{\mp} - eV, D), \quad (16)$$

$$J_{cc\pm} = \frac{(\mu\Sigma)^2 \cos\varphi' \cos\varphi}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) \text{sign}(\omega_{\mp}) \times f(\omega_{\mp}, D) \text{sign}(\omega_{\mp} - eV) f(\omega_{\mp} - eV, D), \quad (17)$$

$$J_{nn\pm} = \frac{(1-\mu)^2}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, \Delta) \times |\omega_{\mp} - eV| f(\omega_{\mp} - eV, \Delta), \quad (18)$$

$$J_{dn\pm} = \frac{\mu(1-\mu)}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, D) \times |\omega_{\mp} - eV| f(\omega_{\mp} - eV, \Delta), \quad (19)$$

$$J_{nd\pm} = \frac{\mu(1-\mu)}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| f(\omega_{\mp}, \Delta) \times |\omega_{\mp} - eV| f(\omega_{\mp} - eV, D), \quad (20)$$

$$J_{cn\pm} = \frac{\mu(1-\mu)\Sigma \cos\varphi'}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) \text{sign}(\omega_{\mp}) \times f(\omega_{\mp}, \Sigma) |\omega_{\mp} - eV| f(\omega_{\mp} - eV, \Delta), \quad (21)$$

$$J_{nc\pm} = \frac{\mu(1-\mu)\Sigma \cos\varphi}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega_{\mp}| \times f(\omega_{\mp}, \Delta) \text{sign}(\omega_{\mp} - eV) f(\omega_{\mp} - eV, \Sigma). \quad (22)$$

При $T = 0$ все компоненты тока могут быть выражены через эллиптические интегралы. При $T \neq 0$ необходимы численные расчеты.

3. Численные результаты

В дальнейшем все полученные результаты представлены в виде зависимостей безразмерной проводимости RdJ/dV переходов FM-I-CDWM или CDWM-I-CDWM от безразмерного смещения eV/Σ_0 , где $\Sigma_0 \equiv \Sigma(T=0)$. Другими безразмерными параметрами задачи являются приведенное внешнее магнитное поле $h = \mu_B^* H/\Sigma_0$, приведенная температура $t = T/\Sigma_0$ и поляризация P .

3.1. Несимметричные переходы. Расщепление $G(V)$ во внешнем магнитном поле для перехода FM-I-нормальный CDWM показано на рис. 2 при $\varphi = 0$. Ясно видно, что зависимость $G(V)$ весьма несимметрична в отличие от BAX туннельных переходов с обычными сверхпроводниками. С математической точки зрения это происходит в результате почти полной взаимной компенсации особенностей, происходящих от слагаемых $G_d(V)$ и $G_c(V)$, при смещениях одного знака и их усиления на ветви другого знака. При включении H пики электронных DOS расщепляются, как и в случае сверхпроводников [2]. Спиновое расщепление сильно зависит от P , но наблюдается только на одной

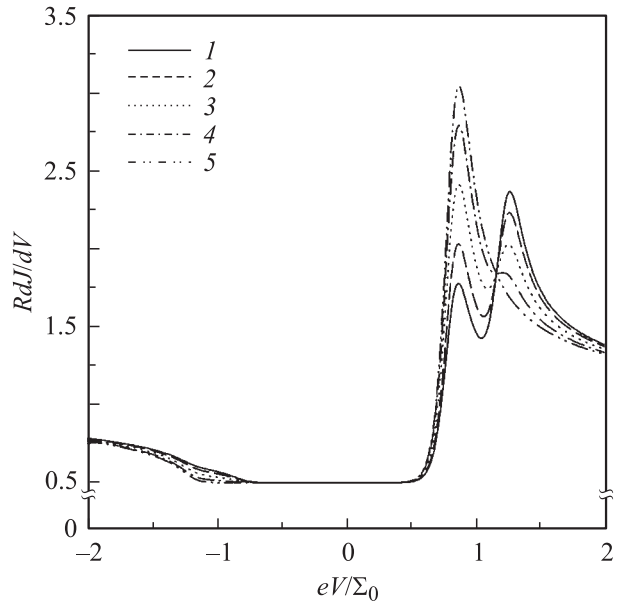


Рис. 2. Зависимости безразмерной проводимости $RdJ/dV = RG(V)$ от безразмерного напряжения eV/Σ_0 в туннельном переходе между FM и нормальным CDWM, помещенном в магнитное поле H , при различной поляризации FM. $P = 0$ (1), 0.2 (2), 0.5 (3), 0.8 (4) и 1 (5). Другие безразмерные параметры задачи равны $\mu = 0.5$, $\varphi = 0$, $t = 0.05$ и $h = 0.2$. Определение безразмерных параметров, а также сопротивления перехода R приведено в тексте.

ветви BAX ($V > 0$, в случае $\varphi = 0$; другая же ветвь содержит только остатки связанных с энергетической щелью особенностей).

Подобные зависимости, соответствующие переходу того же типа, при фиксированных h и P , но для различных фаз CDW параметра порядка приведены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, фаза CDW играет решающую роль в определении формы BAX. Если бы набор микроострий, вносящих заметный вклад в суммарный туннельный ток, характеризовался случайным распределением значений фаз, то соответствующие слагаемые (13) взаимно компенсировались бы при усреднении, что и привело бы к появлению кривой с $\varphi = \pi/2$. Другой интересной особенностью (рис. 3) является нарушение полученных нами ранее обобщенных соотношений симметрии

$$J(V, -\Sigma, P = 0) = -J(-V, \Sigma, P = 0), \quad (23)$$

$$G(V, -\Sigma, P = 0) = G(-V, \Sigma, P = 0). \quad (24)$$

Рис. 3 демонстрирует, что такое нарушение имеет место при любом $P \neq 0$.

Одновременное искажение DOS при наличии двух параметров порядка Δ и $\tilde{\Sigma}$ приводит к любопытной корреляции между различными вкладами в $G(V)$. Это продемонстрировано на рис. 4 для случая, когда CDWM является сверхпроводником (CDWS), $\varphi = 0$ и отношение $\delta_0 \equiv \Delta_0/\Sigma_0 = 0.5$. Здесь Δ_0 обозначает амплитуду

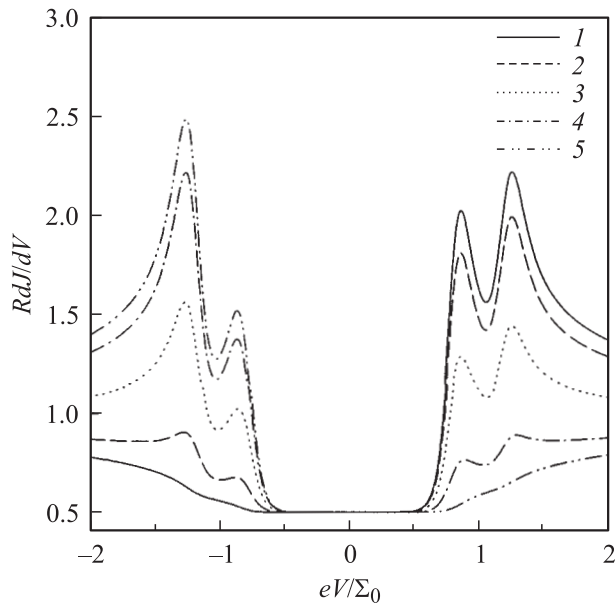


Рис. 3. Зависимости $RG(eV/\Sigma_0)$ в туннельном переходе FM-CDWM при различной фазе CDW: $\varphi = 0$ (1), $\pi/4$ (2), $\pi/2$ (3), $3\pi/4$ (4) и π (5). $\mu = 0.5$, $P = 0.2$, $t = 0.05$ и $h = 0.2$.

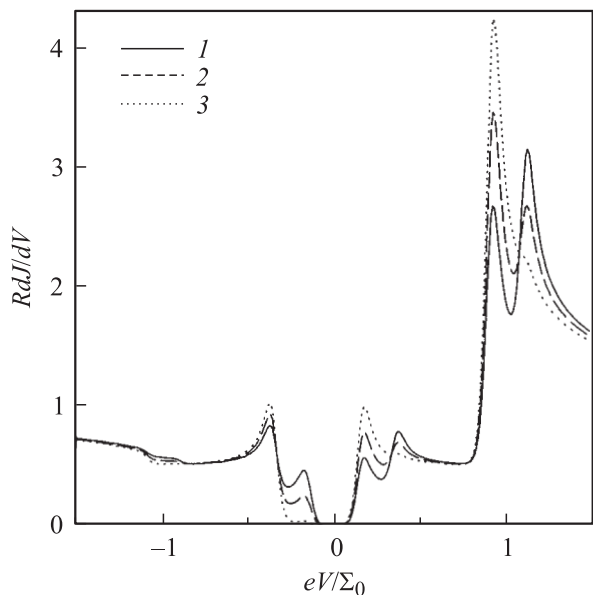


Рис. 4. Зависимости $RG(eV/\Sigma_0)$ в туннельном переходе FM-CDWS при $P = 0.1$ (1), 0.5 (2) и 0.9 (3). $\mu = 0.5$, $\varphi = 0$, $t = 0.02$, $h = 0.1$ и $\delta_0 = \Delta_0/\Sigma_0 = 0.5$, где Δ_0 — безразмерная сверхпроводящая щель CDWS при нулевой температуре и отсутствии диэлектризации электронного спектра.

затраченной сверхпроводящей щели, когда электрон-дырочное спаривание „отключено“ ($T_d = \Sigma = 0$). Следует подчеркнуть, что в наших расчетах всегда $H < H_p^{CDWM}$. Из рис. 4 видно, что оба типа особенностей BAX, вызванные щелевыми (корневыми) сингулярностями DOS при энергиях D и Δ , расщеплены, что приводит к комбинации результата ТМ-метода и предложенного

нами эффекта. Отметим также, что только пики $G(V)$, связанные со щелью Δ , появляются на отрицательной ветви BAX.

BAX того же перехода FM-I-CDWS, что и на рис. 4, приведены на рис. 5 для различных φ . Видно, что подобно BAX, показанным на рис. 3, CDW-особенности „перемещаются“ с положительной V -ветви на отрицательную с увеличением φ . В свете продолжающихся споров по поводу природы псевдощели в высокотемпературных сверхпроводящих оксидах [9,28,29] представляется весьма перспективным попытаться обнаружить одновременное спиновое расщепление щелевых и псевдощелевых особенностей квазичастичных BAX для купратов, подобных структурам, представленным на рис. 4 и 5.

3.2. Симметричные переходы. На рис. 6 представлены BAX для симметричного туннельного перехода CDWM-I-CDWM при различных значениях фазы параметра порядка правого электрода φ_r (фаза левого электрода выбрана $\varphi_l = 0$). Мы показали три характерные кривые. BAX с $\varphi_r = 0$ или π соответствует, в частности, состоянию экситонного диэлектрика. В то же время BAX с $\varphi_r = \pi/2$ описывает фактически две физически различные ситуации: туннелирование между пайерлсовскими диэлектриками при указанном промежуточном значении фазы и тот случай, когда туннельный ток собирается с нескольких квазиодномерных цепочек, а зависящий от фазы φ_r вклад в J полностью исчезает после усреднения. Следует иметь в виду, что мы рассматриваем CDW в приближении самосогласованного поля, так что не учитываются любые истинно псевдощелевые эффекты типа частичного уменьшения DOS в сильнокоррелированных системах

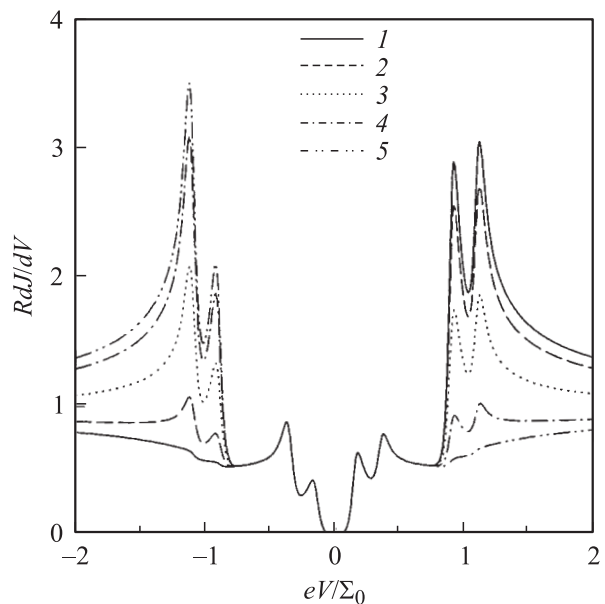


Рис. 5. Зависимости $RG(eV/\Sigma_0)$ в туннельном переходе FM-CDWS при различной фазе CDW: $\varphi = 0$ (1), $\pi/4$ (2), $\pi/2$ (3), $3\pi/4$ (4) и π (5). $P = 0.2$, $t = 0.02$, $h = 0.1$ и $\delta_0 = 0.5$.

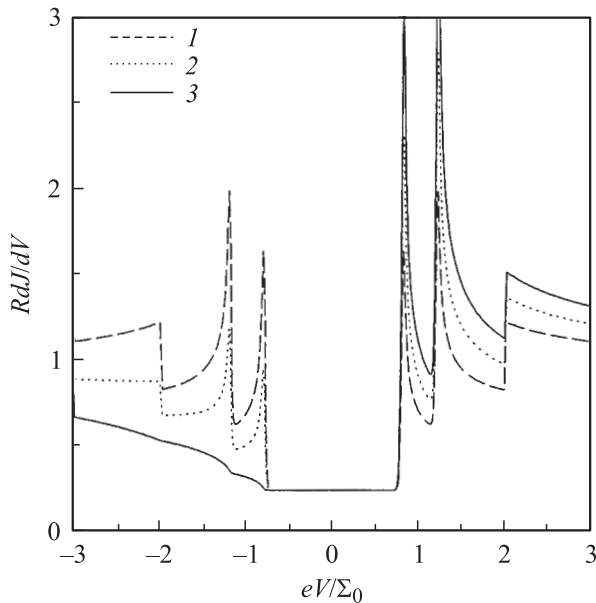


Рис. 6. Зависимости $RG/(eV/\Sigma_0)$ в номинально симметричном туннельном переходе CDWM–CDWM при различной фазе CDW правого электрода: $\varphi_r = 0$ (1), $\pi/2$ (2) и π (3). Фаза параметра порядка CDW для левого электрода $\varphi_l = 0$, $\mu = 0.5$, $t = 0.01$ и $h = 0.2$.

из-за флуктуаций CDW параметра порядка выше критической температуры T_d [30]. Исследованию подобных особенностей псевдошелевого типа при туннелировании между цепочечными проводниками посвящена, например, работа [31].

В соответствии с теорией, представленной в предыдущем разделе, пики $G(V)$ на рис. 6 расщеплены вследствие парамагнитного эффекта. Они соответствуют переходу квазичастиц с d -участков ПФ левого электрода на n -участки ПФ правого электрода и наоборот (рис. 1). Это расщепление сохраняется для произвольных фаз параметров порядка Σ в обоих CDWM. Скачки, которые соответствуют переходам квазичастиц с d -участка ПФ одного CDWM на d -участок ПФ другого CDWM, остаются нерасщепленными.

4. Заключение

Таким образом, мы предсказали два новых типа туннельных переходов, в которых должно наблюдаться расщепление магнитным полем пиков дифференциальной проводимости. Это расщепление имеет парамагнитное (спиновое) происхождение, и для самого его существования необходимы два фактора: корреляционная щель на ПФ в материале, из которого сделан один из электродов, и отсутствие таковой хотя бы на части ПФ другого электрода. При этом диэлектризация электронного спектра в первом электроде может быть как полной, так и неполной.

К переходам первого типа относятся несимметричные переходы металл– I –CDWM (CDWS). Если металлический электрод является ферромагнетиком, то его поляризация P влияет на зависимости $J(V)$ и $G(V)$. Можно указать несколько возможных кандидатов для создания подходящей структуры. Это органические CDWM α -(ET) $_2$ MHg(SCN) $_4$ ($M = K, Tl, Rb$) [32] и $Per_2[M(mnt)_2]$ ($M = Au, Pt$) [11].

Появление сверхпроводимости при температурах $T < T_c < T_d$ в любом конкретном веществе с CDW (см. обзор [9]) может служить четким признаком того, что этот материал является металлом, а не диэлектриком и поэтому способен демонстрировать зеемановское расщепление для несимметричной схемы эксперимента. Например, низкоразмерные металлы, проявляющие нестабильность CDW-типа, такие как NbSe $_3$, Nb $_3$ Te $_4$, Li $_{0.9}$ Mo $_6$ O $_{17}$, Tl $_2$ Mo $_6$ Se $_6$, слоистые дихалькогениды, сплавы со структурой A15 или C15, Lu $_5$ Ir $_4$ Si $_{10}$, P $_4$ W $_{14}$ O $_{50}$, легированные щелочными металлами вольфрамовые бронзы и твердые растворы ВаPb $_{1-x}$ Bi $_x$ O $_3$ также могут быть хорошими объектами для наблюдения расщепления. Другим подходящим классом веществ являются сверхпроводящие купраты.

Вторым типом туннельного перехода, где может наблюдаться предсказанный эффект, является симметричный переход CDWM– I –CDWM (существенно, чтобы оба электрода были нормальными металлами!), в то время как для симметричного перехода между обычными BCS-сверхпроводниками такое расщепление отсутствует. Предсказанное расщепление в такой конфигурации связано с тем, что в CDWM диэлектризация электронного спектра является неполной, что свойственно многим низкоразмерным пайерлсовским металлам с несоразмерной CDW.

Расчеты показывают, что спектры туннельных ВАХ в переходах обоих типов зависят от фаз CDW в электродах.

Авторы благодарят James Annett (Бристольский университет), Toshikazu Ekino (Хиросимский университет), Mai Suan Li (Институт физики Польской академии наук, Варшава), Roman Micnas (Университет им. А. Мицкевича, Познань), Marek Pękała (Варшавский университет), Henryk Szymczak (Институт физики Польской академии наук, Варшава) и Karol Wysokiński (Университет им. Марии Кюри, Люблин) за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [2] R. Meservey, P.M. Tedrow. Phys. Rep. **238**, 173 (1994).
- [3] C. Kaiser, A.F. Panchula, S.S.P. Parkin. Phys. Rev. Lett. **95**, 047 202 (2005).
- [4] R. Meservey, P.M. Tedrow, R.C. Bruno. Phys. Rev. B **11**, 4224 (1975).
- [5] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков. ЖЭТФ **42**, 1088 (1962).

- [6] D. Saint-James, G. Sarma, E.J. Thomas. Type II superconductivity. Pergamon Press, Oxford (1969).
- [7] N. Biskup, J.A.A.J. Perenboom, J.S. Brooks, J.S. Qualls. Solid State Commun. **107**, 503 (1998).
- [8] C. Martin, C.C. Agosta, S.W. Tozer, H.A. Radovan, T. Kinoshita, M. Tokumoto. J. Low Temp. Phys. **138**, 1025 (2005).
- [9] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, M. Ausloos. Phys. Rep. **367**, 583 (2002).
- [10] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, T. Ekino. J. Phys.: Cond. Matter **16**, 3681 (2004).
- [11] D. Graf, J.S. Brooks, E.S. Choi, S. Uji, J.C. Dias, M. Almeida, M. Matos. Phys. Rev. B **69**, 125 113 (2004).
- [12] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, T. Ekino. J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 1931 (2004).
- [13] A.M. Gabovich, M.S. Li, M. Pękała, H. Szymczak, A.I. Voitenko. J. Phys.: Cond. Matter **17**, 1907 (2005).
- [14] G. Bilbro, W.L. McMillan. Phys. Rev. B **14**, 1887 (1976).
- [15] Ю.В. Копаев. Тр. ФИАН **86**, 3 (1975).
- [16] G. Grüner. Density waves in solids. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts (1994).
- [17] Р.Р. Гусейнов, Л.В. Келдыш. ЖЭТФ **63**, 2255 (1972).
- [18] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро- и антиферромагнетиков. Наука, М. (1971).
- [19] J.S. Qualls, L. Balicas, J.S. Brooks, N. Harrison, L.K. Montgomery, M. Tokumoto. Phys. Rev. B **62**, 10 008 (2000).
- [20] E.Yu. Tsybal, K.D. Belashchenko. J. Appl. Phys. **97**, 10C910 (2005).
- [21] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ **51**, 1535 (1966).
- [22] A.M. Gabovich, A.S. Gerber, A.S. Shpigel. Phys. Stat. Sol. (b) **141**, 575 (1987).
- [23] R.A. Klemm. Phys. Rev. B **67**, 174 509 (2003).
- [24] С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков. ЖЭТФ **87**, 691 (1984).
- [25] R. White, T. Geballe. Long range order in solids. Academic Press, N.Y. (1979).
- [26] J.F. Annett. Contemp. Phys. **36**, 423 (1995).
- [27] J.F. Annett, B.L. Györfy, G. Litak, K. Wysokinski. Eur. Phys. J. B **36**, 301 (2003).
- [28] A. Furrer. In: Superconductivity in complex systems. Series: Structure and Bonding. Vol. 114 / Eds K.A. Muller, A. Bussmann-Holder. Springer-Verlag, Berlin (2005). P. 171–204.
- [29] V.M. Krasnov, M. Sandberg, I. Zogaj. Phys. Rev. Lett. **94**, 077 003 (2005).
- [30] M.V. Sadovskii. Phys. Rep. **282**, 225 (1997).
- [31] S.I. Matveenko, S. Brazovskii. Phys. Rev. B **72**, 085 120 (2005).
- [32] J. Singleton. Phys. Prog. Phys. **63**, 1111 (2000).