

# Фазовые переходы и эволюция вихревой структуры в двухуровневом высокотемпературном гранулярном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под действием температуры и магнитного поля

© В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева<sup>¶</sup>, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины, Харьков, Украина

<sup>¶</sup> E-mail: sukhareva\_2003@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 ноября 2016 г.

В окончательной редакции 27 января 2017 г.)

Проведены измерения температурных зависимостей электросопротивления  $\rho(T)$  образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при различных значениях напряженности поперечного внешнего магнитного поля при  $0 \leq H_{ext} \leq 1900$  Ое в диапазоне температур от верхней критической температуры джозефсоновских „слабых связей“  $T_{c2J}$  до температур, несколько превышающих температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$ . На основании полученных данных установлены характер полевых зависимостей критических температур сверхпроводящих гранул и „слабых связей“, а также температурных и полевых зависимостей величины магнитного вклада в электросопротивление  $[\Delta\rho(T, H) = \rho(T)_{H_{ext}=\text{const}} - \rho(T)_{H_{ext}=0}]$ . Показано, что поведение магнитного вклада в электросопротивление  $\Delta\rho$  вдоль линии фазового перехода, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул  $T_{c1g}(H_{ext})$ , носит аномальный характер. Развита представления о перераспределении магнитного потока между обеими подсистемами двухуровневого ВТСП в окрестности  $T_{c1g}$ : плотность вихрей Джозефсона уменьшается, плотность вихрей Абрикосова растет.

DOI: 10.21883/FTT.2017.08.44744.411

## 1. Введение

Открытие явления высокотемпературной сверхпроводимости металлооксидных соединений в 1986 г. [1] имело два важнейших аспекта: во-первых, впервые был синтезирован и исследован сверхпроводник со значени-ем критической температуры  $T_c$ , вдвое превышающей полученные ранее на металлических сплавах и соединениях, и, во-вторых, было обнаружено существование неизвестного ранее класса сверхпроводников — так называемых двухуровневых сверхпроводников (см., например, [2–7]).

Действительно, в начале XX столетия были обнаружены и изучены сверхпроводники первого рода (чистые металлы), для которых характерно наличие одного набора критических параметров: критическая температура  $T_c$ , критическое поле  $H_c$  и критический ток  $I_c$  [8].

В тридцатые годы XX столетия были развиты представления о сверхпроводниках второго рода (металлические сплавы) [9,10], для которых характерно наличие двух критических полей — в поле  $H_{c1}$  начинается процесс проникновения магнитного поля в сверхпроводник, а в поле  $H_{c2}$  сверхпроводник полностью переходит в нормальное состояние.

Двухуровневая сверхпроводимость реализуется в основном в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Гранулярные ВТСП являют собой новый класс сверхпроводников, которые во внешнем магнитном поле фактически представляют собой классическую двухфазную систему — совокупность двух

различных сверхпроводников второго рода: трехмерных сверхпроводящих гранул с сильной сверхпроводимостью и двумерных межгранулярных границ — джозефсоновских „слабых связей“ (weak links) со слабой сверхпроводимостью. Описание поведения электромагнитных свойств гранулярных ВТСП в магнитном поле возможно в рамках двухуровневой модели критического состояния [2,3].

В нулевом магнитном поле в окрестности температуры сверхпроводящего перехода значения  $T_c$  обеих подсистем практически совпадают. При повышении напряженности внешнего магнитного поля или при понижении температуры имеет место появление существенных различий в поведении магнитных, электрофизических и других свойств обеих подсистем.

Кроме различия в значениях параметров сверхпроводимости ( $H_{c1g} \gg H_{c1J}$ ,  $H_{c2g} \gg H_{c2J}$ ,  $I_{cg} \gg I_{cJ}$ , где индекс  $g$  относится к сверхпроводящим гранулам, а индекс  $J$  — к джозефсоновским „слабым связям“), природа и механизмы процессов, протекающих в обеих подсистемах, принципиально отличаются. Физический смысл полей  $H_{c1g}$  и  $H_{c2g}$  сверхпроводящих гранул ничем не отличается от физического смысла полей  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  „обычных“ (низкотемпературных) сверхпроводников второго рода; природа процессов диссипации (появление резистивности при протекании транспортного тока, превышающего критический ток [ $I > I_c(H_{ext})$ ]) — рассеяние электронов на дефектах кристаллической решетки сверхпроводника — также полностью идентична [11,12].

При полном сходстве обозначений критических магнитных полей суть процессов диссипации, связанных с поведением обеих подсистем, принципиально различна. Начало процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Джозефсона в „слабые связи“ ( $H_{c1J}$ ) не сопровождается появлением резистивности [13]. Появление резистивности в поле  $H_{c2J}$  при низких значениях плотности транспортного тока связано, как предполагали [14], с образованием протяженного джозефсоновского контакта. Иными словами, нулевое значение сопротивления при  $H_{\text{ext}} < H_{c2J}$  свидетельствует об отсутствии эффекта пиннинга джозефсоновских вихрей в системе „слабых связей“ в магнитных полях до  $H_{c2J}$  [15].

Естественно, что в двухуровневой системе для гранулярных ВТСП так же, как и в одноуровневой системе для сверхпроводников II рода (примером такой системы могут служить, в частности, монокристаллы ВТСП [16]), имеют место процессы диссипации. В рамках концепции критического состояния Бина [17,18] резистивность в сверхпроводящих гранулах возникает в результате срыва вихрей Абрикосова с центров пиннинга и движения их под действием силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность сверхпроводящего тока,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  — напряженность внешнего магнитного поля.

Если в области низкополевой электродинамики ВТСП ( $H_{c1J} < H_{\text{ext}} < H_{c1g}$ ) диссипативные свойства гранулярных ВТСП обусловлены исключительно процессами, протекающими в джозефсоновской среде под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока [19], то при  $H_{\text{ext}} > H_{c1g}$  диссипацию связывают с протеканием как межгранулярных, так и внутригранулярных токов [20,21].

Наличие двух каналов диссипации в случае гранулярных высокотемпературных сверхпроводников не вызывает никаких сомнений. Вопрос же о вкладе процессов диссипации в обеих подсистемах в формирование электрофизических свойств и о характере эволюции вихревой структуры ВТСП по существу остается открытым.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению фазовых переходов (ФП) в обеих подсистемах гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и установлению характера эволюции вихревой структуры под действием температуры и магнитного поля.

Оптимальным путем достижения цели данной работы является прецизионное изучение электрофизических свойств гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в широком диапазоне значений температуры и напряженности внешнего магнитного поля.

Традиционно исследования влияния температуры и магнитного поля на электрофизические свойства ВТСП проводятся по трем различным алгоритмам:

а) измерения магнитосопротивления при постоянной температуре (см., например, [13,22–25]);

б) снятие вольтамперных характеристик в магнитном поле при постоянной температуре (см., например, [26–30]);

в) изучение температурных зависимостей электросопротивления во внешнем магнитном поле (см., например, [31–34]).

Очевидно, что наиболее эффективным путем изучения фазовых переходов в магнитном поле является проведение экспериментов в широком диапазоне значений температуры при нескольких фиксированных значениях напряженности магнитного поля. В этой связи в данной работе использовался третий из перечисленных алгоритмов исследования. Конкретно речь идет об измерениях удельного электросопротивления в диапазоне температур  $\approx 70 \leq T \leq \approx 100$  К, в магнитных полях  $0 \leq H_{\text{ext}} \leq \approx 2000$  Ое. Для установления термодинамических особенностей ФП, обусловленных взаимодействием магнитного поля с обеими подсистемами гранулярного ВТСП, измерения электросопротивления проводились при фиксированных значениях магнитного поля, как при повышении температуры, так и при понижении. Кроме того, исследовалось поведение температурных зависимостей производных  $d\rho/dT$  в окрестности температур ФП (известно, что поведение зависимости  $d\rho/dT(T)$  аналогично температурной зависимости теплоемкости  $C_p(T)$  [35]. Наличие же скачка теплоемкости, является характерным признаком ФП второго рода [36]).

## 2. Методические аспекты исследований

Объектами исследования служили образцы гранулярного высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  номинального состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ , синтезированные по стандартной „керамической технологии“ [37,38]. Размеры образцов составляли  $\approx 2 \times 2 \times 20$  мм. Токвые и потенциальные контакты наносили путем осаждения паров серебра в вакууме. Заключительный отжиг образцов в окислительной среде при  $940^\circ\text{C}$  с последующим медленным охлаждением проводили после нанесения Ag-контактов, что приводило к существенному снижению контактного сопротивления на границе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Ag}$ .

Для аттестации образцов ВТСП состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры  $T_c$ . Образцы были практически однофазными, значения параметров ромбической кристаллической решетки в пределах точности измерений совпадали с табличными значениями ( $a = 3.82 \pm 0.001$  Å,  $b = 3.89 \pm 0.001$  Å,  $c = 11.6802 \pm 0.001$  Å). Температура середины сверхпроводящего перехода  $T_c^{1/2}$  составляла  $92.65 \pm 0.01$  К, ширина перехода  $\Delta T_c$  не превышала 0.4 К.

Для измерений температурных зависимостей электросопротивления гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в

поперечном магнитном поле применяли ранее разработанную установку [33,34,39], в которой для создания магнитного поля применялась система постоянных магнитов на основе системы из пар постоянных магнитов из высококоэрцитивного сплава  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ .

Для приложения магнитного поля использовали *FC*-режим (охлаждение в магнитном поле). Подобный режим, как показано нами ранее [33], обеспечивает достижение максимального равновесия между объектом исследования — гранулярным ВТСП и внешним магнитным полем; достижению равновесия способствовало также применение очень низких скоростей охлаждения и нагрева образцов ( $\sim 0.002\text{--}0.004\text{ deg/s}$ ). Все измерения проводили при постоянной плотности транспортного тока ( $j \sim 2\text{ A/cm}^2$ ), что соответствовало величине транспортного тока  $I = 10\text{ mA}$ .

### 3. Результаты исследования

Стратегия достижения цели работы — изучение фазовых переходов (ФП) в обеих подсистемах гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и установление характера эволюции вихревой структуры под действием температуры и магнитного поля — базируется на анализе двух видов данных: как „прямых“ результатах экспериментов по изучению температурных зависимостей электросопротивления при фиксированных значениях напряженности внешнего магнитного поля  $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ , так и данных относительно температурных зависимостей магнитного вклада в электросопротивление  $\Delta\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  (см. ниже).

Преобладающее большинство измерений электросопротивления в магнитном поле было проведено на образцах ВТСП, охлажденных до низких температур в *FC*-режиме при нагреве. Измерения проводили также в режиме охлаждения от температур, превышающих критическую, до температур, соответствующих нулевым значениями электросопротивления. Эти измерения проводили для решения принципиально важной задачи — установления наличия или отсутствия термического гистерезиса электросопротивления в магнитном поле. В совокупности с данными о поведении производных электросопротивления  $d\rho/dT(T)$  (см. Введение) эти измерения в окрестности точек ФП позволяют однозначно решить вопрос принадлежности рассматриваемых фазовых переходов к первому роду (наличие гистерезиса температуры ФП) или ко второму роду (отсутствие гистерезиса температуры ФП).

3.1. Температурная зависимость электросопротивления гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  во внешних магнитных полях. Результаты, полученные в одной из серий измерений температурной зависимости удельного электросопротивления в условиях нагрева образцов, представлены на рис. 1.

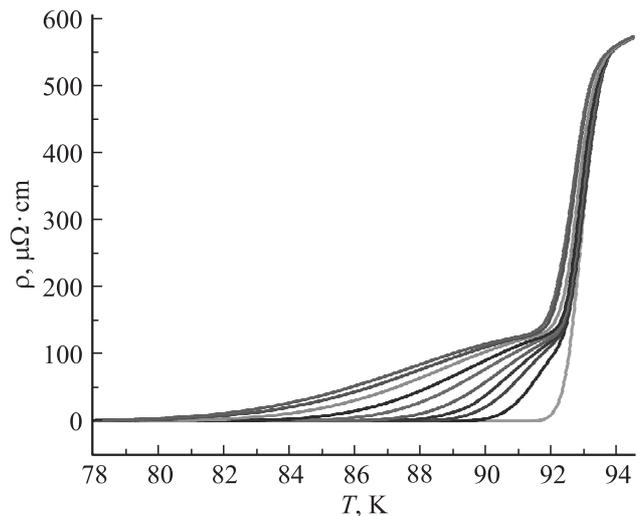


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления во внешних магнитных полях  $H_{\text{ext}}$ . Значения  $H_{\text{ext}}$  составляют (снизу вверх): 0; 10; 25; 50; 100; 250; 500; 1000; 1400; 1900 Ое соответственно.

С ростом  $H_{\text{ext}}$  кривые  $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  закономерно сдвигаются в сторону высоких значений электросопротивления. Как видно, в отсутствие внешнего магнитного поля кривая сопротивления  $[\rho(T)_{H_{\text{ext}}=0}]$  носит классический  $\sigma$ -идальный характер, с высокой точностью (коэффициент корреляции  $r^2 \approx 0.998$ ) описываемая функцией Больцмана, широко применяемой в теории ФП, сопровождаемых скачками соответствующих физических величин [40,41]. Для скачка электросопротивления при сверхпроводящем переходе уравнение Больцмана приобретает вид

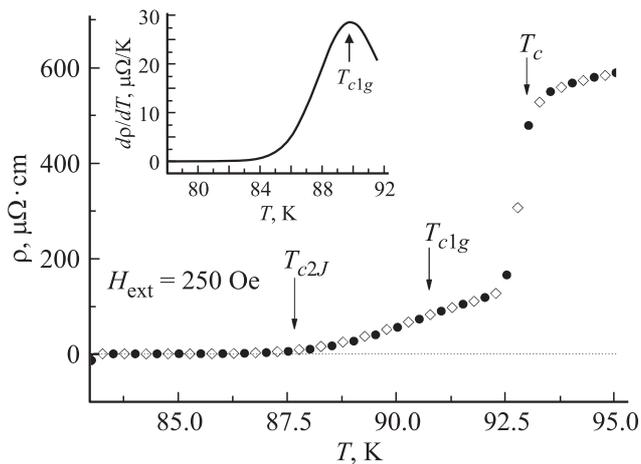
$$\Delta R(T) = \frac{\Delta R_N}{1 + e^{T_c - \Delta T_c}}, \quad (2)$$

где  $\Delta R_N$  — сопротивление в нормальном состоянии вблизи  $T_c$ .

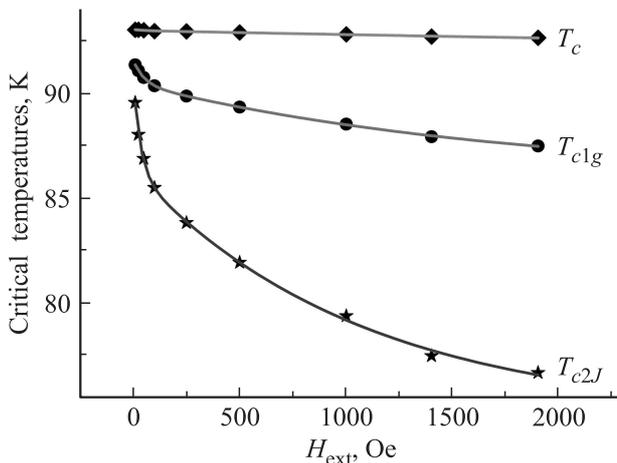
При приложении внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}}$  характер кривых температурных зависимостей электросопротивления существенно меняется:

- кривые сопротивления расширяются в сторону низких температур;
- температура обращения сопротивления в нуль заметно понижается по мере роста поля;
- при  $H_{\text{ext}} > \approx 100\text{ Oe}$  на кривых  $\rho(T)$  появляется характерная особенность — „изгиб“, содержащий точку перегиба, трансформирующаяся по мере роста поля в явно выраженный максимум.

3.2. Влияние направления изменения температуры на характер температурной зависимости электросопротивления гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  во внешних магнитных полях. Как упоминалось выше, в рамках настоящей работы было проведено несколько серий измерений температурных зависимостей сопротивления



**Рис. 2.** Температурная зависимость электросопротивления при  $H_{\text{ext}} = 250$  Oe при повышении (темные символы) и понижении (светлые символы) температуры. На вставке показан скачок производной  $d\rho/dT$  в окрестности поля  $H_{c1g}$ .



**Рис. 3.** Полевые зависимости критических температур  $T_c(H_{\text{ext}})$ ,  $T_{c1g}(H_{\text{ext}})$ ,  $T_{c2J}(H_{\text{ext}})$ .

во внешних магнитных полях при повышении и понижении температуры. Типичные результаты подобных измерений ( $H_{\text{ext}} = 250$  Oe) представлены на рис. 2. Как видно, ход кривых  $\rho(T^+)$  и  $\rho(T^-)$ , где  $T^+$  — повышение температуры,  $T^-$  — понижение температуры, полностью совпадает.

Подчеркнем, что отсутствие температурного гистерезиса хода кривых электросопротивления наблюдалось при всех значениях внешних магнитных полей  $H_{\text{ext}}(0-1900$  Oe).

**3.3. Фазовые переходы в гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  во внешних магнитных полях.** В ходе кривых температурных зависимостей электросопротивления во внешних магнитных полях (см. рис. 1 и 2) наблюдается ряд особенностей, свидетельствующих о протекании фазовых переходов (ФП), обусловленных появлением при охлаждении и раз-

нением при нагреве сверхпроводящего состояния в  $T(H_{\text{ext}}) = T_c$ , началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы в  $T(H_{\text{ext}}) = T_{c1g}$  и с появлением резистивности в подсистеме „слабых связей“ при  $T(H_{\text{ext}}) = T_{c2J}$ . В качестве примера на рис. 2 представлена типичная картина поведения температурной зависимости электросопротивления гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  во внешнем магнитном поле  $H_{\text{ext}} = 250$  Oe, на кривой сопротивления стрелками показаны особые точки, соответствующие трем безгистерезисным фазовым переходам. Кроме наличия или отсутствия эффектов температурного гистерезиса в рамках настоящей работы необходимо было также установить характер поведения производных электросопротивления по температуре  $d\rho/dT(T)$  в точках ФП (в качестве примера на вставке рис. 2 приведена кривая  $d\rho/dT(T)$  в окрестности температуры ФП  $T_{c1g}$ ).

На основании полученных экспериментальных данных (рис. 1 и 2) могут быть восстановлены (рис. 3) полевые зависимости критических температур в обеих подсистемах двухуровневого гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (для сверхпроводящих гранул —  $T_c$  и  $T_{c1g}$ , для „слабых связей“ —  $T_{c2J}$ )<sup>1</sup>.

Отметим, что кривые  $T_c(H_{\text{ext}})$ ,  $T_{c1g}(H_{\text{ext}})$  и  $T_{c2J}(H_{\text{ext}})$  на рис. 3 обнаруживают явно выраженную тенденцию к сближению при  $H_{\text{ext}} \rightarrow 0$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Во Введении уже отмечалось, что работа по существу посвящена решению двух принципиально важных вопросов физики гранулярных двухуровневых ВТСП:

- природа и механизмы фазовых переходов (ФП) в обеих подсистемах гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ;
- природа и механизмы процессов эволюции вихревой структуры гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  под действием температуры и магнитного поля.

Заметим, что если в части изучения первого вопроса выполнено достаточно большое количество работ [23–34,37–39,42–51], то исследованиям второго вопроса посвящено ограниченное число экспериментальных и теоретических исследований. Более того, если большинство исследований предшественников основывалось на изучении и анализе магнитосопротивления  $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ , то в настоящей работе использовался сравнительно редко применяемый метод измерения и последующего анализа температурных зависимостей электросопротивления во внешнем магнитном поле  $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ , тем более связанных с измерениями при росте и понижении температуры (подобным приведенным на рис. 2).

<sup>1</sup> Естественно, что на основании данных о полевых зависимостях критических температур (см. рис. 3) могут быть восстановлены физически эквивалентные последним температурные зависимости критических полей.

Уже из исходных данных (см. рис. 1) видно, что электросопротивление гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  существенно увеличивается при повышении температуры; в то же время влияние магнитного поля на температурную зависимость электросопротивления не столь значительно.<sup>2</sup> В этой связи для достижения цели работы значительное внимание было уделено выделению и анализу магнитного вклада в температурную зависимость электросопротивления.

4.1. Природа и механизмы фазовых переходов в гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . За более чем тридцать лет исследований различных аспектов явления высокотемпературной сверхпроводимости надежно установлено, что характерным признаком перехода в сверхпроводящее состояние в гранулярных ВТСП является также, как и в других сверхпроводниках первого и второго рода, появление скачка на температурной зависимости электросопротивления в  $T_c$ .

Кроме того, для гранулярных ВТСП эффект появления отличного от нуля электросопротивления при  $T \sim T_{2J}$  может быть обусловлен следующими механизмами.

1) При низких значениях плотности транспортного тока, как полагают в [14,44], появление резистивности может быть связано с образованием протяженного джозефсоновского контакта одного типа в подсистеме „слабых связей“, т.е. при  $T \sim T_{c2J}(H_{ext})$  происходит не окончательный переход всех „слабых связей“ в резистивное состояние, а завершается процесс разрыва всех перколяционных путей для протекания сверхпроводящего тока.

2) Отсутствием эффекта пиннинга вихрей Джозефсона в системе „слабых связей“ при  $H_{ext} < H_{c2J}(T)$ . Значение  $H_{c2J}$  совпадает с полевым положением максимума на зависимости комплексной магнитной восприимчивости [15] (появление максимума магнитной восприимчивости — второй производной от термодинамических потенциалов — однозначно указывает на то, что переход в поле  $H_{c2J}$  является фазовым переходом второго рода [36]).

3) При высоких же значениях плотности транспортного тока, очевидно, происходит разрушение когерентной связи между сверхпроводящими гранулами и термоактивационное проскальзывание фазы в образовавшихся джозефсоновских контактах [47,48,51].

Известно, что начало процесса проникновения вихрей Джозефсона в подсистему „слабых связей“, т.е. в межгранулярные границы гранулярного ВТСП при  $T = T_{c1J}$  не сопровождается появлением резистивности; косвенным образом о протекании подобного процесса можно судить по поведению вольтамперных характеристик в очень слабых магнитных полях [42].

<sup>2</sup> Напомним, что в рамках настоящей работы все измерения проводились при постоянном заведомо низком значении плотности транспортного тока (см. разд. 2). Изучению роли плотности транспортного тока в процессах эволюции вихревой структуры гранулярных ВТСП под действием температуры и напряженности внешнего магнитного поля будет посвящено отдельное сообщение.

Согласно полученным в работе данным значение критической температуры  $T_c$  практически не зависит от величины приложенного внешнего магнитного поля  $H_{ext}$  (понижение  $T_c$  не превышает  $\approx 0.3$  К в максимальном магнитном поле 1900 Ое). Однако явно наблюдаемая тенденция к изменениям формы кривой сверхпроводящего перехода при повышении  $H_{ext}$  (см. рис. 1) может свидетельствовать об одновременном протекании двух ФП в окрестности  $T_c$ , связанных с переходом в сверхпроводящее состояние в подсистемах гранул и межгранулярных границ. Подобный сценарий ФП наблюдался при переходе гранулярного высокотемпературного сверхпроводника  $MgB_2$  в сверхпроводящее состояние во внешних магнитных полях [43].

Представленные на рис. 3 результаты относительно полых зависимостей критических температур ФП в обеих подсистемах двухуровневой системы гранулярных ВТСП ( $T_c$  и  $T_{c1g}$  для сверхпроводящих гранул и  $T_{c2J}$  для межгранулярных границ), казалось бы, являются собой пример классической фазовой диаграммы „двухкомпонентной системы“ (трехмерные гранулы + двумерные межгранулярные границы). Однако дело обстоит гораздо сложнее: три кривые на рис. 3 относятся к двум различным фазам и поведение этих кривых не несет практически никакой информации о процессах взаимодействия обеих подсистем, т.е. о характере эволюции вихревой структуры в двухуровневой системе гранулярных ВТСП в целом.

Можно предположить, что обнаруженные в работе особенности поведения электросопротивления вблизи  $T_{c2J}$  (см. рис. 2) могут быть обусловлены протеканием топологического фазового перехода [52,53] в цепочке „слабых связей“, но рассмотрение данного вопроса далеко выходит за рамки настоящей статьи. Судя по приведенным выше результатам магнитных измерений [15], ФП в системе „слабых связей“ термодинамически является фазовым переходом второго рода.

Отсутствие гистерезисных эффектов при  $H_{ext} = const$  и наличие скачков производных  $d\rho/dT$  в точках ФП означает, что переходы в подсистеме сверхпроводящих гранул в двухуровневой системе гранулярных ВТСП являются фазовыми переходами второго рода [36].

Из вставки на рис. 2 видно, что при температуре  $T = T_{c1g}$  имеет место появление скачка производной электросопротивления по температуре  $d\rho/dT$ . Особый интерес для достижения основной цели настоящей работы — установления характера и природы эволюции вихревой структуры под действием температуры и магнитного поля — представляет обнаружение и изучение природы явно выраженной аномалии в температурных зависимостях кривых электросопротивления в магнитном поле в окрестности температуры начала процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул  $T_{c1g}$ .<sup>3</sup>

<sup>3</sup> Фактически речь идет о наличии тенденции к появлению максимума на кривых температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле  $H_{ext} \geq 100$  Ое. На рис. 2 появление соответствующего эффекта помечено стрелкой.

По нашему глубокому убеждению, исследование электрофизических свойств вдоль критической линии ФП  $T_{c1g}$  (см. рис. 3) позволит получить информацию о процессах взаимодействия обеих подсистем, т.е. в конечном итоге о природе и механизмах процессов эволюции вихревой структуры двухуровневых гранулярных ВТСП.

4.2. Магнитный вклад в электросопротивление гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и природа эволюции вихревой структуры под действием температуры и магнитного поля. Для суждения о природе и механизмах эволюции вихревой структуры необходимо изучение магнитного вклада в электросопротивление гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в широком диапазоне значений температуры и напряженности внешнего магнитного поля.

Очевидно, что магнитный вклад в температурную зависимость электросопротивления можно определить как

$$\Delta(T, H) = \rho(T)_{H_{ext}=\text{const}} - \rho(T)_{H_{ext}=0}. \quad (3)$$

На рис. 4 представлены результаты обработки экспериментальных данных (см. рис. 1), полученные в соответствии с уравнением (3).

На рисунке представлена также зависимость критических значений электросопротивления вдоль линии ФП, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул  $\Delta\rho(T = T_{1g}, H_{ext})$  в пространстве  $(T-H_{ext}-\Delta\rho)$ .

Зависимость  $\Delta\rho(T = T_{c1g}, H_{ext})$  носит довольно сложный характер — наблюдается заметно выраженное изменение хода трехмерной кривой в окрестности значения  $H_{c1g} \approx 100$  Oe (проекция этой кривой  $\Delta\rho(T = T_{c1g}, H_{ext})$  на плоскость  $T-H$  фактически являет собой траекторию движения аномалии на рис. 1 и 2 под действием температуры и магнитного поля). Более наглядно изменение хода трехмерной зависимости  $\Delta\rho(T = T_{c1g}, H_{ext})$  в окрестности значения  $H_{c1g} \approx 100$  Oe показано на двумерной проекции этой зависимости на плоскость  $H_{c1g}-\Delta\rho_{c1g}$  (см. рис. 5). Очевидно, что по обе стороны от критической линии фазового перехода, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул, происходит качественное изменение состояния системы: слева от кривой существуют только вихри Джозефсона в подсистеме „слабых связей“, справа — процессы диссипации могут быть обусловлены наличием как вихрей Джозефсона в подсистеме „слабых связей“, так и вихрей Абрикосова в подсистеме сверхпроводящих гранул. Как известно (см., например, [30,44,45]), вихри обоих типов по-разному влияют на электросопротивление гранулярных ВТСП — изменение плотности вихрей Джозефсона приводит к сильным изменениям электросопротивления, а изменение же плотности вих-

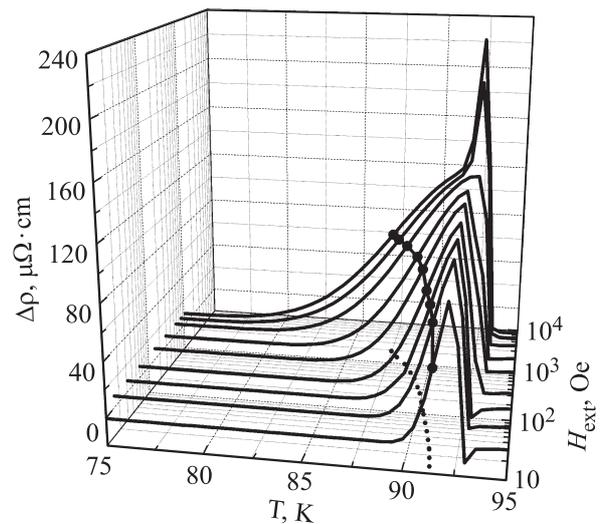


Рис. 4. Температурные зависимости магнитного вклада в удельное электросопротивление во внешних магнитных полях  $H_{ext}$ .

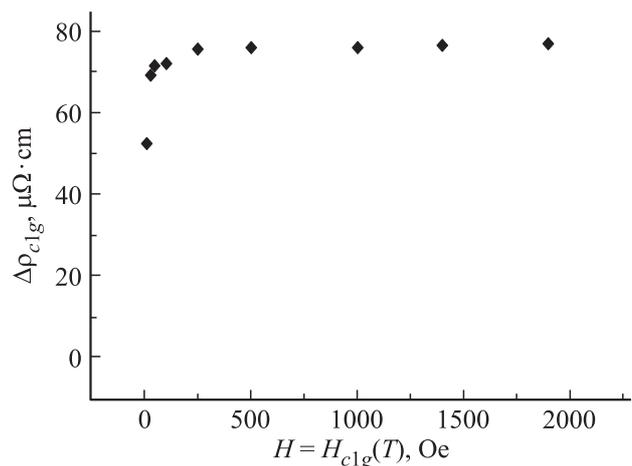


Рис. 5. Полевая зависимость магнитного вклада в электросопротивление вдоль линии ФП, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в подсистему сверхпроводящих гранул.

рей Абрикосова значительно слабее влияет на уровень электросопротивления.

Интегральным откликом системы в целом на процессы диссипации, протекающие в обеих подсистемах гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в зависимости от температуры и магнитного поля, может служить суммарная величина магнитного вклада в электросопротивление в диапазоне температур от критической температуры ФП, связанного с появлением резистивности в подсистеме „слабых связей“  $T_{c2J}$  до критической температуры сверхпроводящего ФП  $T_c$

$$\text{Area}(H_{ext}) = \left[ \int_{T_{c2J}}^{T_c} \Delta\rho dT \right]_{H_{ext}=\text{const}}. \quad (4)$$

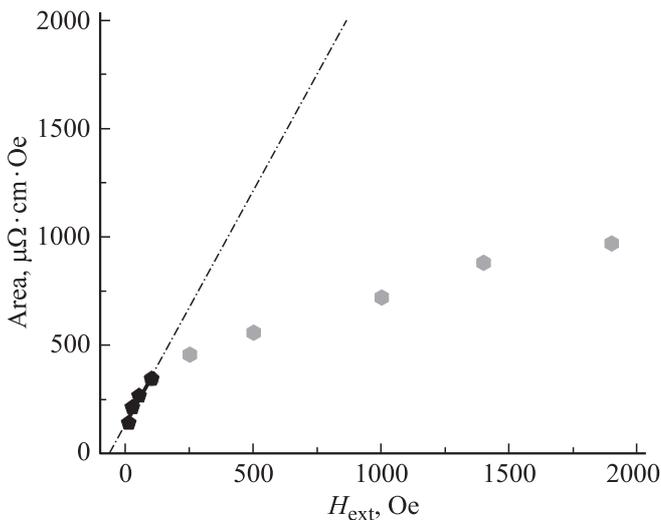


Рис. 6. Полевая зависимость суммарной величины магнитного вклада в электросопротивление.

Полевая зависимость суммарной величины магнитного вклада в электросопротивление, рассчитанная на основании данных о температурных зависимостях магнитного вклада в электросопротивление при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля,  $Area(H_{ext})$ , представлена на рис. 6. На рисунке различными символами представлены две группы данных. Пентагоны относятся к „низкополевой“ области ( $H_{ext} \leq H_{c1g}$ ); гексагоны — к „высокополевой“ области ( $H_{ext} \geq H_{c1g}$ ).

Как видно, полевые зависимости суммарной величины магнитного вклада в электросопротивление, относящиеся к двум областям фазовой диаграммы, носят принципиально различный характер:

- в „низкополевой“ области ( $H_{ext} < H_{c1g}$ ), соответствующей существованию вихрей только одного типа — вихрей Джозефсона, зависимость  $Area(H_{ext})$  в пределах точности измерений носит практически линейный характер;

- в области же сосуществования вихрей обоих типов — Джозефсона и Абрикосова ( $H_{ext} \geq H_{c1g}$ ) — величина интегрального отклика системы на воздействие внешнего магнитного поля  $Area(H_{ext})$  практически не зависит от напряженности внешнего магнитного поля (имеет место выход на насыщение).

Заметим, что суммарные величины магнитного вклада в электросопротивление в полях  $H_{ext} > H_{c1g}$  значительно ниже значений, которые могут быть получены путем экстраполяции „низкополевой“ ветви зависимости  $Area(H_{ext})$  (штрих-пунктирная прямая на рис. 6).

Данные, представленные на рис. 4–6, однозначно свидетельствуют о том, что с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы происходит кардинальное изменение распределения магнитного поля в гранулярном двухуровневом сверхпроводнике.

Наиболее вероятный сценарий процесса перераспределения магнитного поля между обеими подсистемами заключается в уменьшении или хотя бы прекращении роста плотности вихрей Джозефсона в межгранулярных границах — в „слабых связях“, и в появлении и последующем росте плотности вихрей Абрикосова в сверхпроводящих гранулах, приводящее в соответствии с моделью Бина к появлению резистивности в результате срыва вихрей Абрикосова с центров пиннинга и движения их под действием силы Лоренца. В пользу справедливости подобного сценария однозначно свидетельствует прекращение сильного роста магнитосопротивления, обусловленного повышением плотности вихрей Джозефсона в подсистеме „слабых связей“ при  $H_{ext} < H_{c1g}$ . Выход же зависимости  $Area(H_{ext})$  на насыщение при  $H_{ext} > H_{c1g}$  может указывать на уменьшение плотности вихрей Джозефсона и увеличение относительной плотности вихрей Абрикосова в подсистеме сверхпроводящих гранул.

Хотя в отличие от прямых „методов диагностики“ вихрей Джозефсона (линейная зависимость электросопротивления от магнитного поля) об изменении плотности вихрей Абрикосова можно судить лишь по косвенным признакам. Как уже упоминалось выше, изменение плотности вихрей Джозефсона приводит к сильным изменениям электросопротивления, а изменение плотности вихрей Абрикосова — значительно слабее. Объяснение эффекта выхода зависимости  $Area(H_{ext})$  на насыщение при  $H_{ext} > H_{c1g}$  как следствие перераспределения магнитного поля между обеими подсистемами гранулярного двухуровневого сверхпроводника представляется вполне разумным.

## 5. Заключение

Стратегия достижения основной цели настоящей работы — установление характера и природы эволюции вихревой структуры типичного представителя двухуровневых высокотемпературных сверхпроводников  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  под действием температуры и магнитного поля — заключалась в следующем:

- проведение прецизионных измерений температурных зависимостей удельного сопротивления гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в условиях повышения и понижения температуры в диапазоне от температур ниже  $T_{c2}$  до температур, превышающих  $T_c$  в широком диапазоне значений напряженности внешнего магнитного поля;

- разработка методологии выделения магнитного вклада  $\Delta\rho$  в электросопротивление гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и установление особенностей поведения  $\Delta\rho$  в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля;

- установление термодинамических особенностей и характера протекания фазовых переходов в подсистемах сверхпроводящих гранул и межгранулярных границ — джозефсоновских „слабых связей“.

Получены следующие основные результаты.

1. Установлено, что во всем диапазоне магнитных полей температурные зависимости электросопротивления носят обратимый характер.

2. Показано, что характер особенностей поведения температурных зависимостей электросопротивления в окрестности температур фазовых переходов в подсистемах сверхпроводящих гранул (отсутствие температурного гистерезиса и наличие максимума производной электросопротивления) свидетельствует о принадлежности обоих фазовых переходов в подсистеме сверхпроводящих гранул к фазовым переходам второго рода.

3. Впервые обнаружено, что поведение магнитного вклада в электросопротивление вдоль линии фазового перехода, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул  $\Delta\rho(T = T_{c1g}, H_{ext})$ , носит аномальный характер.

4. Развита алгоритм установления вклада вихрей Джозефсона и Абрикосова в электросопротивление гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , основанный на анализе полевой зависимости суммарной величины магнитного вклада в электросопротивление в диапазоне температур  $T_{c2J} - T_c$ .

5. Установлено, что вдоль линии ФП, связанного с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в подсистему сверхпроводящих гранул, характер полевой зависимости суммарной величины магнитного вклада в электросопротивление принципиально меняется.

6. Установлено, что с началом процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы происходит перераспределение магнитного потока между обеими подсистемами двухуровневого ВТСП: рост плотности вихрей Джозефсона прекращается, плотность вихрей Абрикосова растет.

## Список литературы

- [1] J.G. Bednorz, K.F. Mijller. *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [2] M. Tinkham, C.J. Lobb. *Solid State Physics* **42**, 91 (1989).
- [3] B. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 1, 470 (1993).
- [4] B. Ji, R.H. Sohn, G. Spalding, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **40**, 16, 10936 (1990).
- [5] B.I. Belevtsev, E.Yu. Beliayev, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka. *Physica C* **483**, 186 (2012).
- [6] Н.В. Далакова, Е.Ю. Беляев, Ю.А. Савина, О.И. Юзефович, С.В. Бенгус, Н.П. Бобрышева. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **78**, 4, 486 (2014).
- [7] Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, Ж.-И. Лаваль. *ФТТ* **40**, 7, 1195 (1998).
- [8] H. Kamerling Onnes. *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, **122b**, 13 (1911).
- [9] J.N. Rjabinin, L.W. Shubnikow. *Nature* **134**, 260 (1934).
- [10] Л.В. Шубников, В.И. Хоткевич, Ю.Д. Шепелев, Ю.Н. Рябинин. *ЖЭТФ* **7**, 2, 221 (1935).
- [11] E. Altshuler, P. Mune, J. Musa, J.L. Gonzales, O. Eres, C. Hart. *J. Supercond.* **8**, 781 (1995).
- [12] Н.Д. Кузьмичев. *Письма в ЖЭТФ* **74**, 291 (2001).
- [13] С.А.М. dos Santos, С.Ж.В. Oliveira, M.S. da Luz, A.D. Bortolozzo, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machad. *Phys. Rev. B* **74**, 184526 (2006).
- [14] С.Л. Гинзбург. *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994). S.L. Ginzburg, O.V. Gerashchenko, A.I. Sibilev. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 395 (1997).
- [15] В.В. Славкин, Э.А. Тищенко. *ФНТ* **40**, 3, 243 (2014).
- [16] M.N. Kunchur, T.R. Askew. *J. Appl. Phys.* **84**, 6763 (1998).
- [17] С.Р. Bean. *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
- [18] С.Р. Bean. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
- [19] О.В. Герашенко. *Письма в ЖТФ* **25**, 3, 8 (1999).
- [20] Е.З. Мейлихов, В.Г. Шапиро. *Сверхпроводимость: физ., хим., техн.* **4**, 1437 (1991).
- [21] D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184514 (2002).
- [22] G.L. Olivera, С.А.М. dos Santos, С.У. Shigue, A.J.S. Machado. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12**, 1, 1272 (2002).
- [23] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **46**, 10, 1740 (2004).
- [24] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 5, 933 (2008).
- [25] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖТФ* **80**, 1, 68 (2010).
- [26] М.И. Петров, Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров. *ФТТ* **44**, 1179 (2002).
- [27] A.D. Caplin, Y. Bugoslavsky, L.F. Cohen, G.K. Perkins. *Physica C* **401**, 1 (2004).
- [28] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, 8, 1374 (2006).
- [29] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **54**, 3, 427 (2012).
- [30] T.V. Sukhareva. *J. Supercond. Nov Magn.* **26**, 5, 2021 (2013).
- [31] V.N. Vieira, J. Schaf. *Phys. Rev. B* **65**, 144531 (2002).
- [32] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.А. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, 5, 865 (2011).
- [33] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. *ФТТ* **56**, 4, 625 (2014).
- [34] A.M. Bovda, V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **21**, 3, 360 (2014).
- [35] А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. *Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М.* (1975). 103 с.
- [36] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика. Наука, М.* (1976). 486 с.
- [37] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [38] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **11**, 4, 710 (2004).
- [39] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel, Yu.N. Shahov. *Functional Mater.* **22**, 3, 112 (2015).
- [40] M.L. Steyn-Ross, D.A. Steyn-Ross, J.W. Sleight, L.C. Wilcocks. *Phys. Rev. E* **64**, 011917 (2001).
- [41] M.L. Steyn-Ross, D.A. Steyn-Ross, J.W. Sleight, M.T. Wilson, L.C. Wilcocks. *Phys. Rev. E* **72**, 061910 (2005).
- [42] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **54**, 3, 427 (2012).

- [43] В.В. Деревянко, М.С. Сунгуров, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. ФТТ **59**, 2, (2017).
- [44] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **52**, 8, 1479 (2010).
- [45] D.A. Balaev, S.I. Popkov, E.I. Sabitova, S.V. Semenov, K.A. Shaykhutdinov, A.V. Shabanov, M.I. Petrov. J. Appl. Phys. **110**, 9, 093918 (2011).
- [46] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007).
- [47] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.Г. Овчинников. ФТТ **40**, 9, 1599 (1998).
- [48] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Б.П. Хрусталев. ФТТ **39**, 11, 1956 (1997).
- [49] S.L. Ginzburg, N.A. Savitskaya. J. Low-Temperature Phys. **130**, 333 (2003).
- [50] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. Supercond. Sci. Technol. **13**, 332 (2000).
- [51] V. Ambegaokar, V.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [52] В.Л. Березинский. ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
- [53] J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless. J. Phys. C: Solid State Phys. **6**, 1181 (1973).