

6. Reina, S., Dini, D., Hills, D.A. and Lida, Y. (2011), "A quadratic programming formulation for the solution of layered elastic contact problems: Example applications and experimental validation", *European Journal of Mechanics – A/Solids*, vol. 30, issue 3, pp. 236-247.
7. Galanov, B.A. (1985), "Method of boundary equations of Hammerstein kind for contact problems of linear elasticity in case unknown contact areas", *Prikladnaia matematika i mekhanika*, vol. 4, issue 5, pp. 827-835.
8. Aleksandrov, V.M., Kalker, J.J. and Pozharskii, D.A. (1999), "Three-dimensional contact problem for a two-layered elastic base with an unknown contact area", *Izvestiya RAN. Mekhanika Tverdogo Tela*, no. 4, pp. 51-55.
9. Aleksandrov, V.M. and Pozharskii, D.A. (2004), "Three-dimensional contact problems with friction and non-linear roughness taken into account", *Prikladnaia matematika i mekhanika*, vol. 68, issue 3, pp. 516-527.
10. Chebakov, M.I. (2002), "Three-dimensional contact problem for a layer with allowance for friction in a contact area", *Izvestiya RAN. Mekhanika Tverdogo Tela*, no. 6, pp. 59-68.
11. Alexandrov, A.I. and Streliaiev, Y.M. (2014), "Nonlinear boundary integral equation's method for elastic contact problems", *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, no. 3(7), pp. 36-40.
12. Streliaiev, Y.M. (2014), "Solution of the quasistatic contact problem of elasticity with friction", *Visnik ZNU. Fiziko-matematichni nauki*, no. 2, pp. 161-172.
13. Kantorovich, L.V., and Akilov, G.P. (1984), *Funktsionalnyi analiz* [Functional analysis], Nauka, Moscow.
14. Lancaster, P. (1978), *Teoriya matrits* [The theory of matrices], Nauka, Moscow.

УДК 538.945

АНОМАЛЬНЫЙ (НЕТЕПЛОВОЙ) ГИСТЕРЕЗИС НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ВАНАДИЯ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Турутанов О. Г., к. ф.-м.н.

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАНУ,
просп. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

turutanov@ilt.kharkov.ua

На вольт-амперных характеристиках (ВАХ) гранулированных сверхпроводящих пленок ванадия, помещенных в магнитное поле $\sim 0,05$ Тл, наблюдается аномальный гистерезис, обратный по знаку тепловому, вызываемому джоулевым саморазогревом. Показано, что этот эффект может быть объяснен с использованием модели динамики магнитного потока в двумерной сверхпроводящей сети со слабыми джозефсоновскими связями, обладающей большим числом близких по энергии метастабильных состояний (фрустрационный потенциал). Проведена аналогия с магнитными и транспортными свойствами неоднородных ВТСП материалов.

Ключевые слова: гранулированная пленка, вольт-амперные характеристики, аномальный гистерезис, пространственно-неоднородные сверхпроводники, фрустрационный потенциал, метастабильные токовые состояния, сверхпроводящая перколяционная сеть.

АНОМАЛЬНИЙ (НЕТЕПЛОВИЙ) ГІСТЕРЕЗИС НА ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ГРАНУЛЬОВАНИХ ПЛІВОК ВАНАДІЮ В МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Турутанов О. Г., к. ф.-м. н.

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАНУ,
просп. Леніна, 47, м. Харків, 61103, Україна*

turutanov@ilt.kharkov.ua

На вольт-амперних характеристиках (ВАХ) гранульованих надпровідних плівок ванадію, які поміщені у магнітне поле $\sim 0,05$ Тл, спостерігається аномальний гистерезис, зворотний за знаком до теплового, що викликається джоулевым саморозігрівом. Показано, що цей ефект може бути пояснений з використанням

моделі динаміки магнітного потоку в двовимірній надпровідній мережі зі слабкими джозефсонівськими зв'язками, яка має велику кількість близьких за енергією метастабільних станів (фрустраційний потенціал). Проведено аналогію з магнітними і транспортними властивостями неоднорідних матеріалів ВТНП.

Ключові слова: гранульована плівка, вольт-амперні характеристики, аномальний гістерезис, неоднорідні надпровідники, фрустраційний потенціал, метастабільні струмові стани, надпровідна перколяційна мережа.

ABNORMAL (NON-THERMAL) HYSTERESIS AT CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF GRANULATED VANADIUM THIN FILMS IN MAGNETIC FIELDS

Turutanov O. G., PhD

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NAS of Ukraine,
47 prosp. Lenina, Kharkov, 61103, Ukraine*

turutanov@ilt.kharkov.ua

The work reports the results of the study of resistive properties of superconducting granulated thin vanadium films. The thin films were prepared by vacuum deposition onto an island condensate sub-layer to form the centers for the grain growth. Such a technique results in a rather narrow distribution of the grain size. Then the thin film subjected to controlled oxidation of the grain boundaries. This procedure locally decreases the critical current and creates weak Josephson links between the grains, with a direct or tunnel conductivity. The boundary oxidation grade can be monitored by resistive curves of the superconducting transition, which become two-step-like reflecting separate transitions of the grain matrix and inter-grain weak links. The current-voltage characteristics (CVCs) of the granulated thin vanadium films placed in perpendicular magnetic field ~ 0.05 T show “abnormal” (non-thermal) hysteresis (AH) opposite by sign to a common thermal one caused by Joule self-heating. The AH effect which we discovered earlier for the first time can be explained using a model of dynamics of the magnetic flux in a superconducting network with weak Josephson links having a large number of metastable states with close energies (frustration potential). The AH effect clearly emerges near the critical temperature of the thin film superconducting transition (0.93 - $0.98 T_c$). Its mechanism is associated with forming a large number of closed superconducting paths (loops) with weak links inside the thin film. The magnetic flux is able of entering these loops while the superconductivity is being destroyed by the rising transport current. Such a set of the superconducting loops is described by a frustration potential with a large number of current (magnetic) metastable states. After having entered the flux into the loops the potential energy is minimized which results in an increase in critical currents of individual loops and the total current-carrying capability of the thin while films the reverse branch of the CVC goes above the forward one. The effect value depends on the magnetic field and the grain oxidation grade. A 10-GHz microwave irradiation influences non-specifically, similar to the temperature action. The AH effect is supposed to be observed in various spatially non-uniform superconducting systems, both regular and stochastic. The analogy with magnetic and transport properties of the non-uniform HTSC materials is discussed.

Key words: granulated thin film, current-voltage characteristics, abnormal hysteresis, spatially non-uniform superconductors, frustration potential, metastable current states, superconducting percolation network.

ВВЕДЕНИЕ

Мюллер К.А. с сотрудниками [1, 2], по аналогии с «состоянием спинового стекла» («spin glass state»), ввел понятие «состояния сверхпроводящего стекла» («superconducting glass state») для описания специального состояния, характеризующегося отсутствием дальнего порядка в системе. Такое состояние возникает в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) керамиках, представляющих собой сильно неоднородные джозефсоновские среды. Эта концепция позволяет объяснить особенности поведения таких материалов при наличии магнитного поля и транспортного тока [3, 4] и применима вообще к неупорядоченным сверхпроводящим системам. Последующие исследования целого класса высокотемпературных сверхпроводников продемонстрировали качественно подобное поведение, например, отрицательное магнетосопротивление [5], гистерезис (необратимость) кривых намагниченности [3, 4], динамические флуктуации, приводящие к избыточному неравновесному шуму [6] и т.д.

В чистых низкотемпературных сверхпроводниках (НТСП) длина когерентности фазы сверхпроводящего параметра порядка $\xi(0)$ во много раз больше постоянной кристаллической решетки a ($\xi(0)/a \sim 1000$). Поэтому неоднородности и дефекты кристаллической структуры с размерами, меньшими ξ , могут влиять на сверхпроводящее состояние лишь интегрально, а параметр порядка в отсутствие транспортного тока и

магнитного поля можно считать пространственно-однородным. В этом отношении поведение гранулированных сред, как и высокотемпературных сверхпроводников, разительно отличается. Протекание тока в таком материале будет описываться некой перколяционной моделью, предполагающей наличие сверхпроводящих кластеров различного размера и замкнутых контуров, а магнитные свойства могут быть изучены в модели «сверхпроводящего стекла» с фрустрационным потенциалом, которому соответствует гамильтониан [1]

$$\hat{H} = -\sum_{ij} J_{ij} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}), \quad (1)$$

где J_{ij} – энергия джозефсоновской связи между кластерами, φ_i, φ_j – фазы сверхпроводящего параметра порядка в узлах перколяционной сетки, $A_{ij} = k_{ij}H$ – фазовая переменная, вводящая случайность и фрустрацию в присутствии магнитного поля H (так как система имеет много конкурирующих основных состояний с почти одинаковой энергией), k_{ij} – некий случайный геометрический коэффициент, $\Phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб – сверхпроводящий квант магнитного потока.

После охлаждения в нулевом магнитном поле система находится в мейсснеровском состоянии. При приложении поля, большего некоторой величины $H_{c1}^* = \Phi_0/2S$, где Φ_0 – квант магнитного потока, а S – площадь проекции контуров с одинаковой фазой, система становится слабо случайной. Таким образом, фрустрационному потенциалу (1) соответствует большое число метастабильных токовых состояний с близкими значениями энергии.

В данной работе мы рассмотрим результаты экспериментального исследования сверхпроводящих и резистивных свойств гранулированных ванадиевых пленок и покажем, что обнаруженный нами ранее [7] (и, насколько нам известно, впервые) аномальный гистерезис в магнитном поле, обратный по знаку обычному тепловому, на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) гранулированных пленок объясняются в рамках этих представлений.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования служили образцы тонких пленок ванадия с окисленными границами зерен. Пленки изготавливались на кафедре металлофизики Харьковского политехнического университета «ХПИ» по специальной технологии путем вакуумного осаждения на подложку из искусственной слюды (фторфлогопита) с предварительно осажденным подслоем островкового конденсата серебра, и последующего регулируемого окисления межзеренных границ. Электронно-микроскопические снимки одного из образцов приведены на рис. 1. В этих пленках наблюдалось узкое распределение по размерам гранул, разделенных прослойками оксидов ванадия, которые при низких температурах (ниже температуры сверхпроводящего перехода) могут образовывать слабые связи типа SIS (сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) или SNS (сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник) в зависимости от степени окисления. В результате образцы представляли собой сложную сверхпроводящую сеть с квазиджозефсоновскими переходами и перколяционной проводимостью. Такую пленку можно описать в виде модели случайных кластеров [4] (рис. 1, в).

Для проведения электрических измерений по четырехзондовой схеме в пленке вырезалась полоска с токовыми и потенциальными электродами. В табл. 1 представлены основные геометрические, резистивные и сверхпроводящие характеристики образцов, эксперименты на которых обсуждаются в этой работе.

Образцы помещались в металлический криостат с жидким гелием. Температура гелиевой ванны регулировалась откачкой паров жидкого гелия и поддерживалась с точностью 10^{-3} К. Снаружи на криостат был надет цилиндрический ферромагнитный экран, ослабляющий

вертикальную компоненту магнитного поля Земли примерно в 40 раз. Магнитное поле до 0,5 Тл, перпендикулярное к плоскости образца, создавалось сверхпроводящим соленоидом, погруженным в ту же гелиевую ванну. Ток через образец задавался с помощью блока электронной развертки с регулируемым выходным импедансом, чтобы реализовывать режимы заданного тока или напряжения. ВАХ записывались на планшетном самописце ПДП4-002. При необходимости СВЧ исследований образец помещался внутри криостата в прямоугольный волновод с короткозамыкающим поршнем в максимум электрического поля так, чтобы длинная сторона образца была параллельна вектору \vec{E} .

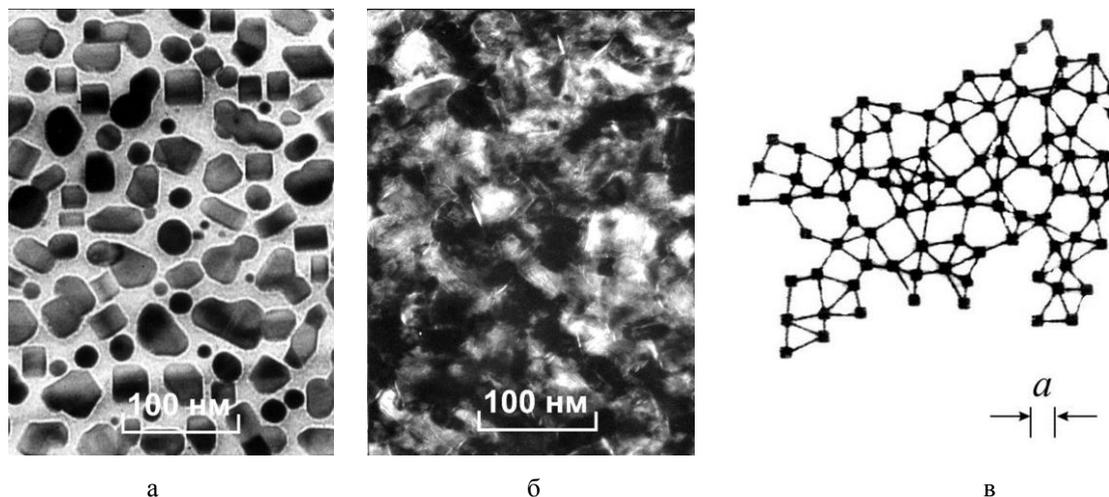


Рис. 1. Электронно-микроскопические (ТЕМ) снимки гранулированной пленки ванадия (образец V-41): а – островковый подслой, б – готовая гранулированная пленка и в – модель случайных сверхпроводящих кластеров, a – средний размер гранул

Таблица 1 – Основные параметры исследованных образцов

| Образец | d , нм | t , нм | W , мкм | L , мкм | ρ_N , Ом·см | $\frac{R_{300}}{R_N}$ | T_c , К | l_{eff} , нм | $\xi(0)$, нм | $\lambda(0)$, нм | τ |
|---------|----------|----------|-----------|-----------|------------------|-----------------------|-----------|-----------------------|---------------|-------------------|---------------------|
| V-41 | 30 | 80 | 35 | 1500 | 2,76 | 2,36 | 3,00 | 1,26 | 7,0 | 152,3 | 0,040 |
| V-45 | 30 | 80 | 40 | 350 | 4,34 | 2,16 | 3,00 | 0,81 | 5,6 | 190,5 | 0,026 |
| V-47 | 30 | 80 | 15 | 420 | 3,51 | 2,22 | 2,65 | 1,00 | 6,6 | 182,2 | 0,032 |
| V-49 | 30 | 80 | 15 | 450 | 4,83 | 2,04 | 2,15 | 0,72 | 6,3 | 237,7 | 0,021 |
| V-68 | 200 | 120 | 20 | 500 | 0,604 | 3,47 | 4,30 | 5,79 | 12,5 | 64,2 | 0,028 |
| V-69 | 200 | 120 | 17 | 490 | 0,654 | 3,35 | 4,54 | 5,35 | 11,7 | 60,1 | 0,026 |
| V-72 | 200 | 80 | 20 | 500 | 50,2 | 1,08 | 2,2 | 0,07 | 1,9 | 757,6 | $3,5 \cdot 10^{-4}$ |

Примечание. d – средний размер зерна, t – толщина пленки, W и L – ширина и длина мостика, ρ_N – удельное остаточное сопротивление, R_{300} – сопротивление при температуре 300 К, R_N – остаточное сопротивление перед началом сверхпроводящего перехода, T_c – критическая температура (по окончании перехода в сверхпроводящее состояние), l_{eff} – средняя длина свободного пробега, определяемая из отношения R_{300}/R_N , $\xi(0)$ – температурно-зависящая длина когерентности, определенная по H_{c2} , при $T = 0$, $\lambda(0)$ – глубина проникновения магнитного поля при $T = 0$, τ – средняя прозрачность межгранульного барьера.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Технология приготовления пленок ванадия позволяла получать как различный средний размер зерен (кристаллитов), так и варьировать в широких пределах энергию сверхпроводящей связи между ними путем окисления границ. Влияние степени окисления межзеренных границ на кривую сверхпроводящего резистивного перехода $R(T)$ в пределах одной серии (пленок, полученных в одном напылении) проиллюстрировано на рис. 2.

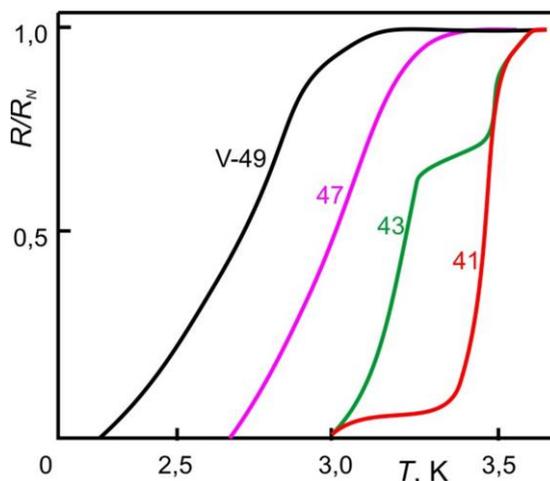


Рис. 2. Резистивный сверхпроводящий переход гранулированных пленок ванадия с различной степенью окисления границ зерен

Двойной переход связан с отдельными переходами в сверхпроводящее состояние сначала гранул, а затем, при более низкой температуре, слабых связей между ними. При высокой степени окисления границ может измениться материал самих гранул с образованием поливалентных оксидов ванадия V_xO_y , что приводит к уширению интервала перехода по температуре.

Заметим, что благодаря слабой связи между гранулами эффективная средняя длина пробега l_{eff} в пленке, а следовательно, и длина когерентности $\xi(0)$, оказываются малыми, тем самым делая гранулированные пленки похожими на ВТСП по перколяционному характеру протекания сверхтока и захвату магнитного потока. В такой пространственно-неоднородной сверхпроводящей структуре нами был обнаружен [7] эффект «аномального гистерезиса» на ВАХ (рис. 3).

Его внешнее отличие от теплового гистерезиса заключается в «знаке», т.е. возвратная ветвь ВАХ характеризуется большим средним сверхпроводящим током при заданном напряжении и лежит выше прямой ветви. При низких приведенных температурах, при которых ток выше критического приводит к развитию тепловой неустойчивости, возможно одновременное наблюдение аномального и теплового гистерезисов. Тот факт, что наблюдаемый эффект не связан с кризисами кипения жидкого гелия, подтверждается наличием АГ при помещении пленочного образца в газообразный гелий. Детальные исследования показывают, что в таком случае величины этих двух эффектов складываются алгебраически.

На рис. 3 приведены несколько ВАХ образца гранулированной пленки ванадия, полученных при температуре $T < T_c$ и нескольких значениях магнитного поля H , перпендикулярного поверхности пленки. ВАХ записывались в обоих направлениях изменения тока: возрастающем, от нуля до выхода в нормальное состояние (сплошные линии), и обратном (штриховые линии). На большинстве кривых обратный ход ВАХ лежит выше прямого, лишь на кривой 1 с большим критическим током преобладает обычный тепловой гистерезис (форма падающего участка обусловлена конечным импедансом источника транспортного тока), а на кривой 2 наблюдается переходной (смешанный) случай.

Задав некоторый ток (например, ~ 2 мА для кривых 3, 4, 5 на рис. 3), можно получить уменьшение напряжения на прямой ветви с увеличением магнитного поля, что позволяет трактовать АГ в терминах отрицательного магнетосопротивления.

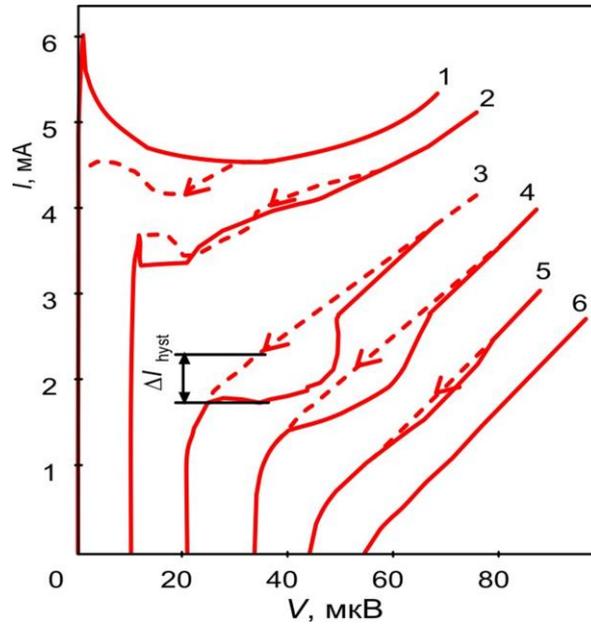


Рис. 3. Аномальный гистерезис на ВАХ образца V-68 в различных магнитных полях: $I = 0$; 2 – 0,0085 Тл; 3 – 0,051 Тл; 4 – 0,068 Тл; 5 – 0,102 Тл; 6 – 0,127 Тл; $T = 4,2$ К. Сплошными линиями показан прямой ход записи ВАХ, штриховыми – обратный. Кривые 2-6 смещены по оси V . ΔI_{hyst} – ширина петли гистерезиса

Зависимость величины АГ (максимального раствора по току ΔI) от магнитного поля H немонотонна (рис. 4, сплошная кривая). Максимум кривой соответствует значению поля, при котором один квант магнитного потока Φ_0 проникает в сверхпроводящий контур с линейными размерами около 200 нм, что хорошо соответствует среднему расстоянию между отдельными гранулами пленки (см. рис. 1). После прохождения максимума $\Delta I(H)$ величина гистерезиса плавно спадает с увеличением поля H , следуя зависимости критического тока $I_c(H)$ (штриховая кривая на рис. 4).

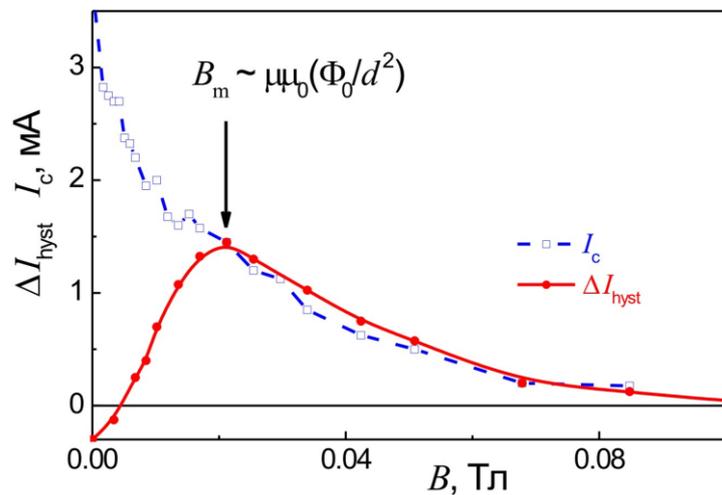


Рис. 4. Ширина петли АГ на ВАХ и критический ток образца V-68 в зависимости от магнитного поля; $T = 4,2$ К

Дополнительные эксперименты показывают, что температура и внешнее СВЧ облучение с частотой 10 ГГц подавляют гистерезис таким же неспецифическим образом, действуя как распаривающий фактор и уменьшая величину сверхтока. Если не повышать ток до полного разрушения сверхпроводимости и перехода образца в нормальное состояние, то на обратном ходе наблюдается частичный АГ, тем больший, чем выше максимальный ток развертки,

вплоть до выхода на R_N (рис. 5). Заметим, что АГ возникает только при превышении некоторого порогового значения тока (точка А на рис. 5). Это означает, что при малой плотности тока ВАХ гранулированной пленки обратима.

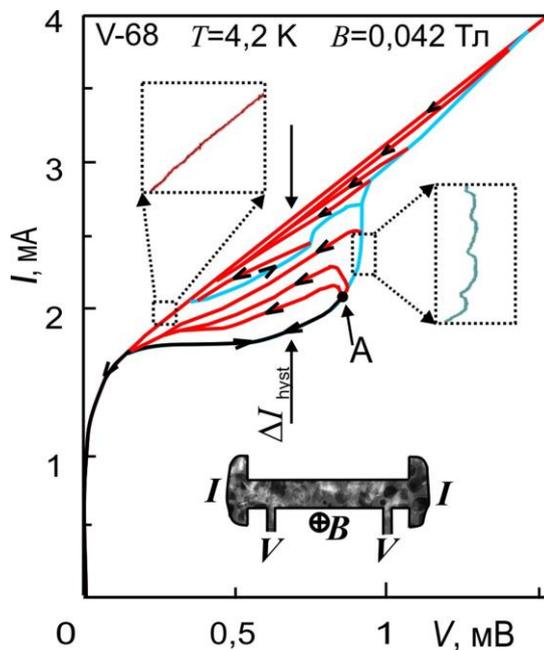


Рис. 5. АГ на ВАХ пленки ванадия (V-68) при записи в двух направлениях из различных точек ВАХ.

$T = 4,2$ К, $B = 0,034$ Тл. Точкой А обозначена граница обратимости ВАХ. На вставке внизу – схема образца

Важно отметить, что при токах $I > I_A$ на ВАХ наблюдается квазинепрерывный набор обратных ветвей, связанных с АГ. Такое поведение может быть легко объяснено фрустрационным характером потенциала неоднородной системы со статистическим разбросом энергии слабых связей между отдельными гранулами. Подобная модель была предложена в [1, 8] для объяснения необычных магнитных свойств ВТСП материалов.

На прямой ветви ВАХ наблюдается избыточный шум (см. рис. 5), который может быть связан со случайным характером вхождения магнитного потока в образец. Это указывает на наличие в гранулированной пленке большого числа метастабильных токовых состояний, связанных с фрустрационным потенциалом. Интересно отметить, что после выхода в нормальное состояние и проникновения магнитного потока в образец шум на обратной ветви ВАХ резко уменьшается. Такое поведение можно объяснить увеличением высоты потенциальных барьеров между отдельными метастабильными токовыми состояниями из-за уменьшения экранирующих токов в образце после «проваливания» магнитного потока внутрь сверхпроводящих контуров, образующих сетку.

Действительно, циркулирующий по периметру i -ого контура экранирующий ток равен $I_{circ} = (\Phi_e - \Phi) / L_i$, и при потоке внутри контура, примерно равном внешнему потоку $\Phi \approx \Phi_e$, его значение стремится к нулю. Здесь L_i представляет собой индуктивность i -ого контура в образце. Следует отметить, что с понижением температуры АГ появляется с началом перехода в сверхпроводящее состояние межгранульных слабых связей, т.е. еще до возникновения бесконечного сверхпроводящего кластера, пронизывающего весь образец. Это еще раз подтверждает тот факт, что природа появления АГ обусловлена существованием в пленке многосвязных сверхпроводящих токовых путей.

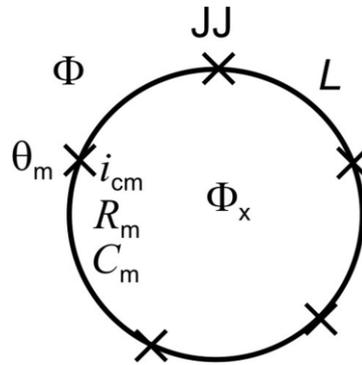


Рис. 6. Схема сверхпроводящего кольца с N джозефсоновскими контактами. Обозначения и числовые значения параметров – в тексте

Характер проникновения магнитного потока в межгранульные промежутки исследованных пленок можно проиллюстрировать на сверхпроводящем контуре, замкнутом одним или несколькими джозефсоновскими контактами. Известно, что для сверхпроводящего кольца, замкнутого джозефсоновским контактом, число метастабильных токовых состояний увеличивается с ростом параметра $\beta_L = 2\pi LI_c / \Phi_0$. Высота максимального потенциального барьера между отдельными состояниями $\Phi_0 I_c / 2\pi$ зависит от внешнего магнитного потока, т.е. циркулирующего тока в кольце. Распад метастабильного состояния за счет термодинамических флуктуаций приводит к вхождению одного или нескольких квантов магнитного потока [9]. Динамика вхождения вихрей для сверхпроводящего кольца, замкнутого несколькими джозефсоновскими контактами рассматривалась в [10]. В этой работе элементарный m -й кластер с N контактами в образце, где каждый контакт имеет критический ток i_{cm} , нормальное сопротивление R_m , емкость C_m и разность фаз параметра порядка θ_m (рис. 6), описывался следующими уравнениями:

$$i = i_{cm} \sin \theta_m + \frac{\hbar}{2eR_m} \dot{\theta}_m + \frac{\hbar C_m}{2e} \ddot{\theta}_m, \quad (2a)$$

$$\sum_{m=1}^N \theta_m = -2\pi(\Phi / \Phi_0), \quad (2б)$$

$$\Phi = \Phi_x + Li, \quad (2в)$$

где Φ и Φ_x – внешний и внутренний магнитные потоки (также см. рис. 6).

Решение системы (2а-2в) с несколькими (например, $N = 5$) контактами, один из которых имеет пониженный (на 1%) критический ток, показывает, что возможны переходы кольца в различные метастабильные состояния с изменением магнитного потока в нем сразу на несколько квантов при достижении критического тока слабейшего контакта. Динамика конкретных переходов и конечное состояние зависит от массы джозефсоновского осциллятора $\frac{\hbar C_m}{2e}$ и коэффициента диссипации $\frac{\hbar}{2eR_m}$, но общая тенденция динамики потока

такова, что магнитная энергия $\frac{Li_m^2}{2}$ каждого кластера (контур) стремится к минимуму, что означает уменьшение циркулирующего тока в уравнении (2в). Таким образом, при увеличении транспортного тока по всей сетке (рис. 1,в) в каждый элементарный кластер входит магнитный поток, который минимизирует циркулирующий в нем сверхток, что приводит к увеличению суммарного транспортного сверхтока сетки, результатом чего является появление АГ на ВАХ. Заметим, что наблюдаемое в ВТСП отрицательное магнетосопротивление [5] может быть объяснено теми же причинами.

Так как эффект АГ связан с динамикой разрушения сверхпроводимости током в сверхпроводящей сети со слабыми (джозефсоновскими) связями, то вполне можно ожидать его существование в любых пространственно-неоднородных сверхпроводящих системах с перколяционным протеканием тока и наличием замкнутых контуров. Так, АГ наблюдался [11] в регулярной системе слабосвязанных сверхпроводящих частиц индия с характерными размерами, близкими к среднему размеру гранул ванадия в нашем эксперименте, и в трехмерной системе слабосвязанных гранул в пористой опаловой матрице [12].

Поведение образцов с большой степенью окисления границ (V-72) сильно отличается от описанного выше. Вместо падения сопротивления с температурой по «металлическому» типу с отношением $R_{300}/R_{4,2} \sim 2-4$ наблюдается сопротивление, практически не зависящее от температуры, что можно объяснить образованием преимущественно туннельных связей между гранулами. Остаточное сопротивление возрастает почти на 2 порядка, а плотность критического тока настолько же падает. В таких образцах практически отсутствуют замкнутые сверхпроводящие контуры, а сверхпроводящая перколяционная сетка вырождается в один или малое число линейных сверхпроводящих каналов, в связи с чем в этих пленках не наблюдается аномальный гистерезис.

ВЫВОДЫ

Обнаруженный нами эффект аномального (обратного) гистерезиса на вольт-амперных характеристиках гранулированных сверхпроводящих пленок ванадия в перпендикулярных магнитных полях обусловлен динамикой магнитного потока внутри многосвязной сверхпроводящей сети со слабыми межгранульными джозефсоновскими связями. Эта динамика направлена на минимизацию энергии системы, которую можно описать фрустрационным потенциалом с большим числом близких по энергии метастабильных состояний. Избыточный шум на ВАХ связан с неустойчивостью метастабильных магнитных состояний. Заметим, что эффект проявляется ярко при температурах, близких к критической ($\sim 0,93-0,98 T_c$). В этом случае в пленке уже сформировалось достаточное число замкнутых сверхпроводящих контуров со слабыми связями, но с другой стороны – плотности тока при переходе отдельных участков в резистивное состояние не так велики, чтобы вызвать саморазогрев и образование нормальных тепловых доменов. Похожее явление можно ожидать и в неоднородных высокотемпературных сверхпроводниках, в частности, отрицательное магнитосопротивление ВТСП также можно связать с подобным механизмом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность А.Н. Стеценко за изготовление образцов, Ю.Г. Бевзе и В.И. Шныркову – за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Müller K. A. Flux Trapping and Superconductive Glass State in $\text{La}_2\text{CuO}_4\text{-y:Ba}$ / K.A. Müller, M. Takashige, J.G. Bednorz // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, № 11. – P. 1143-1146.
2. Deutscher G. Origin of Superconducting Glassy State and Extrinsic Critical Currents in High-Tc Oxides / G. Deutscher and K.A. Müller // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 59, № 15. – P. 1745-1747.
3. Clem J. R. Granular and superconducting-glass properties of the high-temperature superconductors / John R. Clem // Physica C. – 1988. – Vol. 153-155, Part 1. – P. 50-55.
4. Ebner C. Diamagnetic susceptibility of superconducting clusters: Spin-glass behavior / C. Ebner, D. Stroud // Phys. Rev. B. – 1985. – Vol. 31, №1. – P. 165-171.
5. Суханов А. А. Замороженное магнитосопротивление при перемагничивании гранулированных Bi(Pb) -ВТСП / А.А. Суханов, В.И. Омельченко // ФНТ. – 2004. – Т. 30, №6. – С. 604-609.
6. Шнырков В. И. Низкочастотный шум магнитного потока в ВТСП сквидах / В.И. Шнырков, В.П. Тимофеев, Г.М. Цой, В.А. Хлус, А.В. Демин // ФНТ. – 1995. – Т. 21, №6. – С. 604-612.

7. Бевза Ю. Г. Аномальный гистерезис на ВАХ неоднородных сверхпроводящих пленочных структур / Ю.Г. Бевза, И.М. Дмитренко, А.В. Лукашенко, О.Г. Турутанов // 21-е Всесоюзное совещание по физике низких температур. Тезисы докладов. – Ч. I. – Харьков : ФТИНТ АН УССР. – 1980. – С. 185-186.
8. Blazey K. W. Low-field microwave absorption in the superconducting copper oxides / K.W. Blazey, K.A. Müller, J.G. Bednorz, W. Berlinger, G. Amoretti, E. Buluggiu, A. Vera, F.C. Maticotta // *Phys. Rev. B.* – 1987. – Vol. 36, N13. – P. 7241-7243.
9. Дмитренко И. М. Исследование квантовых распадов метастабильных токовых состояний в ВЧ СКВИДах / И.М. Дмитренко, В.А. Хлус, Г.М. Цой, В.И. Шнырков // ФНТ. – 1985. – Т.11, №2. – С. 146-160.
10. Blackburn J. A. Magnetic field biased superconducting rings containing N Josephson junctions / J.A. Blackburn // *J. Appl. Phys.* – 1984. – Vol. 56, №5. – P. 1477-1480.
11. Богомолов В. Н. Вольт-амперные характеристики регулярной системы слабосвязанных сверхпроводящих частиц / В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, А.И. Задорожний, Е.В. Колла, Ю.А. Кумзеров // Письма ЖЭТФ. – 1982. – Т.36. – Вып. 8. – С. 298-300.
12. Романов С. Г. Разрушение током сверхпроводящего состояния в трехмерной решетке слабосвязанных гранул индия в опале / С.Г. Романов, Д.В. Шамшур // ФТТ. – 2000. – Т. 42. – Вып. 4. – С. 581-588.

REFERENCES

1. Müller, K.A., Takashige, M. and Bednorz, J.G. (1987), “Flux Trapping and Superconductive Glass State in La₂CuO₄-y:Ba”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, issue 11, pp. 1143-1146.
2. Deutscher, G. and Müller, K.A. (1987), “Origin of Superconducting Glassy State and Extrinsic Critical Currents in High-Tc Oxides”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, issue 15, pp. 1745-1747.
3. Clem, J.R. (1988), “Granular and superconducting-glass properties of the high-temperature superconductors”, *Physica C*, vol. 153-155, part 1, pp. 50-55.
4. Ebner, C. and Stroud, D. (1985), “Diamagnetic susceptibility of superconducting clusters: Spin-glass behavior”, *Phys. Rev. B.*, vol. 31, no. 1, pp. 165-171.
5. Sukhanov, A.A. and Omelchenko, V.I. (2004), “Frozen magnetoresistance in the magnetization reversal of granular Bi (Pb)-HTSCs”, *Low Temp. Phys.*, vol. 30, no. 6, pp. 452-457.
6. Shnyrkov, V.I., Timofeev, V.P., Tsoi, G.M., Khlus, V.A. and Demin, A.V. (1995), “Low-frequency magnetic flux noise in high-Tc superconducting SQUIDS”, *Low Temp. Phys.*, vol. 21, no. 6, pp. 470-476.
7. Bevza, Yu.G., Dmitrenko, I.M., Lukashenko, A.V. and Turutanov, O.G. (1980), “Abnormal hysteresis in CVCs of non-uniform superconducting thin-film structures”, *21-ye Vsesoyuznoye soveshchaniye po fizike nizkikh temperature. Tezisy dokladov*, part I, FTINT AN USSR, Kharkov, pp. 185-186.
8. Blazey, K.W., Müller, K.A., Bednorz, J.G., Berlinger, W., Amoretti, G., Buluggiu, E., Vera, A. and Maticotta F.C. (1987), “Low-field microwave absorption in the superconducting copper oxides”, *Phys. Rev. B.*, vol. 36, no. 13, pp. 7241-7243.
9. Dmitrenko, I.M., Khlus, V.A., Tsoi, G.M. and Shnyrkov, V.I. (1985), “Study of quantum decays of metastable current states in RF SQUIDS”, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 11, no. 2, pp. 77-84.
10. Blackburn, J.A. (1984), “Magnetic field biased superconducting rings containing N Josephson junctions”, *J. Appl. Phys.*, vol. 56, no. 5, pp. 1477-1480.
11. Bogomolov, V.N., Zhuravlev, V.V., Zadorozhnii, A.I., Kolla, E.V. and Kumzerov, Y.A., (1982), “Voltage-current characteristics of a regular system of weakly coupled superconducting particles”, *JETP Lett.*, vol. 36, issue 8, pp. 365-367.
12. Romanov, S.G. and Shamshur, D.V. (2000), “Suppression of the superconductivity in 3-dimensional lattice of weakly coupled indium nanoparticles in opal”, *Solid State Phys.*, vol. 42, issue 4, pp. 594-602.