

УДК 537.312.62

ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ СПИНОВОГО СТЕКЛА В МОДЕЛИ СЛАБОСВЯЗАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КЛАСТЕРОВ

В. А. Черенков, В. Е. Гришин

В точно решаемой модели единичных сверхпроводящих петель рассмотрено вырождение основного состояния, различие в магнитной восприимчивости на переменном и постоянном токах, а также в случае термодинамического равновесия — $\chi_{a.c}^{FC}$ и в его отсутствие $\chi_{a.c}^{ZFC}$. Проанализированы частотные зависимости магнитной восприимчивости. В теории протекания оценены предельные значения температур начала сверхпроводящего перехода в Y—Ba—Cu—O керамиках.

Исследования тонких сверхпроводящих пленок, разделенных слоем диэлектрика, гранулированных сверхпроводящих структур, слоистых сверхпроводников, сверхпроводящих керамик со структурой «сэндвичей» занимают существенное место в теории и физическом эксперименте [1-4]. Знание динамики слабо связанных сверхпроводящих кластеров и вихревых образований важно для практики создания перспективных сверхпроводящих материалов и устройств на их основе.

СЛАБО СВЯЗАННЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КЛАСТЕРЫ С ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СВЯЗЬЮ

1. Аналогия со спиновым стеклом

Сегодня существует три подхода к решению задачи о слабом джозефсоновском взаимодействии сверхпроводящих контактов: 1) модель случайно ориентированных во внешнем магнитном поле петель сверхпроводников, допускающая аналитическое решение при 0 К [3]; 2) плоская X—Y модель случайно связанных сверхпроводящих кластеров; 3) решетка со случайным образом распределенными джозефсоновскими контактами вблизи барьера протекания во внешнем магнитном поле в низкотемпературном пределе [2].

В [2, 3] показано, что в таких системах в магнитном поле могут реализовываться следующие фазы: Мейсснера, Абрикосова, сверхпроводящее стекло, нормальная фаза. В общепринятых моделях сверхпроводящие зерна меньше длины проникновения магнитного поля (λ) и длины когерентности (ξ_0) $d \leq \lambda$, ξ_0 . Такое положение обеспечивает существование в магнитных полях экранирующих сверхтоков. В магнитном поле большой кластер может иметь много сверхпроводящих токовых состояний с почти равной энергией, что является предпосылкой вырождения и неэргодичности. Равновесные свойства таких систем, как правило, сильно зависят от внешнего магнитного поля, что связано с наличием метастабильных состояний. При образовании фазы стекла в сверхпроводнике термо-

динамическое $\langle \dots \rangle_T$ и конфигурационное [.]_c усреднение конденсированной волновой функции ψ дает

$$[\langle \psi \rangle_T]_c \equiv 0, \quad g = [|\langle \psi \rangle_T|^2]_c \neq 0, \quad (1)$$

где g — параметр порядка. Очевидна аналогия фазы стекла в сверхпроводнике со спиновым стеклом

$$[\langle S \rangle_T]_c \equiv 0, \quad g_{EA} = [|\langle S \rangle_T|^2]_c \neq 0, \quad (2)$$

здесь S — спин магнитной примеси, g_{EA} — параметр порядка Эдвардса—Андерсона (в теории молекулярного поля). В одиночной изолированной петле со сверхпроводящим током, когда $\xi_0 < p$ (p — периметр петли) наблюдаются малые парковские осцилляции сверхтока, зависящие от величины приложенного магнитного поля [5]. Флуктуации размера сверхпроводящих петель приводят к гашению осцилляций сверхтока. Вблизи перколяционного предела, где наиболее велика роль флуктуаций, фрустрация за счет взаимодействия петель различных размеров, по-видимому, приводит к фазе стекла [5]. Аналогичная картина наблюдается в перколяционных спиновых стеклах, например в сплавах золото—железо [6] вблизи порога протекания. Вероятно, в фазе сверхпроводящего стекла должны проявляться следующие эффекты, присущие спиновым стеклам: различие в поведении магнитной восприимчивости на постоянном и переменном токах, явление термомагнитной аккомодации — отличие в поведении образцов предварительно охлажденных в нулевом магнитном поле и в ненулевом магнитном поле, релаксационные эффекты.

2. Модель и качественное поведение

Пусть сверхпроводящий кластер содержит N зерен в нормальной матрице. Центр зерна расположен в x_i . Зерна связаны слабо с помощью связи Джозефсона

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} \mathcal{J}_{ij} \cos(\Phi_i - \Phi_j - A_{ij}), \quad (3)$$

$$A_{ij} = 2\pi/\Phi_0 \int^j \bar{A} dl, \quad (4)$$

где \mathcal{J}_{ij} — константа Джозефсона, интеграл в (4) берется между зернами i и j . Критток $1_{ij} = (\hbar/2e)^{-1} \mathcal{J}_{ij}$. Термодинамические свойства системы получаем, считая распределение каноническим,

$$\left. \begin{aligned} F &= -k_B T \ln Z, \\ Z &= \int \left(\prod_i d\Phi_i \right) \exp(-\mathcal{H}/k_B T). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Магнитный момент μ равен

$$\mu = - \left[\frac{\partial F}{\partial T} \right]_T, \quad (6)$$

где H — внешнее магнитное поле. Магнитная восприимчивость на переменном токе определяется через магнитный момент на единицу объема

$$\chi_{a.c} = \left[\frac{\partial M}{\partial H} \right]_T. \quad (7)$$

Магнитная восприимчивость на постоянном токе $\chi_{d.c.}$, согласно [3], находится как

$$\chi_{d.c.} = [M/H]_T. \quad (8)$$

Ключевой момент в данном рассмотрении — фрустрация. Очевидно, что за счет фрустрации (наличие фазового фактора в (3)) в конечных магнитных полях не все связи внутри конечного кластера минимизированы. Таким образом, фрустрация в конечном сверхпроводящем кластере со многими связанными сверхпроводящими петлями предполагает вырождение основного состояния. При возбуждении системы магнитным полем кластер будет менять свою конфигурацию, стремясь сохранить основное состояние. Изменение намагниченности кластера в свою очередь приводит к изменению магнитного потока через кластер кратному Φ_0 — элементарному кванту магнитного потока ($\Phi_0 = hc/2e$). Энергия основного состояния должна квантоваться. Такое описание отражает качественную картину при термодинамическом равновесии. В отсутствие равновесия $\chi_{d,c}$, отражающее равновесное состояние системы, будет отлично от $\chi_{a,c}$, соответствующее метастабильности состояний в веществе. Если частота измерительного тока больше скорости релаксации системы, $\chi_{a,c}$ отражает неравновесные свойства вещества. Разница между $\chi_{a,c}$ и $\chi_{d,c}$ типична для большинства стекол, в том числе и спиновых.

Накладывая на кластер при охлаждении магнитное поле, мы добиваемся отожженного при высоких температурах равновесного состояния (FC), охлаждая в нулевом поле (ZFC) — метастабильного состояния. Отсюда различие между FC - и ZFC -состояниями аналогично ситуации в спиновом стекле.

Пусть кластеры медленно охлаждены в магнитном поле, а затем поле внезапно выключено. Некоторый магнитный поток будет как бы задержан в веществе и будет медленно исчезать по достижению кластером состояния термодинамического равновесия. Это явление аналогично релаксационным эффектам в спиновом стекле.

3. Модель единичных сверхпроводящих петель

Модель единичных сверхпроводящих петель (ЕСП) привлекательна точным аналитическим решением. Рассмотрим петлю из N одинаковых сверхпроводящих зерен с одинаковой связью \mathcal{J} между ближайшими соседями. Пусть зерна ориентированы перпендикулярно внешнему магнитному полю (плоская задача). При $T=0$ «замораживание» токов предполагает равенство разности фаз $\Phi_{i,j}$. Формирование сверхпроводящей петли определяется двумя условиями: стабильностью в магнитном поле при наименьшей энергии, большим числом гранул в петле $A_{i,j} \ll 1$. В этом случае

$$\cos(\Phi_{i,j} + A_{i,j}) \cong 1 - 1/2(\Phi_{i,j} - A_{i,j})^2. \quad (9)$$

Из идентичности сверхпроводящих петель при их перпендикулярном расположении к направлению магнитного поля из (3), (9) следует, что энергия основного состояния при $0 \leq H \leq \Phi_0/s$ может быть представлена в виде

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 (\Phi/\Phi_0)^2 [(\Phi_0/\Phi) - 1], \\ \epsilon_0 &= 2\pi^2 \mathcal{J}/N, \\ \Phi &= Hs. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Аналогичный вид функция $E(H)$ имеет в любом интервале $(\Phi_0/s)(n-1) \leq H \leq n\Phi_0/s$, $n \in N$.

Таким образом, основное состояние сверхпроводящей петли, состоящей из N гранул, $2N$ -кратно вырождено. Система неэргодична. $2N$ -кратное вырождение сохраняется при случайной ориентации магнитного поля [3]. При одновременном усреднении по ориентации магнитного поля и площади петель степень вырождения основного состояния уменьшается.

На рис. 1 приведены графики зависимости энергии основного состояния $E_0(H)$ от величины внешнего магнитного поля для ансамблей сверхпроводящих петель, состоящих из N гранул для случаев петель одинаково

вой площади s (штриховая кривая) и 10 петель при изменении их площади от 0.6s до 1.5s (сплошная кривая) при произвольном направлении магнитного поля. Очевидно, что в этих случаях существует либо $2N$ -кратное вырождение основного состояния (идентичные петли), либо сохранение вырождения в магнитном поле ($k \leq 2N$) при изменении площади петель. Так, на сплошной кривой $E(H)$ энергии $0.82 E_0$ соответствует 5 состояний по магнитному полю H .

Рассматривая стандартные выражения для энергии Гельмгольца, статистической суммы, магнитного момента (1)–(8) и конфигурационного среднего $[\dots]_c$, например, для оператора Θ

$$[\Theta]_c = Z^{-1} \int \Theta(\Phi_1 \dots \Phi_N) \prod_i d\Phi_i \exp(-\mathcal{H}/kT) \quad (11)$$

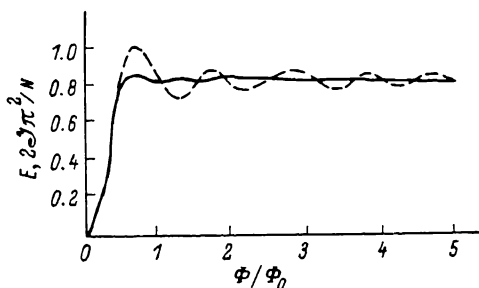


Рис. 1. Энергия основного состояния сверхпроводящей петли, состоящей из N гранул.

Штриховая линия — ансамбль петель одинаковой площади при произвольной ориентации магнитного поля, сплошная — ансамбль из 10 петель при изменении их площади от 0.6 до 1.5 s при произвольной ориентации магнитного поля.

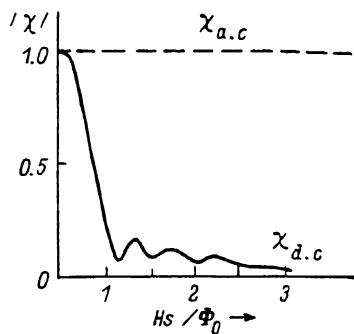


Рис. 2. Магнитная восприимчивость ансамбля сверхпроводящих петель.

Сплошная линия — на постоянном токе $\chi_{d.c}$ для 10 петель при изменении их площади от 0.6 до 1.5 s при произвольном направлении магнитного поля, штриховая — на переменном токе $\chi_{a.c}$ для идентичных петель площади s при направлении магнитного поля, перпендикулярном площади петли.

получим следующие выражения для магнитной восприимчивости на постоянном $\chi_{d.c}$ и переменном токе $\chi_{a.c}$

$$\chi_{d.c} = [(\partial E / \partial H) / H]_T]_c, \quad (12)$$

$$\chi_{a.c} = \left[\frac{\partial}{\partial H} [\partial \mathcal{E} / \partial H]_T \right]_c, \quad (13)$$

где $[\dots]_T$ означает изотермическое состояние при температуре T , $[\dots]_c$ — конфигурационное усреднение.

На рис. 2 приведены кривые $\chi_{d.c}$ и $\chi_{a.c}$ для ансамбля ЕСП. $\chi_{a.c}$ соответствуют ансамблю одинаковых сверхпроводящих петель при перпендикулярном расположении магнитного поля. $\chi_{d.c}$ показано для ансамбля из 10 сверхпроводящих петель при изменении площади петли от 0.6s до 1.5s при произвольном направлении магнитного поля (см. сплошную кривую на рис. 1). В случае идентичных ЕСП (рис. 2) $\chi_{d.c}$ не зависит от величины H , так как магнитный поток равен $\Phi = HS$. Действительно (см. (3), (13)) [3],

$$\chi_{a.c} = \ln s^2 / \Phi_0, \quad n = (2\pi / N)^3. \quad (14)$$

В общем случае для единичной сверхпроводящей петли

$$\chi_{d.c} = \frac{\ln}{\Phi_0} \left[\frac{\partial}{\partial H} (\partial \Phi / \partial H) + \frac{1}{\Phi_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial H} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Заметим, что из (15) в случае $\partial^2 \Phi / \partial H^2 \ll (\partial \Phi / \partial H)^2$ автоматически получается (14). Таким образом, если магнитный поток, проходящий через

«сверхпроводящую петлю, является функцией магнитного поля, магнитная восприимчивость на переменном токе также зависит от магнитного поля.

В случае фазы стекла в сверхпроводнике, аналогичной спин-стекольной фазе в металле, когда неэргодичность проявляется в ультраметричности пространства, т. е. когда расстояние между двумя точками времени t_1 и t_2 $Z(t_1 - t_2) = \alpha \ln |t_1 - t_2| / \tau$, где τ — парамагнитное время [7], естественно предположить, что «вмерзший» магнитный поток релаксирует во времени по экспоненциальному закону

$$\Phi = \Phi(0) \exp[-t/\tau(H)], \quad (16)$$

$\Phi(0) = \Phi(t=0) = Hs$, t — время измерения, $\tau(H)$ — время релаксации, зависящее от внешнего магнитного поля. Тогда из (15) при $t/\tau \ll 1$; $\Phi = \Phi(0) [1 - t/\tau(H)]$ получаем

$$\chi_{a.c} = \frac{\ln s^2}{\Phi_0^2} [1 - 2/f\tau + O(1/f\tau)^2]. \quad (17)$$

Значит, с ростом частоты переменного тока величина $\chi_{a.c}$ должна возрастать, приближаясь к пределу

$$\left. \begin{aligned} \chi_{a.c}^{\max} &= \frac{\ln s^2}{\Phi_0^2}, \\ 1/f\tau &\ll 1. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

С ростом температуры вероятность переходов между метастабильными состояниями возрастает и зависимость $\chi_{a.c}$ от частоты измерительного поля сглаживается по сравнению с низкими температурами ($T < E_a/K$), где E_a — энергия активации. В рассматриваемой простейшей модели стекольной фазы в сверхпроводнике отчетливо видна разница между $\chi_{a.c}^{ZFC}$ — магнитной восприимчивостью на переменном токе на образцах, предварительно охлажденных в нулевом магнитном поле (широкий спектр времен релаксации) — и $\chi_{a.c}^{FC}$ — при предварительном охлаждении в постоянном магнитном поле, когда спектр времен релаксации обрезается снизу ($\tau > \tau_{\min}$), что соответствует термодинамической стабилизации стекольной фазы в сверхпроводнике. В термомагнитно обработанном сверхпроводнике остаются медленно релаксирующие моды. Общее выражение для $\chi_{a.c}$ ЕСП имеет вид

$$\chi_{a.c}^{ZFC} \cong \frac{\mathcal{J} s^2 n}{\Phi_0^2} \left(1 - \frac{1}{f} \sum_i 1/\tau_i + \frac{H}{f} \sum_i \frac{1}{\tau_i^2} \frac{\partial \tau_i}{\partial H} \right)^2 \quad (19)$$

Для $\chi_{a.c}^{FC}$, в этом случае $1/f\tau \ll 1$

$$\chi_{a.c}^{FC} \rightarrow \frac{\mathcal{J} s^2 n}{\Phi_0^2} = \chi_{a.c}^{\max}. \quad (20)$$

Таким образом, в случае термодинамического равновесия $\chi_{a.c}^{FC}$ стремится к пределу, не зависящему от частоты и внешнего магнитного поля.

Экспериментально различие в $\chi_{a.c}$ и $\chi_{z.c}$ найдено в композитных сверхпроводниках — полисульфур—нитридах [8] и в TaSe_3 , NbSe_3 [9]. Рассмотренные эффекты стекольной фазы действительно наблюдаются в керамических высокотемпературных сверхпроводниках, например в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ [10-12]. Применяв к сверхпроводящему переходу при высоких температурах классическую теорию протекания для моделей Изинга и Гайзенберга [13, 14], получим следующие оценки для начала перехода в сверхпроводящее состояние в керамике $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$: для модели Изинга — $T_0^{\max} = 250$ К, что лишь на 10 градусов выше экспериментального значения (240 К) [15], в модели Гайзенберга — 380 К.

В модели единичных сверхпроводящих петель доказано вырождение основного состояния по магнитному полю в случае вариации площади петли и направления магнитного поля. Показано существенное различие

между магнитной восприимчивостью на переменном $\chi_{a.c}$ и постоянном токах $\chi_{d.c}$, найдена качественная зависимость $\chi_{d.c}$ от частоты измерительного тока, а также отличие $\chi_{a.c}^{ZFC}$ — магнитной восприимчивости при предварительном охлаждении образца в нулевом магнитном поле от $\chi_{a.c}^{FC}$ — магнитной восприимчивости термомагнитно обработанного сверхпроводящего стекла.

Определены выражения для магнитной восприимчивости для различных режимов захлаживания в пределе термодинамического равновесия системы. В теории протекания для моделей Изинга и Гайзенберга оценены предельные значения температуры начала сверхпроводящего перехода в Y—Ba—Cu—O керамиках.

Л и т е р а т у р а

- [1] Иоффе Л. Б., Ларкин А. И. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 2 (8), с. 707—718.
- [2] Sajevo J., Lubensky T. C. Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 55, N 9, p. 1014—1017.
- [3] Ebner C., Stroud D. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 1, p. 165—171.
- [4] Gubser D. J., Klein R. A., Lawrence S. K. Phys. Rev. B, 1987, vol. 35, N 10, p. 5350—5351.
- [5] Shin W. Y., Enber C., Stroud D. Phys. Rev. B, 1984, vol. 30, N 1, p. 134—144.
- [6] Таксей Г. А., Гребенюк Ю. П., Костышин А. М., Сыч И. И. ФТТ, 1987, т. 29, № 1, с. 83—86.
- [7] Гинзбург С. Л. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 612, с. 2171—2189.
- [8] Bastuscheck C. M., Burhman R. A., Scott J. C. Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 11, p. 6707—6710.
- [9] Burhman R. A., Bastuscheck C. M., Scott J. C., Kulik J. C. Inhomogeneous superconductors, AIP, Conf. Proc., 1979, N 58, p. 207—215.
- [10] Галазов В. Р., Гошицкий Б. Н., Губанов В. Л. и др. ФММ, 1987, № 63, № 4, с. 829—830.
- [11] Müller K. A., Takashige M., Bernors J. C. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 11, p. 1143—1146.
- [12] Simobu Hikami, Seiichi Hugoshima, Susuma Homiyama, Univ. Tokio, preprint, march 1987, p. 1—6.
- [13] Humar D., Harris A. B. Phys. Rev. B, 1973, vol. 8, N 5, p. 2166—2184.
- [14] Humar D., Phargava R. J. Phys. C., 1975, vol. 8, N 17, p. L478—L482.
- [15] Oren J. T., Wenger J. E., McEwanet C. J. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 19, p. 1972—1975.

ВНИИМС
Москва

Поступило в Редакцию
21 июля 1987 г.