Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 2, стр. 93 – 96 25 января 1991 г.

ОБ АНОМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРВОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВТСП КЕРАМИКИ

М.А.Баранов, В.С.Горбачев, А.В.Сенаторов

Московский инженерно-физический институт
115409, Москва

Поступила в редакцию 23 ноября 1990 г.
После переработки 13 декабря 1990 г.

Получены среднеполевые уравнения, описывающие модель гранулированного сверхпроводника при конечных температурах. Исследована температурная зависимость первого критического поля. Показано, что функция $H_{c1}(T)$ должна иметь перегиб.

При достаточно слабой связи между гранулами в керамике и в слабых магнитных полях можно описывать джозефсоновскую среду в ВТСП в рамках XY-модели (см., например, [1]). Приближение, использованное в [1], применимо, вообще говоря, только при малых температурах и не позволяет самосогласованно вычислить критическую температуру установления когерентного состояния T_{cJ}, исследовать температурные зависимости глубины проникновения, критических полей и т.д. В данной работе построена модель, справедливая при всех температурах $(0 < T < T_{cJ})$.

Считая, что центры гранул расположены в узлах кубической решетки (в непрерывном пределе это предположение не скажется на результатах), имеем следующий функционал энергии [2]

$$H[\theta] = \sum_{xx'} \left\{ -E_J \cos[\theta_x - \theta_{x'} - \frac{2\pi}{\Phi_0} L\vec{A}_{xx'}\vec{e}_{xx'}] + \frac{L^3}{8\pi\mu}\vec{B}^2_{xx'} \right\}. \tag{1}$$

Здесь θ_x - значение фазы в грануле с центром в x, сумма берется по парам ближайших соседей, $E_J = L^2 j_c \hbar/2e$ - энергия одиночного контакта, j_c - плотность критического тока контакта, L - размер гранул, $\vec{e}_{xx'}$ - единичный вектор, направленный из узла x в узел x', $\vec{A}_{xx'}$ - векторный потенциал в контакте между граунлами, $\vec{B}_{xx'}$ - магнитная индукция, μ - магнитная проницаемость джозефсоновской среды, Φ_0 - квант магнитного потока. В случае $L \gg \lambda$ (λ - лондоновкая глубина проникновения в гранулу) $\mu \cong \lambda/L$. В непрерывном пределе $\vec{B} = \mu\vec{H}_J = \mathrm{rot}\,\vec{A}$, $\vec{H}_J$ - поле в контакте.

Сразу отметим, что в данной работе мы не касаемся спин-стекольных свойств, возникающих при наличии беспорядка в системе (случайности значений E_J).

Макроскопические свойства гранулированного сверхпроводника определяются свободной энергией F статистической системы с гамильтонианом (1). Соответствующая статсумма дается выражением

$$Z = \exp\left(-\frac{F}{T}\right) = \int \Pi_x \frac{d\theta_x}{2\pi} \exp\left(-\frac{H[\theta]}{T}\right). \tag{2}$$

Для анализа воспользуемся стандартной процедурой [3,4], позволяющей получить среднеполевые уравнения на параметр порядка, которым в нашем случае является усредненная по ансамблю величина $\exp(i\theta(x))$ [5]. В непрерывном пределе

$$H[\theta] = -3E_J \int \frac{d^3x}{L^3} \phi^*[\theta] \left(1 + \frac{L^2}{6}\hat{D}^2\right) \phi[\theta] + \frac{1}{8\pi\mu} \int d^3x \vec{B}^2. \tag{3}$$

где $\phi[\theta]=\exp(i\theta)$, $\hat{D}$ означает "длинную" производную ($\hat{D}_i=\partial/\partial x_i-2\pi i A_i/\Phi_0$). С помощью тождества Хаббарда - Стратоновича [3,4] в выражении для статсуммы (2) с гамильтонианом (3) можно перейти от интегрирования по полю θ к интегрированию по новому полю ψ, равновесное значение которого непосредственно связано с параметром порядка (см. (7)). Окончательно для статсуммы и эффективного гамильтониана в терминах поля ψ получаем

$$Z=\int \Pi_x d\psi^* d\psi \exp\left\{-\frac{1}{T}\int d^3x\left(H_{eff}[\psi]+\frac{1}{8\pi\mu}\vec{B}^2\right)\right\}, \tag{4}$$

$$H_{eff}=z\left|\left(\nabla-\frac{2\pi i}{\Phi_0}\vec{A}\right)\psi\right|^2+a|\psi|^2-\frac{T}{L^3}\ln(I_0(|\psi|)), \tag{5}$$

где $z=T^2/(72E_JL)$, $a=T^2/(12E_JL^3)$, $I_0(s)$ - модифицированная функция Бесселя. Для $|\psi|\ll 1$ (что имеет место вблизи T_{cJ}) нелинейный член в (5) можно разложить в ряд и мы получим стандартную модель Гинзбурга - Ландау. Уравнение среднего поля получается вариацией (5)

$$z(i\nabla+\frac{2\pi}{\Phi_0}\vec{A})^2\psi+a\psi-\frac{T}{2L^3}\frac{I_1(|\psi|)\psi}{I_0(|\psi|)|\psi|}=0. \tag{6}$$

Параметр порядка $<\psi>$ в приближении среднего поля имеет вид $<\psi>=I_1(|\psi|)/I_0(|\psi|)$ ($< >$ - означает термодинамическое среднее). В отсутствие внешнего поля равновесное значение ψ_0 определяется из уравнения

$$\frac{T|\psi|}{6E_J}=\frac{I_1(|\psi|)}{I_0(|\psi|)}=<\phi>, \tag{7}$$

которое имеет нетривиальное решение только при $T<T_{cJ}$. Значение T_{cJ} определяется из уравнения $3E_J(T)=T$. Вблизи T_{cJ} имеем $|\psi_0|^2=8(1-T/T_{cJ})$, а при малых T: $|\psi_0|=6E_J(0)/T$. Из (5) получаем выражения для глубины проникновения δ, длины когерентности ξ и первого критического поля H_{c1}

$$\frac{1}{\delta^2}=\frac{4\pi^3\mu T^2}{9\Phi_0^2E_J(T)L}|\psi_0|^2;\quad \frac{1}{\xi^2}=\frac{12}{L^2}\left(1-\frac{3E_J(T)}{T}+\frac{|\psi_0|^2}{4}\frac{T}{3E_J(T)}\right), \tag{8}$$

$$H_{c1}=\frac{\Phi_0}{4\pi\delta^2\mu}\ln\frac{\delta}{\xi}. \tag{9}$$

Физический смысл верхнего критического поля для джозефсоновской среды $H_{c2}=\Phi_0/(2\pi\xi^2\mu)$ обсуждается в [1].

Используя полученные выражения, исследуем поведение функции $H_{c1}(T)$. При $E_J=\text{const}$ функция $H_{c1}(T)$ имеет обычный для однородного сверхпроводника вид. Ситуация меняется при учете температурной зависимости E_J. При этом на кривой $H_{c1}(T)$ появляется перегиб. Качественно это можно понять следующим образом. Если пренебречь зависимостью от температуры величины под логарифмомв (9), то получим следующиее асимптотическое поведение $H_{c1}(T)$ при температурах близких к T_{cJ}

$$H_{c1}(T)=2H_{c1}(0)\frac{E_J(T_{cJ})}{E_J(0)}(1-T/T_{cJ}). \tag{10}$$

Так как обычно

$$E_J(T_{cJ})\ll E_J(0), \tag{11}$$

то нетрудно видеть, что линейная асимптотика (10) не может быть плавно сшита без перегиба со значением критического поля на плато $H_{c1}(T)\cong H_{c1}(0)$

при малых температурах. В случае $S-I-S$-контакта указанная особенность практически не проявляется. Это связано с тем, что условие (11) выполняется только в очень малой окрестности T_{cg} (T_{cg} - температура перехода зерен в сверхпроводящее состояние). Однако при этом E_J для $S-I-S$-контакта быстро растет с понижением температуры, линейная асимптотика (10) почти сразу становится неприменимой, и перегиб практически не заметен. Аномальное поведение $H_{c1}(T)$ отчетливо проявляется, если при выполнении (11) функция $E_J(T)$ достаточно медленно меняется вблизи T_{cJ}. Такое поведение характерно для $S-N-S$-контакта [6], а так же для $S-I-S$-контакта с малой длиной когерентности [7]. $E_J(T)$, реализующаяся в ВТСП керамиках [8,9], так же удовлетворяет этому условию. Экспериментальная зависимость $E_J(T)$ для однофазной металлооксидной керамики $YBa_2Cu_3O_x$ показана на вставке рисунка (кривая аппроксимирует экспериментальные данные, приведенные на рис.5 в [8]). Вычисленные для данной зависимости $E_J(T)$ кривые $H_{c1}(T)$ при различных значениях T_{cJ} изображены на рисунке. Виден аномальный двухступенчатый характер функции $H_{c1}(T)$. Экспериментальное измерение $H_{c1}(T)$ затруднено из-за малых значений первого керамического поля. Авторам известно одно измерение температурной зависимости H_{c1} [10]. Приведенная на рис.5 в [10] экспериментальная кривая $H_{c1}(T)$ имеет характерный перегиб.

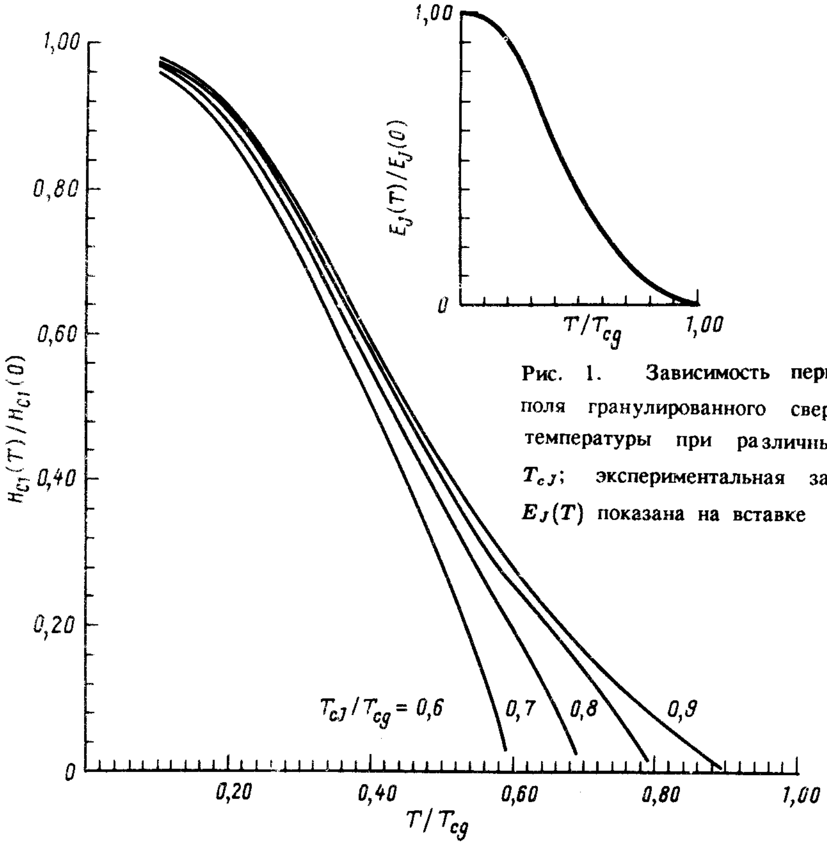

Рис. 1. Зависимость первого критического поля гранулированного сверхпроводника от температуры при различных значениях T_{cJ}; экспериментальная зависимость $E_J(T)$ показана на вставке

Отметим, что такого рода аномалия зависимости $H_{c1}(T)$ обычно связывается с наличием второй сверхпроводящей фазы с более низкой критической температурой. В рассмотренной нами модели аномалия присутствует в случае однофазного гранулированного сверхпроводника.

Литература

1. *Сонин Э.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 415.
2. *Брыксин В.В., Гольцев А.В., Дороговцев С.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 440.
3. *Choi M.Y., Doniach S.* Phys. Rev. B, 1985, 31, 4516.
4. *John S., Lubensky J.C.* Phys. Rev. B, 1986, 34, 4815.
5. *Rosenblatt J.* Rev. de Phys. Appl., 1974, 9, 217.
6. *Лихарев К.К.* Письма в ЖТФ, 1976, 2, 26.
7. *Deutscher C.* IBM J. Res. Develop., 1989, 33, 293.
8. *Асадов А.К., Михеенко П.Н.* ФТТ, 1989, 31, 98.
9. *Mannhart J., Chaudhari P., Dimos D. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2476.
10. *Goldfarb R.B., Clark A.F., Braginski A.I., Panson A.J.* Criogenics, 1987, 27, 475.