*Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 8, стр. 415 – 418* *25 апреля 1988 г.*

# ТЕОРИЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЫ В ВТСП: ВИХРИ И КРИТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

*Э.Б.Сонин*

**Если объем ВТСП разделен на гранулы, границы которых являются джозефсоновскими контактами, то мейсснеровское состояние разрушается в очень слабом поле $H_{c1}$, меньшем поля Земли. Экспериментальные нижние критические поля, значительно превышающие это значение, следует сопоставлять с другим критическим полем $H_{\tilde{c}}$, при котором вихри начинают проникать в объем гранул.**

Имеющийся в настоящее время набор экспериментальных данных по высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП) указывает на то, что они, по-видимому, существенно неоднородны по структуре и должны описываться моделью, использовавшейся прежде для описания гранулированных сверхпроводников (см., например, работы [1-3]): сверхпроводник разбит на сверхпроводящие гранулы со слабой связью (джозефсоновскими контактами) между ними. Согласно [4], такое разбиение на гранулы объема ВТСП происходит не только в керамиках, но и в монокристаллах, в которых границы гранул совпадают с границами двойникования. В настоящем сообщении рассматриваются следствия для структуры вихрей и критических магнитных полей, вытекающих из такой модели.

При достаточно слабой связи между гранулами можно полагать, что фаза, как и модуль параметра порядка остаются однородными внутри гранулы, а все изменение фазы происходит на границах, разделяющих гранулы. Тогда адекватным описанием такой системы является $XY$-модель, узлы которой соответствуют гранулам, а разность фаз между гранулами – углам между спинами узлов $XY$-модели [1-4]. Воспользуемся уравнениями самосогласованного поля для этой модели в континуальном пределе, когда последовательность скачков на границах между гранулами заменяется на непрерывно и плавно меняющуюся фазу $\varphi$ усредненного по гранулам параметра порядка. В лондоновской области параметр порядка характеризуется только фазой $\varphi$, и усредненная средняя энергия для джозефсоновской среды может быть записана в следующем виде:

$$\mathcal{F} = \int \left[\frac{g}{2}\left(\vec{\nabla}\varphi - \frac{2\pi \mathbf{A}}{\phi_0}\right)^2 + \frac{1}{8\pi\mu}(\mathrm{rot}\,\mathbf{A})^2\right] dV . \qquad (1)$$

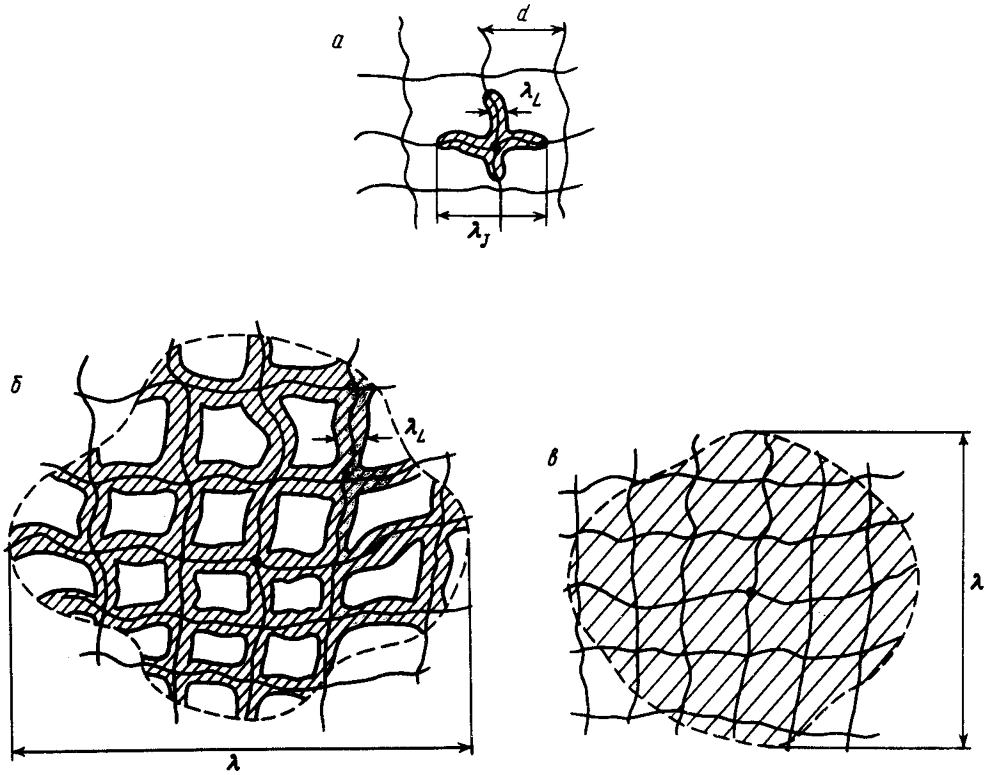
Здесь $\mathbf{A}$ – векторный потенциал, определяющий индукцию $\mathbf{B} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}$, равную усредненному по грануле магнитному полю, $\mu$ – магнитная проницаемость джозефсоновской среды, обсуждаемая ниже, $\phi_0 = hc/2e$ – квант потока, $g$ – жесткость, равная по порядку величины $E_J d$ для слабой связи $E_J d \ll (\hbar^2/m) n_s$, где $E_J$ – энергия джозефсоновской связи на единицу площади, $d$ – размер гранулы, $n_s$ – сверхтекучая плотность внутри гранулы. Используя (1), обычным образом получаем выражения для глубины проникновения $\lambda$, энергии вихря $\epsilon_v$ и нижнего критического поля $H_{c1} = 4\pi\epsilon_v/\phi_0$:

$$\lambda^2 = \frac{\phi_0^2}{16\pi^3 g\mu}, \quad \epsilon_v = \frac{\phi_0^2}{(4\pi\lambda)^2\mu}\ln\frac{\lambda}{d} = \pi g \ln\frac{\lambda}{d}, \qquad H_{c1} = \frac{4\pi^2 g}{\phi_0}\ln\frac{\lambda}{d} \sim \frac{E_J d}{\phi_0}\ln\frac{\lambda}{d}. \qquad (2)$$

Здесь учтено, что размер кора вихря, т. е. длина когерентности в рассматриваемой модели, порядка размера гранул $d$. Если $d$ много меньше лондоновской глубины проникновения $\lambda_L = \phi_0\sqrt{m}/2h\sqrt{\pi n_s}$, то магнитная проницаемость $\mu$ близка к единице, $1-\mu \sim d^2/\lambda_L^2$, а глубина проникновения $\lambda$ значительно превышает не только $\lambda_L$, но и глубину проникновения магнитного поля в одиночный джозефсоновский контакт $\lambda_J \sim \phi_0/\sqrt{E_J\lambda_L}$ (этот случай рассмотрен в [5]). В другом предельном случае $d \gg \lambda_L$ проницаемость $\mu \sim \lambda_L/d$

мала из-за слабого проникновения поля в объем гранул, но при этом поле далеко проникает вдоль поверхностей джозефсоновских связей на глубину $\lambda \sim \lambda_J$.

Усредненной теорией джозефсоновской среды, дающей (2), можно пользоваться, пока глубина проникновения $\lambda$ превышает $d$. Если же $\lambda_J \gg \lambda_L$ и при этом $d \gg \lambda \sim \lambda_J$, то размеры вихря и поле $H_{c1}$ такие же, как для одиночного джозефсоновского контакта (см. рис. 1*а*). В области же $d \gg \lambda_J^2/\lambda_L$ и $\lambda_J \ll \lambda_L$ ($E_J d$ и $E_J \lambda_L \gg (\hbar^2/m) n_s$) множественные джозефсоновские контакты никак не сказываются на свойствах сверхпроводника, в котором глубина проникновения – лондоновская, а вихри – абрикосовские. Но там, где справедлива усредненная теория джозефсоновской среды, т. е. при $\lambda \gg d$, размер вихрей (глубина проникновения) очень велик, а их структура различна для разных пространственных масштабов. На масштабах, превышающих размер гранул $d$, где работает усредненная теория, магнитное поле и фаза плавно меняются с расстоянием. Но на масштабах порядка $d$ и меньше фаза (и магнитное поле, если $d \gg \lambda_L$) сильно неоднородна: все ее изменение происходит на границах между гранулами, что может служить причиной сильного пиннинга таких вихрей. Мы будем называть их гипервихрями, чтобы отличать от абрикосовских и джозефсоновских вихрей. Они показаны на рис. 1*б* и 1*в* для случаев $d \gg \lambda_L$ и $d \ll \lambda_L$. Согласно (2) выражение для $H_{c1}$ для этих двух случаев отличается лишь значением $\lambda$ под логарифмом; поэтому нижеприведенная оценка $H_{c1}$ относится к обоим случаям.




Вихри в джозефсоновской среде. Заштрихована область проникновения магнитного поля. Жирная точка – центр (кор) вихря, где фаза неопределена: *а* – джозефсоновский вихрь $\lambda_J = \phi_0/\sqrt{E_J \lambda_L} \gg \lambda_L$, $d \gg \lambda_J$, $H_{c1} \sim \phi_0/\lambda_J \lambda_L$; *б* – гипервихрь сетчатый $\lambda = \lambda_J \gg d$, $d \gg \lambda_L$, $H_{c1} \sim \phi_0/\lambda^2 \mu \sim E_J d/\phi_0$; *в* – гипервихрь сплошной $\lambda = \lambda_J \sqrt{\lambda_L/d}$, $\lambda_L \gg d$, $\lambda_J \gg \sqrt{d \lambda_L}$, $H_{c1} \sim E_J d/\phi_0$

В гранулированной системе падение сопротивления начинается при температуре $T_c$ сверхпроводящего перехода в объеме гранул, а исчезновение сопротивления происходит при температуре $T_J \sim E_J d^2$, когда связи между гранулами устанавливают бесконечный дальний порядок [2,3] Последнее соотношение можно использовать для оценки $E_J$ в выражении для $H_{c1}$ (см. (2)). Если $E_J \sim (T_c - T)^\kappa$ вблизи перехода, то $H_{c1} \sim (T_J/\phi_0 d)[(T_c - T)/(T_c - T_J)]^\kappa$, где индекс $\kappa$ равен 1 для джозефсоновского контакта и 2 для слабой связи через нормальный металл (эффект близости) [1)]. Полагая $T \sim 100$ К и $d \sim 10^{-4}$ (см. [4]) и пренебрегая температурным множителем $[(T_c - T)/(T_c - T_J)]^\kappa$, получим $H_{c1}$ порядка $10^{-3}$ Э. Учет температурного множителя даже в случае очень резкого перехода $T_c - T \sim 1$ К и $\kappa = 2$ увеличивает эту оценку для температуры жидкого азота не более, чем на два порядка, т. е. $H_{c1}$ не превышает поля Земли. В то же время экспериментально определяемые нижние критические поля, как правило значительно выше. Поэтому модель джозефсоновской среды можно согласовать с экспериментом только, если предположить, что ВТСП уже в "нулевом" поле (мерой которого является поле Земли) находится в смешанном состоянии, но особого рода, отличного от смешанного состояния однородных сверхпроводников II рода. Эти отличия определяются спецификой гипервихрей, которые, по-видимому, очень малоподвижны : линии постоянной фазы, проходящие внутри границ гранул, при перемещении гипервихря должны "перепрыгивать" через гранулы, кор гипервихря двигается только вдоль искривленных двумерных границ гранул, что облегчает его пиннинг и увеличивает сопротивление его движению. Малая подвижность гипервихрей должна приводить к малой резистивности, иммитирующей истинное сверхпроводящее состояние с заметными критическими токами. Но при этом может наблюдаться неполный эффект Мейсснера, если $d \lesssim \lambda_L$, а магнитная восприимчивость зависеть от предистории – магнитного поля, в котором охлаждался образец. Такие особенности поведения неоднократно наблюдались экспериментально. Что же в таком случае означает магнитное поле порядка десятка или сотни эрстед, которое в экспериментальных работах указывается как поле $H_{c1}$ ? На наш взгляд таковым является некоторое промежуточное поле $H_i$, при котором вихри начинают проникать в объем гранул. Если $d \ll \lambda_L$, то величина этого поля равна $H_i \sim \phi_0 / d^2$, т. е. оно является верхним критическим полем $H_{c2}$ в теории усредненной джозефсоновской среды, в которой размер гранул $d$ является длиной когерентности. Но поле $H_i$ – это не поле разрушения сверхпроводимости, а поле, выше которого нельзя пользоваться теорией усредненной джозефсоновской среды, так как расстояние между вихрями $b \sim \sqrt{\phi_0 / H}$ становится меньше $d$. В работе [4] поле $H_i$ указывается как поле $H_{c1}$, выше которого возникает фаза сверхпроводящего стекла. В случае $d \gg \lambda_L$ промежуточное поле $H_i$, при котором начинается проникновение вихрей в объем гранул, совпадает с полем $H_{c1} = (\phi_0 / 4\pi\lambda_L^2) \ln(\lambda_L / \xi)$ для однородной сверхпроводящей среды внутри гранул с длиной когерентности $\xi$. При этом теория усредненной джозефсоновской среды перестает быть применимой при меньших полях $H_i^* \sim \phi_0 / d\lambda_L$ (индукции $B_i^* \sim \phi_0 / d^2$), при которых расстояние между вихрями $b \sim \sqrt{(\phi_0/H)(d/\lambda_L)}$ становится порядка $d$. В интервале полей $H_i > H > H_i^*$ вихри заполняют поверхности границ между гранулами, при этом расстояние между ними $b \sim \phi_0 / H\lambda_L < d$.

Наиболее серьезной проверкой предложенной выше концепции были бы эксперименты в очень малых магнитных полях с экранировкой поля Земли, что позволило бы по виду ВАХ и диамагнитного отклика выделить истинное нижнее критическое поле для джозефсоновской среды.

Я признателен К.Б.Ефетову, А.И.Ларкину и Ю.Н.Овчинникову за полезные дискуссии.

1) Первоначально оценка $H_{c1}$ была более грубой, не учитывающей зависимость $E_J$ от температуры, а поэтому справедливой лишь вдали от $T_c$ и для достаточно размытого перехода. Учет температурного множителя при оценке $H_{c1}$ был предложен автору А.И.Ларкиным.

## Литература


1. *Abeles B.* Appl. Sol. State Science, 1976, 6, 1.
2. *Ефетов К.Б.* ЖЭТФ, 1980, 78, 2017.
3. *Иоффе Л.Б., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1981, 81, 707.
4. *Deutscher G., Müller K.A.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1745.
5. *Clem J.R., Kogan V.G.* Proceeding of 18-th Intern. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 1987, part 2, p. 1161.



Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
им. А.Ф.Иоффе



Поступила в редакцию
21 марта 1988 г.