

05.4

О возможности высокополевого джозефсоновского магнитного резонанса в высокотемпературных сверхпроводниках

© Л.В. Белевцов, А.И. Дьяченко, А.А. Костиков

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

E-mail: arpmath@dgma.donetsk.ua

Донбасская государственная машиностроительная академия,

Краматорск, Донецкая область, Украина

В окончательной редакции 21 января 2006 г.

Теоретически показана возможность высокополевого джозефсоновского магнитного резонанса, механизм которого основан на эффекте джозефсоновских осцилляций в межгранульном переходе, вызванных проникновением в гранулы абрикосовских вихрей [2]. В полях $H_{c1} \leq H < H_x$ (H_x — поле срыва вихрей с центров пиннинга) спектр микроволнового поглощения ВТСП-поликристаллов может быть использован при исследовании макроструктуры вещества и свойств вихревой материи; при этом в последнем аспекте проявляется аналогия с техникой СКВИДов.

PACS: 74.25.Jz

1. Существуют предложения по использованию джозефсоновского магнитного резонанса для исследования высокотемпературных сверхпроводников [1]. При этом джозефсоновский эффект относится к величине магнитного потока в межгранульном контакте. В наших работах [2,3] на основе вихрь-ламинарной модели показано, что джозефсоновские осцилляции должны наблюдаться не только при росте

магнитного потока в переходе, но и когда абрикосовские вихри (АВ) проникают в гранулы, образующие слабую связь. Известный механизм низкотемпературного джозефсоновского магнитного резонанса (ДМР) основан на резонансном микроволновом поглощении, отображающем структуру джозефсоновских вихрей [1]. В настоящей работе теоретически показано, что возможен механизм высокополевого джозефсоновского магнитного резонанса (ВДМР), при котором резонансное поглощение происходит вследствие влияния абрикосовских вихрей на межгранульный переход. При этом в отличие от ДМР может быть извлечена информация о макроструктурных параметрах сверхпроводящего поликристалла: отношения размеров гранул, составляющих контакт, интенсивность связи между зернами, гранульной анизотропии и структуре абрикосовской вихревой решетки.

2. Если через джозефсоновский переход приложено напряжение U , то он становится источником осциллирующего поля, а частота излучения электромагнитной волны определяется джозефсоновским отношением [4]

$$f \text{ [MHz]} = 483.5976U \text{ [\mu V]}. \quad (1)$$

Таким образом, контакт излучает волны в микроволновом диапазоне с частотой, например, 9.4 GHz при напряжении $U = 19.44 \mu\text{V}$. Поскольку излучение спонтанное, то переход систематически поглощает и испускает микроволновое поле. Наблюдаемое излучение одиночного контакта весьма незначительное (10^{-12} W) [4]. С другой стороны, в высокотемпературных гранулярных сверхпроводниках количество межгранульных джозефсоновских переходов достигает $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (при размере гранул $D \sim 1 \mu$), поэтому суммарная энергия поглощения может быть достаточно большой.

В переменном магнитном поле H ток через контакт выражается формулой [5]

$$I = I_S + I_N = I_{c0} \sin \Theta + (\hbar/2eR_N)\partial\Theta/\partial t, \quad (2)$$

где первый член — сверхпроводящий ток, а второй — нормальный ток; R_N — сопротивление контакта; Θ — разность фаз через межгранульный переход, зависящий от поля H и расположения абрикосовских вихрей (x_i, z_i) в гранулах, образующих контакт, а также от параметров джозефсоновской среды: $\Gamma = a/b$ — отношение размеров гранул [2,3], σ — интенсивность связи между гранулами, численно равная отношению

глубины проникновения магнитного поля в зерно λ_{ab} и в контакт λ_J ; анизотропия $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab}$, равная отношению глубин проникновения поля вдоль кристаллографической c -оси в ab -плоскости. В отличие от низкополевого ДМР [1] в нашем случае отсутствует внешнее напряжение через контакт. Тем не менее, когда есть изменение внешнего поля $dH/dt \neq 0$, джозефсоновский ток будет проявлять нестационарный характер. Так, при увеличении внешнего магнитного поля H меняется конфигурация вихревой решетки [2,3], а вместе с ней и разность фаз $\Theta[\Phi(t)]$ на берегах контакта, т.е. $d\Theta/dt \neq 0$ (здесь Φ — поток поля через образующие контакт гранулы). Это генерирует нестационарный ток Джозефсона, поскольку на границах контакта появляется напряжение U , что связано с изменением фазы во времени

$$U(x, t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\Theta}{dt} = \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial\Theta}{\partial\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial t}. \quad (3)$$

Иначе говоря, на туннельном переходе разность фаз $\Theta(x, t)$ волновых функций параметра порядка будет изменяться с круговой частотой

$$\omega = \frac{2e}{\hbar} U(t), \quad (4)$$

где $U(t) = \int_0^{\lambda_J} U(x, t) dx$. Когда ток через переход превышает критическое значение I_{c0} , то через контакт без энергетических потерь протекают только куперовские пары. Изменение поля H ведет к перестройке вихревой решетки, что вызовет небольшие флуктуации напряжения δU через межгранульный переход, и, как результат, это приведет к диссипации тока и флуктуации фазы. Флуктуации фазы, в свою очередь, ведут к временной зависимости индуктивности

$$L^{-1} = \frac{2e}{\hbar} I_c \cos \omega. \quad (5)$$

Эти флуктуации могут быть измерены фазово-чувствительным детектором магнитно-резонансного спектрометра, в котором резистивные потери ВТСП-образца могут быть определены по соответствующей добротности резонатора Q . Когда микроволновая частота устанавливается в резонансе с новой джозефсоновской частотой ω_J , флуктуации достигают наибольшей величины вследствие надлежащего изменения

разницы фаз между двумя сигналами от $+\pi/2$ до $-\pi/2$. Это ведет к нестабильности потерь, откорректированных при сигнале $H_0 = 0$ в спектрометре. Область флуктуаций в основном зависит от отношения джозефсоновской энергии E_J к энергии тепловых возбуждений $E_T = kT$

$$H_{\max} \propto \frac{I_c \hbar}{ekT}. \quad (6)$$

Вид флуктуаций может быть установлен посредством температурной зависимости $H_{\max}(T)$. Другой способ представляет собой магнитопольную зависимость энергии микроволнового поглощения dP/dH от H , которая имеет лоренцеву форму. Как замечено Кантером [6], спектр флуктуаций джозефсоновского перехода следует принимать в форме лоренцевой кривой с полушириной $\Delta f = 4\pi(2e/\hbar)^2 \cdot kTR_N$.

Естественно, сверхпроводящие токи I_S не вносят вклад в диссипацию микроволнового поля, тогда как флуктуирующие нормальные токи I_N вносят вклад в величину потерь микроволнового поля. Форма резонансной кривой dP/dH может быть вычислена согласно соотношению [7]

$$P = k\Omega, \quad (7)$$

где $k = \omega\Phi_0/2\pi L$,

$$\Omega = 2LI_c + \left(\frac{1}{2}N - 1\right) \cdot \Phi_0 = 2LI_c - \frac{1}{2}\Phi_0,$$

здесь L — индуктивность перехода; Φ_0 — квант магнитного потока. При этом критический ток $I_c = I_c(H, \Gamma, \sigma, \nu)$ и дается выражением

$$I_c^2 = I_{c0}^2 \left| \int_0^w \exp[i\Theta(x) \cdot dx] \right|^2. \quad (8)$$

На рис. 1 показана вычисленная полевая зависимость энергии джозефсоновского поглощения, когда внутрь гранул входят вихри Абрикосова. Видно, что амплитуда dP/dH фактически не зависит от параметра Γ (рис. 1, *a*). Тем не менее по мере увеличения числа AB в гранулах, амплитуда и полуширина сигнала растут. С другой стороны, уменьшение Γ ведет к большей чувствительности сигнала — смещению кривой в сторону меньших полей. Такое смещение тем больше, чем больше

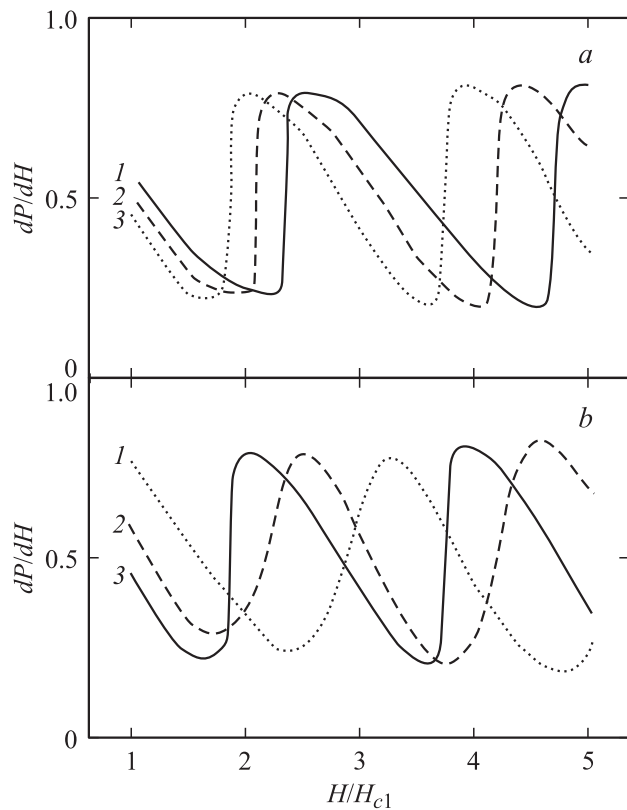


Рис. 1. Зависимость dP/dH от приведенного магнитного поля H/H_{c1} при различных параметрах джозефсоновской среды: *a* — $\Gamma = 0.4$ (1); 0.35 (2) и 0.3 (3); *b* — $\sigma = 0.5$ (1); 0.1 (2) и 0.01 (3).

H/H_{c1} . Влияние интенсивности связи σ на спектр джозефсоновского поглощения показано на рис. 1, *b*. Видно, что чем меньше σ , тем на меньшие поля реагирует спектр поглощения dP/dH .

Роль анизотропии ν в межгранульном джозефсоновском отклике видна из рис. 2. При достаточно близких значениях поля H сигнал имеет большую амплитуду, когда ν больше. Тогда как полуширина сигнала имеет обратную тенденцию.

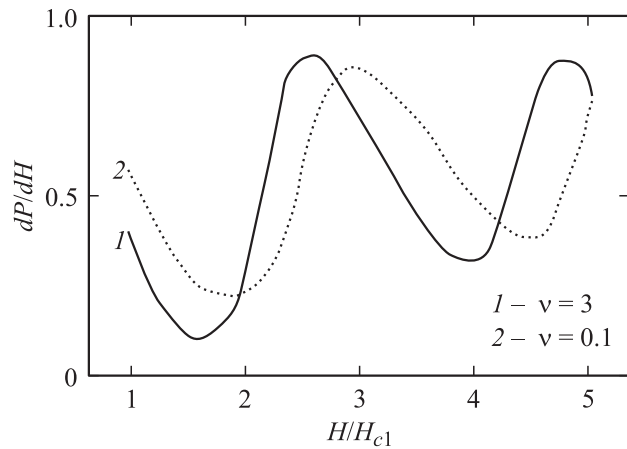


Рис. 2. Зависимость dP/dH от приведенного магнитного поля H/H_{c1} при различных значениях анизотропии ν .

3. Таким образом, в полях $H \geq H_{c1}$ микроволновый отклик межгранульного джозефсоновского перехода на присутствие AB в гранулах имеет место и зависит от параметров среды: Γ , σ и ν . Физическая природа рассматриваемого резонанса состоит в том, что рассматривалась джозефсоновская среда с примерно одинаковыми гранулами размером $D \geq \lambda_{ab}$. Приготовление таких образцов с $D > 0.2 \mu\text{m}$ — вполне технологически достижимая задача. В то же время добиться примерно одинаковых джозефсоновских связей между подобными гранулами весьма сложно, так как для этого необходимо согласовать размеры слабых связей, которые много меньше $D = 0.2 \mu\text{m}$. Например, толщина оксидных туннельных барьеров между гранулами составляет всего $d \sim 2 \text{ nm} \ll D$ [4]. Понятно, что дефекты структуры гранул в масштабе порядка d незначительно скажутся на магнитном потоке через гранулу ($\Phi \sim D^2$), но очень сильно повлияют на критический ток I_c джозефсоновских контактов между такими гранулами, так как имеется экспоненциальная зависимость $I_c \sim \exp(-10d(W)^{1/2})$ [4]. Здесь W — высота потенциального барьера туннельных контактов (в mW), d — толщина контактов (в нанометрах). Обычно $W \approx 1$, поэтому вариации толщины барьера d всего на $0.1 \text{ nm} \ll d \ll D$ меняет критический ток контактов на порядок величины. В результате сеть

джозефсоновских контактов приобретает большой разброс критических токов, поэтому поглощение СВЧ-мощности такой средой становится нерезонансным. Но это справедливо в малых внешних магнитных полях. В больших магнитных полях ($H > H_{c1}$ гранул) особенности в поглощении возникают даже для нерегулярной джозефсоновской среды, в которой размеры гранул (с точностью $\sim 5\text{--}10\%$) одинаковы, так как эти особенности вызваны дискретным характером проникновения абрикосовских вихрей в микрогранулы, что приводит к дискретным изменениям джозефсоновской фазы между гранулами. В таком случае величины критических токов гранул несущественны.

Ввиду того что описанное явление возникает при поглощении микроволнового поля (вызванное влиянием поля AB на фазу параметра порядка в берегах перехода), находящегося в резонансе с частотой флуктуаций фазы Θ , можно назвать это как высокополевой джозефсоновский магнитный резонанс (ВДМР). Представляется, что, с одной стороны, ВДМР позволит систематизировать информацию о проникновении магнитного потока в гранулы (в этом аспекте проявляется сравнение со СКВИДаами — приборами, работающими на принципе квантования магнитного потока), с другой — информировать о роли параметров джозефсоновской среды на магнитные и транспортные (эффект собственного магнитного поля) свойства ВТСП и гранульных сверхпроводников. Более полный спектральный анализ, вероятно, может представить информацию о поверхностных и межгранульных барьерах [8], включая барьер Бина—Ливингстона.

Список литературы

- [1] *Stankowski J.* // Proc. XXIX Congres AMPERE. Poznań, 1988; Elsevier, New York, 1989. P. 645–662.
- [2] *Belevtsov L.V., Kostikov A.A.* // Phys. Lett A. 2005. V. 343 (6). P. 454–461.
- [3] *Белевцов Л.В., Костиков А.А.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. В. 3(9). С. 586–596; *Belevtsov L.V., Kostikov A.A.* // J. Low Temp. Phys. 2005. V. 139(1). P. 11–19.
- [4] *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Наука, 1984.
- [5] *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
- [6] *Kanter H., Vernon F.L., jr.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43(7). P. 3174–3183.
- [7] *Vichery H., Beunne F., Lejay P.* // Physica C. 1989. V. 159(6). P. 823–830.
- [8] *Белевцов Л.В.* // ФНТ. 2005. Т. 31(2). С. 155–163.