

Резистивное состояние ВТСП пленки в переменном магнитном поле

А. М. Пальти, А. И. Рубан

*Институт металлофизики НАН Украины,
Украина, 242142, г. Киев, пр. Вернадского, 36*

А. А. Снарский

*Национальный технический университет «КПИ»,
Украина, 252056, г. Киев, пр. Победы, 37
E-mail: asnar@phys.carrier.kiev.ua*

Статья поступила в редакцию 7 августа 1997 г.

В рамках перколяционной модели рассчитана зависимость диссипации от частоты в переменном внешнем магнитном поле, перпендикулярном пленке ВТСП. При низких частотах зависимость линейна, а при высоких имеет максимум. Линейная зависимость диссипации от частоты в области низких частот подтверждается результатами экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик.

В межах перколяційної моделі розраховано залежність дисипації від частоти у змінному зовнішньому магнітному полі, перпендикулярному плівці ВТСП. При низьких частотах залежність лінійна, а при високих має максимум. Лінійна залежність дисипації від частоти в області низьких частот підтверджується результатами експериментальних досліджень вольт-амперних характеристик.

PACS: 74.76.Bz

Наложение на образец переменного магнитного поля является эффективным методом исследования динамических свойств вихревой структуры сверхпроводников второго рода. Реальные устройства криоэнергетики, даже если они предназначены для работы на постоянном транспортном токе, находятся, вообще говоря, в среде переменных электромагнитных полей, например импульсных источников ускорителей заряженных частиц, генераторных узлов электростанций и т.п. Поэтому исследование влияния этих полей на транспортные свойства сверхпроводников представляет самостоятельный интерес.

Рассмотрим задачу о резистивном состоянии пленки ВТСП в перпендикулярном ей переменном магнитном поле $H_a < H_{c1}$.

Как и в [1], предметом изучения будет тонкая пленка сверхпроводника второго рода толщиной гораздо меньше лондонской глубины проникновения λ_L (в слоистом кристалле λ_L соответствует глубине проникновения

параллельного оси c магнитного поля H в плоскости слоев). Центры пиннинга в пленке расположены случайно, а их распределение по интенсивности (силе F_p) непрерывно. Это означает, что для любого фиксированного значения $F_p < F_{pt}$ всю пленку можно разбить на две фазы: условно «черную», где $F_L > F_p$ (F_L — сила Лоренца), и условно «белую», где $F_L < F_p$. Поскольку значения F_p различны для разных центров пиннинга, должно существовать такое критическое значение F_{pc} , чтобы при $F_p < F_{pc}$ «черная» фаза образовала связную структуру каналов, проходящих через весь образец в направлении перпендикулярном транспортному току [1].

В этом случае при выполнении равенства

$$F_p + F_\eta = F_L, \quad (1)$$

где $F_\eta = \eta v$ — сила «вязкого трения» вихря [2], возможно стационарное течение вихрей со скоростью

$$v = \frac{F_L - F_p}{\eta} = \left(\frac{j\Phi_0}{c} - F_p \right) \eta, \quad (2)$$

где η — коэффициент вязкости; Φ_0 — квант магнитного потока; j — плотность транспортного тока; c — скорость света. При этом предполагаем, что сила F_η достаточно велика, чтобы можно было пренебречь вкладом от участков ускорения и торможения вихрей при их взаимодействии с центрами пиннинга. Кроме того, магнитное поле предполагается достаточно слабым ($H \ll H_{c2}$), чтобы можно было пренебречь силами взаимодействия между вихрями (режим «одночастичного» пиннинга).

Величина критического тока I_c определяется критической силой пиннинга:

$$I_c = c \frac{F_{pc}}{\Phi_0}. \quad (3)$$

Изучим поведение вихрей при транспортном токе, близком к критическому, когда выполняется условие

$$\tau_j = \frac{I - I_c}{I_c} \ll 1. \quad (4)$$

Согласно общим представлениям теории протекания, основное сопротивление двухфазной («черно-белой») среды в области размером порядка корреляционной длины ξ вблизи порога протекания обусловлено односвязными перколяционными каналами, которые представляют собой мостики «черной» фазы различной длины. Здесь ξ — размер, на котором происходит самоусреднение физических величин, так что $\xi \sim \tau^{-\nu}$ [3], где ν — критический индекс корреляционной длины ($\nu = 4/3$ в $2D$ системах); τ — параметр близости к порогу протекания:

$$\tau = \frac{p - p_c}{p_c} \ll 1, \quad (5)$$

p — концентрация «черной» фазы; p_c — критическая концентрация, при которой образуется бесконечный «черный» кластер протекания.

В нашей модели величина p определяется соотношением

$$p = \int_0^{F_p} D(F_p) dF_p, \quad (6)$$

где $D(F_p)$ — функция распределения центров пиннинга по F_p . В частности, для однородного распределения $D(F_p) = 1 / F_{pm} = \text{const}$ параметры τ и τ_j совпадают.

Вблизи порога протекания, когда бесконечный кластер еще не образовался, существует множество мостиков, в которых вихри под действием переменного поля могут двигаться в прямом и обратном (при изменении знака поля) направлениях. При этом можно ввести два характерных времени (или частоты)

$$t_{01} \sim \frac{\xi}{v} \text{ и } t_{02} \sim \frac{L}{v}, \quad (7)$$

ξ — корреляционная длина; L — максимально возможная длина кластера в указанной структуре на размерах порядка ξ . Оценим времена t_{01} и t_{02} , считая, что близость к порогу протекания $\tau \approx 0,1$. Пусть $v = 0,1$ мм/с, $a_0 = 10$ А, тогда $\xi = a_0 \tau^{-\nu} = 22$ нм, [4]. Аналогично $L = a_0 \tau^{-1.263} = 18$ нм [5] и $t_{01} = 0,22$ мс ($\omega_{01} = 4,6$ кГц), $t_{02} = 0,18$ мс ($\omega_{02} = 5,5$ кГц). Для определенности будем считать, что модулирующее поле изменяется по периодическому закону с периодом t (частотой ω). Рассмотрим участок пленки размерами $\xi \times \xi$ для двух качественно различных случаев.

1. $t \gg t_0$ ($\omega \ll \omega_0$). При этом для длины кластера l можем записать неравенства

$$l \leq vt_{01} \sim \xi \leq L \sim vt_{02} \ll l_0 = vt \sim v / \omega.$$

Вихрь, пройдя кластер такой длины, остановится и будет оставаться неподвижным в течение времени $t - l/v \equiv t - t_1$. Другими словами, в движении вихрь будет находиться только часть времени периода t порядка $t_1/t \sim l/tv$. Мощность диссипации всех вихрей, находящихся в кластере длиной l , составит

$$W_1 = nF_\eta v \frac{l}{tv} = la_0 \frac{B}{\Phi_0} \eta v^2 \frac{l}{tv} = \frac{a_0 B \eta v}{\Phi_0 t} l^2, \quad (8)$$

где n — число вихрей в кластере длиной l ; B — магнитная индукция в рассматриваемом участке пленки.

На кластерах всевозможных длин диссипация составит

$$W_n = \frac{A}{ta_0} \int_0^L l^2 n_l dl, \quad (9)$$

где $A \equiv \eta B v / \Phi_0$; n_l — функция распределения кластеров по их длинам в перколяционной структуре выше порога протекания [5]. Вводя

размерность пространства d , при условии $a_0 \ll l \ll L = a_0 s_c \sim \xi^{1/\nu d} \sim \xi^{1/2\nu} \sim (\tau^{-\nu})^{1/2\nu} \sim \tau^{-1/2} \sim \xi^{3/8}$ функция

$$n_l \equiv \left(\frac{l}{a_0}\right)^{-\tau_p} \equiv x^{-\tau_p}. \quad (10)$$

Если (9) справедливо для всех длин диапазона $a_0 < l < L$, то полная диссипация для длин отличных от L окажется равной

$$W_n = \frac{Aa_0^2}{t} \int_l^{L/a_0} x^{-\tau_p+2} dx \sim \frac{Aa_0^2}{t} \left(\frac{L}{a_0}\right)^{3-\tau_p}.$$

Особый случай представляет диссипация в кластере длиной L . Пройдя такой кластер, вихрь выходит из сверхпроводника, а на его место в начало кластера поступает новый вихрь. Таким образом, диссипация продолжается непрерывно и равна

$$W_{BK} = \frac{\eta a_0 B v^2 L}{\Phi_0} = A a_0 v \left(\frac{L}{a_0}\right). \quad (11)$$

Поскольку $\tau_p = 187/91$ [5], полная диссипация

$$\begin{aligned} W &= W_n + W_{BK} = A \left(\frac{a_0 L}{t} + vL\right) = A a_0 v \left(\frac{L}{l_0} + \frac{L}{a_0}\right) = \\ &= A a_0 v \left(\frac{\omega}{\omega_{02}} + \frac{v}{a_0 \omega_{02}}\right) = \frac{A v^2}{\omega_{02}} \left(1 + \frac{\omega a_0}{v}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Оценка вклада конечных кластеров дает $a_0/v \ll \omega_0 a_0/v \sim a_0/vt \sim 0,05$.

2. Перейдем к случаю $t \ll t_0$ ($\omega \gg \omega_0$). Будем различать кластеры двух типов, отличающиеся длиной:

а) $l \leq vt \equiv l_0$, диссипация в таких кластерах происходит аналогично рассмотренному выше случаю и соответственно равна

$$\begin{aligned} W_{1n} &= \left(\frac{A}{t a_0}\right) \int_{a_0}^{l_0} l^2 n_l dl = \left(\frac{A a_0^2}{t}\right) \left(\frac{l_0}{a_0} - 1\right) = \\ &= A a_0 \left(v - \frac{a_0}{t}\right) = A a_0 v \left(1 - \frac{a_0}{l_0}\right) = A a_0 v \left(1 - \frac{a_0 \omega}{v}\right); \end{aligned} \quad (13)$$

б) $l_0 \leq l \leq vt_0$, в кластерах длиной больше l_0 диссипация будет идти непрерывно и

$$W_{2n}(l < L) \approx \left(\frac{\eta a_0 B v^2}{\Phi_0}\right) \int_{l_0}^{l \leq L} \ln l d\left(\frac{l}{a_0}\right) = A a_0 v \ln \left(\frac{\omega}{\omega_{02}}\right), \quad (14)$$

а в бесконечном кластере длиной L диссипация, как и раньше, определяется выражением

$$W_{BK} = A v L = A a_0 v \left(\frac{v}{a_0 \omega_0}\right). \quad (15)$$

Обозначая $W_0 \equiv A a_0 v$, с учетом соотношений (13)–(15) запишем полную диссипацию в виде

$$W = W_0 \left[1 - \frac{a_0}{l} + \ln \left(\frac{L}{l_0}\right) + \frac{L}{a_0}\right],$$

тогда отношение $W a_0 \omega_{02} / W_0 v$ (безразмерная диссипация) равно

$$w = \frac{W a_0 \omega_{02}}{W_0 v} = 1 + \frac{a_0 \omega_{02}}{v} \left[1 - \frac{a_0 \omega}{v} + \ln \left(\frac{\omega}{\omega_{02}}\right)\right]. \quad (16)$$

Отсюда имеем

$$1) \text{ при } \omega \ll \omega_0, \quad w_{lf} = 1 + \frac{a_0 \omega}{v} = 1 + \frac{\omega}{\omega_1}$$

и

$$2) \text{ при } \omega \gg \omega_0, \quad w_{hf} = 1 + \frac{a_0 \omega_0}{v} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{a_0 \omega}{v} + \ln \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\right] = 1 + \frac{\omega_0}{\omega_1} \left[1 - \frac{\omega}{\omega_1} + \ln \left(\frac{\omega}{\omega_{02}}\right)\right].$$

Таким образом, существуют две области с различной частотной зависимостью диссипации, описываемые в рамках модели перколяционной структуры пиннирующих областей.

В одной области $\omega_0 \ll \omega \ll \omega_1$ (по нашим оценкам, 5 кГц $\ll \omega \ll$ 100 кГц) диссипация растет по линейному закону, а в другой существует максимум (при $\omega \sim 2$ МГц), и в дальнейшем диссипация падает, что обусловлено, как мы полагаем, инерционностью вихревой системы (вихри не успевают реагировать на изменения внешнего магнитного поля).

Для проверки предложенной модели были выполнены эксперименты на эпитаксиальных тонких пленках YBCO толщиной 100 нм на подложках из MgO. На пленках механическим скрайбированием были изготовлены микромостики шириной 50 мкм и длиной 1 мм. Пленки имели критическую температуру $T_{c0} = 85$ К, критический ток в жидком He $I_c(4,2 \text{ К}) = 10^6 - 10^7$ А/см². Все измерения во внешнем электромагнитном поле проведены при температуре 4,2 К. Внешнее поле создавали сверхпроводящим соленоидом, который

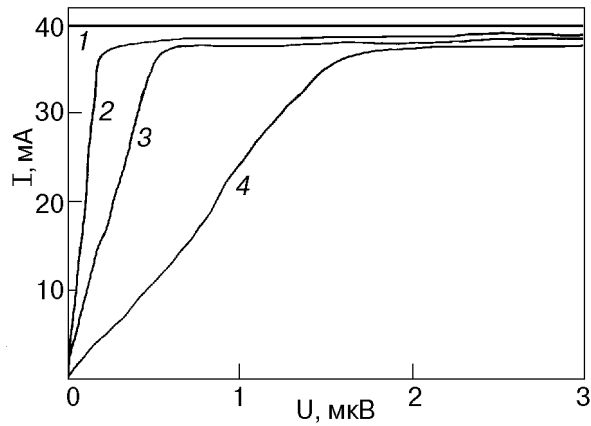


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики тонкопленочного мостика YBCO при различных частотах переменного внешнего поля ω , Гц: 0(1); 20(2); 40(3); 200 (4). В постоянном внешнем поле ($\omega = 0$) резистивные потери не наблюдаются.

подключали к источнику переменного напряжения. Образец помещали внутрь соленоида. Измерения проводили по четырехточечной схеме. К потенциальным контактам подключали фильтр постоянного напряжения, за которым следовал усилитель напряжения. Фильтр служил для предотвращения проникновения переменной эдс, наводимой внешним переменным полем. Чувствительность измерительной цепи с учетом геометрии образца составляла 20 нВ/см. Под действием переменного поля микромостик YBCO переходят в резистивное состояние при токах $I < I_c$. На рис. 1 для сравнения приведены вольт-амперные характеристики в постоянном внешнем поле ($\omega = 0$) и при некоторых определенных частотах. При токе ниже критического в постоянном поле отсутствовали резистивные потери. Это соответствует тому, что при $H \ll H_{c2}$ и при $T \ll T_{c0}$ термически активируемое течение потока играло малую роль по сравнению с наблюдаемыми резистивными потерями. Потери возрастали как с амплитудой,

так и с частотой приложенного переменного поля. Близкая к линейной форма кривых на участках $I < I_c$ позволила определить среднее по участку сопротивление мостика и рассчитать зависимость потерь от частоты. В пределах точности измерений при низких частотах диссипация линейно зависит от частоты, что качественно соответствует построенной модели.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований 97-02-18397.

1. А. А. Снарский, Э. А. Пашицкий, А. М. Пальти, *ФНТ* **21**, 917 (1995); А. А. Снарский, Э. А. Пашицкий, А. М. Пальти, А. Е. Морозовский, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 112 (1995).
2. А. В. Гуревич, Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Физика композитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
3. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, *Phys. Status Solidi* **B76**, 475 (1976).
4. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Москва, Наука (1980).
5. D. Stauffer and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*. Taylor and Francis, London, Washington (1992).
6. P. Clerc, G. Giraud, J. M. Laugier, and J. M. Luck, *Adv. Phys.* **39**, 191 (1990).

The resistive state of a HTSC film in variable magnetic field

A. M. Palti, A. I. Ruban, and A. A. Snarskii

The percolation model is used to calculate the frequency dependence of dissipation in external variable magnetic field normal to a HTSC film. For low frequencies the dependence is linear and for high ones it has a maximum. The linear frequency dependence of dissipation at low frequencies is supported by experimental data on current-voltage characteristics.