

01; 04

© 1993

О ДИНАМИКЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
В ВТСП ОБРАЗЦЕС.А. Баренгольц, И.В. Козлов,  
Е.А. Литвинов

Вопрос о динамике проникновения магнитного поля в ВТСП образец представляет интерес с точки зрения возможности применения ВТСП в силовых переключателях тока, управляемых внешним магнитным полем.

Проникновение магнитного поля в образец будем рассматривать как результат движения вглубь образца зарождающихся на поверхности вихрей [1].

Существуют две модели, описывающие движение вихрей в сверхпроводнике второго рода: модель вязкого течения вихрей, согласно которой скорость движения вихрей пропорциональна силе Лоренца, действующей на вихрь со стороны обтекающего его электрического тока, и модель термоактивированного крипа потока (справедливая для случая низких плотностей тока и высоких температур), согласно которой скорость движения вихрей определяется расстоянием, на которое происходит скачок [1].

$$V = \omega f_0 \exp\left(-\frac{\mathcal{U}}{kT} \left(1 - \frac{j}{j_c}\right)\right), \quad (1)$$

где  $\omega$  – расстояние скачка вихря,  $f_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$  – характеристическая частота [2],  $j_c$  – критическая плотность тока,  $\mathcal{U}$  – глубина потенциальной ямы центра пиннинга. При этом под плотностью тока в формуле (1) понималась плотность транспортного тока. Для решения задачи о проникновении магнитного поля под плотностью тока следует понимать плотность тока в данной точке, созданную совокупностью всех вихрей в образце. Тогда плотность тока будет мерой взаимодействия отдельного вихря со всеми остальными.

Для упрощения расчетов будем полагать, что средняя плотность тока выражается через ротор средней магнитной индукции [1]:

$$\bar{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \bar{B}. \quad (2)$$

При проникновении магнитного поля в ВТСП образец в случае быстрого включения внешнего магнитного поля справедливы обе

модели, поскольку в образце существуют области как высокого, так и низкого градиента плотности вихрей. Учитывая вышесказанное, для описания процесса необходимо выразить скорость вихря в широком интервале плотностей тока. Для этого в работе принимались следующие соображения.

Скорость вихря определяется как отношение расстояния, пройденного за один перескок ко времени, необходимому для этого.

Время, необходимое для перескока вихря, является суммой времени, затраченного на ожидание выпрыгивания:

$$t = \left( f_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \exp\left(\frac{U}{kT} \frac{j}{j_c}\right) \right)^{-1}, \quad (3)$$

и времени, затраченного на движение к следующему центру пиннинга

$$t_m = \frac{\omega}{j\Phi_0} \eta, \quad (4)$$

где  $\eta$  - вязкость.

В результате для скорости вихря получаем:

$$V = \frac{\omega}{\left[ f_0 \exp\left(-\frac{U}{kT} \left(1 - \frac{j}{j_c}\right)\right) \right]^{-1} + \left(\frac{j\Phi_0}{\omega\eta}\right)^{-1}}. \quad (5)$$

С другой стороны, для плотности вихрей справедливо уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\vec{V}) = 0, \quad (6)$$

где  $n$  - плотность вихрей на единицу площади;  $B = n\Phi_0$ , где  $\Phi_0$  - квант магнитного потока.

В данной работе рассматривалась одномерная задача проникновения магнитного поля в пластину ВТСП образца, в этом случае уравнение, описывающее процесс, имеет вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{B\omega}{f_0^{-1} \exp\left(\frac{U}{kT} \left(1 - \frac{1}{j_c\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x}\right)\right) + \frac{\omega\eta}{\Phi_0\mu_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)^{-1}}. \quad (7)$$

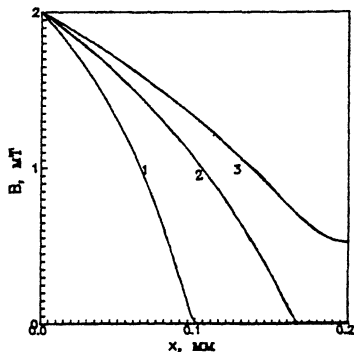


Рис. 1. Распределение магнитной индукции в моменты времени, 1 -  $2.1 \cdot 10^{-6}$  с, 2 -  $4.2 \cdot 10^{-6}$ , 3 -  $6.3 \cdot 10^{-6}$  с в пластине толщиной 0.4 мм при внешнем поле 2 мТ.

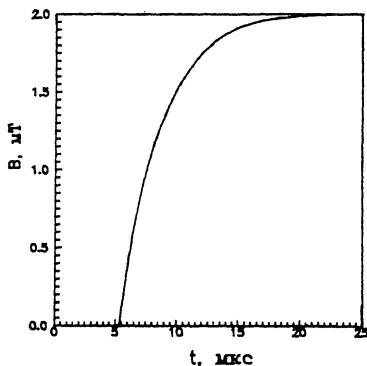


Рис. 2. Временная зависимость магнитной индукции в центре пластины при поле 2 мТ.

За начальное условие принималось равенство нулю напряженности магнитного поля в образце, за граничные условия принималось равенство напряженности поля на поверхности пластины внешнему магнитному полю. Уравнение решалось численно для ВТСП  $YBaCuO$ ;  $j_c = 10^7$  А/м<sup>2</sup>,  $U = 0.02$  эВ [2],  $\omega = 10^{-7}$  м [1].

Распределение магнитной индукции в пластине ВТСП для разных моментов времени показано на рис. 1. Временная зависимость магнитной индукции в центре пластины изображена на рис. 2. Из рис. 2 видно, что существуют два интервала времени, характеризующие процесс проникновения магнитного поля: время прохода волны через образец и время полного проникновения. Для указан-

ных выше параметров ВТСП время прохода через образец порядка  $\tau_1 = 10^{-6}$  с, время полного проникновения порядка  $\tau_2 = 10^{-5}$  с для толщины пластины  $4 \cdot 10^{-4}$  м и для магнитной индукции на поверхности  $B = 2$  мТ. Расчет характерных времен проникновения при разных внешних полях показал, что с ростом напряженности внешнего магнитного поля наблюдается уменьшение времен проникновения, причем время прохода волны выходит на насыщение при поле  $B = 10$  мТ.

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными [3], полученными при измерении временной зависимости магнитного потока через внутреннюю полость кольцевого образца.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K e s P.H., A a r t s J., V a n d e n B e r g J., V a n d e r B e e k C.J., M y d o s h J.A. // Supercond. Sci. Technol. 1989. N 1. P. 242-249.
- [2] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга. М.: Мир, 1990. 129 с.
- [3] H o l g u i n E., B e r g e r H. // Solid State Commun. 1990. V. 74. N 4. P. 263-266.

Институт электрофизики  
УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1992 г.