

Особенности пиннинга и микроволнового поглощения в тонких пленках ВТСП

Ю.И. Таланов

Физико-Технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН, 420029 Казань, Россия

С.Л. Царевский, Т.С. Шапошникова

Казанский государственный университет, 420018 Казань, Россия

Регистрация петли гистерезиса микроволнового поглощения (МВП) при изменении направления развертки магнитного поля широко используется для исследования эффектов пиннинга в высокотемпературных сверхпроводниках (см. например [1-3]). В связи с тем, что при измерениях МВП на спектрометре ЭПР на образец накладывается суперпозиция трех полей, меняющихся с разной частотой, для получения достоверной информации о свойствах вихревой системы с помощью этого инструмента необходимо применение теоретической модели, адекватно отражающей процессы, происходящие в образце в ходе измерений. Теоретическая модель гистерезиса МВП для массивных сверхпроводников была разработана в работах [2,3]. В них рассмотрена динамика вихрей, колеблющихся под действием микроволнового поля с частотой ω_1 ($\omega_1 \sim 10^{10}$ Гц) относительно положения равновесия, которое определяется потенциалом пиннинга и медленно изменяющимся полем H_a , модулированным с частотой ω_m ($\omega_m \sim 100$ кГц). С помощью этой модели удалось описать основные особенности гистерезиса МВП в кристаллах ВТСП-соединений с сильным пиннингом. Однако, гистерезис в тонких сверхпроводящих пленках ($d < \lambda$, d – толщина пленки, λ – глубина проникновения магнитного поля) проявляет необычные свойства, которые не поддаются описанию в рамках предложенных моделей [2,3]. К главным особенностям гистерезиса в пленках относятся: 1) смена знака гистерезиса при увеличении поля; 2) немонотонная и неоднозначная зависимость величины гистерезиса от амплитуды модуляции внешнего поля.

Как нам удалось показать, необычные свойства гистерезиса МВП обусловлены тем обстоятельством, что в тонких пленках вихри находятся в существенно разных (по величине и форме) потенциальных ямах. Причина этого заключается в том, что случайное распределение естественных и/или искусственных дефектов (центров пиннинга, ЦП) не усредняется, как это было в толстых образцах, на большой длине вихревой нити. Вследствие этого суммарная петля гистерезиса МВП является суперпозицией многих вкладов, имеющих разные функциональные зависимости от величины поля и амплитуды модуляции. Это и приводит к немонотонной и неоднозначной петле гистерезиса. Данная работа посвящена разработке и проверке теоретической модели гистерезиса МВП тонких сверхпроводящих пленок. В основу модели положена динамика вихрей, захваченных центрами пиннинга, имеющими существенно различный потенциальный

профиль. Рассчитанные кривые сравниваются с экспериментальными петлями МВП, полученными на тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (Bi-2212).

Мы изучали гистерезисное микроволновое поглощение на пленках Bi-2212, толщиной 200 нм, осажденных на полированную подложку, вырезанную из монокристалла LaAlO_3 . Для создания хаотически распределенных колончатых центров пиннинга пленки подвергались облучению в пучке ионов урана, разогнанных в ускорителе до энергии 1.4 ГэВ. При измерениях МВП пленка ориентировалась плоскостью перпендикулярно внешнему постоянному магнитному полю H_a , а микроволновое поле H_1 было параллельно ей. Помещенная в резонатор спектрометра ЭПР пленка предварительно охлаждалась от $T > T_c$ до температуры измерений в фиксированном магнитном поле H_i , близком к 0. Затем производилась развертка внешнего поля со скоростью около 50 Э/с от H_i до 5 кЭ и обратно с одновременной регистрацией сигнала МВП.

Облученные пленки содержат радиационные дефекты в форме цилиндров диаметром D , с осью, перпендикулярной плоскости пленки, распределенные случайным образом, со средним расстоянием между дефектами, зависящим от дозы облучения $l \approx \sqrt{\Phi_0 / B_\phi}$ (Φ_0 – квант магнитного потока, B_ϕ – условное поле, соответствующее дозе облучения). К примеру, при дозе облучения $B_\phi = 2$ Т среднее расстояние между дефектами $l \sim 300 \text{ \AA}$. Так как вихревые токи вокруг нормальной сердцевинки простираются на расстояние порядка λ (в Bi-2212 $\lambda_0 \cong 2000 \text{ \AA}$), то при такой большой концентрации дефектов в область протекания экранирующих токов одного вихря попадают примерно 20-30 центров пиннинга. Поэтому необходимо учитывать взаимодействие вихря не только с тем центром пиннинга, на котором он закреплен, но и с соседними. Влияние соседних дефектов приводит к уширению и деформации потенциала пиннинга. Причем форма, ширина и глубина потенциальной ямы зависит от взаимного расположения «центрального» (т.е. содержащего вихрь) и ближайших «пустых» центров пиннинга. В предложенной нами модели рассматривается образование следующих типичных конфигураций пиннинговых комплексов (см. Рис.1) и соответствующих им потенциалов пиннинга: 1) когда соседние ЦП располагаются на достаточном удалении от запиннированного вихря, образуется узкая одиночная симметричная потенциальная яма $U_{s0}(u)$; 2) когда соседние ЦП – близко и

на равных расстояниях от центрального ЦП, потенциал пиннинга – широкий и симметричный, $U_{sj}(u)$; 3) когда соседние ЦП распределены неравномерно, причем левый ЦП – дальше, чем правый, то получается широкая асимметричная потенциальная яма $U_a^+(u)$; 4) разное удаление соседних ЦП, причем правый ЦП – дальше, чем левый, также приводит к образованию широкой асимметричной ямы $U_a^-(u)$; 5) двойная асимметричная потенциальная яма $U_a^d(u)$ образуется, когда вихрь пиннингуется либо в левой, либо в правой части ямы в зависимости от направления развортки магнитного поля.

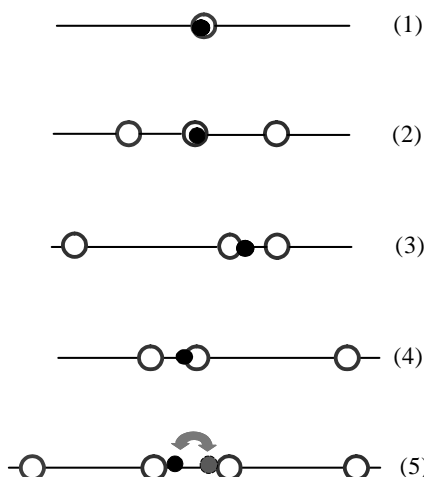


Рис.1. Возможные конфигурации взаимного расположения центров пиннинга (белые кружки) и вихрей (черные кружки).

Расчеты показали, что микроволновая мощность, поглощаемая вихрем в симметричной потенциальной яме, пропорциональна квадрату плотности тока $(j/j_c)^2$, а в асимметричной яме – линейная пропорциональность: $P \sim \pm(j/j_c)$. Чтобы найти выражение для мощности, поглощаемой всеми вихрями образца, надо просуммировать по их распределению, как это делалось в работе [3]. При этом мы полагаем, что потенциальные ямы всех типов распределены по образцу равномерно. Для того чтобы задать форму потенциала пиннинга, мы использовали отрезок синусоиды для симметричных ям и отрезок кубической параболы для асимметричных ям. Их аналитические выражения и определение параметров приведены в работе [4].

На Рисунке 2 представлено сравнение петель гистерезиса МВП, рассчитанных с помощью теоретической модели, рассмотренной выше, с экспериментальными петлями, полученными при измерениях МВП тонкой облученной пленки Bi-2212 при температуре 32 К и разных амплитудах модуляции внешнего магнитного поля (0.4 Э, 1.0 Э и 2.0 Э). Видно, что теоретические кривые хорошо повторяют все характерные черты экспериментальных пе-

тель. Для случаев с малой модуляцией, 0.4 Э и 1.0 Э, наблюдается и количественное согласие. Это может свидетельствовать в пользу модели, использованной для расчетов. В то же время, заметное расхождение рассчитанной и экспериментальной кривых в больших полях при $H_m=2.0$ Э служит основанием для проведения более тщательного анализа возможных форм и параметров потенциалов пиннинга и их распределения по сверхпроводнику. Это планируется сделать в следующих работах.

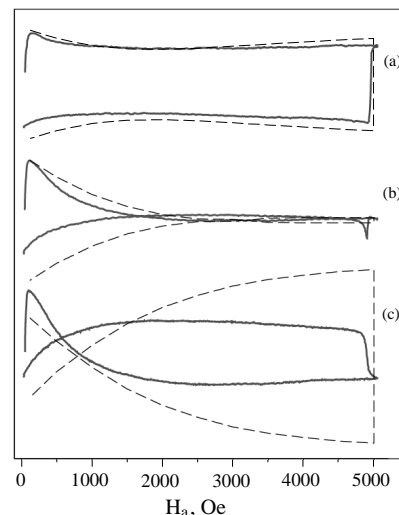


Рис.2. Петли гистерезиса МВП тонкой пленки Bi-2212, полученные при разных величинах амплитуды модуляции поля: 0.4 Э, 1.0 Э, 2.0 Э. $T=32$ К. Пунктирные линии рассчитаны с помощью теоретической модели

Необходимо отметить, что потенциальные ямы различного типа могут присутствовать и в необлученных пленках ВТСП, так как размеры неоднородностей распределения точечных центров пиннинга могут существенно превысить толщину пленки. Следствием этого может быть образование потенциалов пиннинга различной величины и симметрии. Поэтому рассмотренная выше модель применима и в таком случае.

Настоящая работа поддержана грантами CRDF (REC 007), РФФИ (№ 03-02-96230), фонда НИОКР АНТ (№ 06-6.2-234), Российского министерства промышленности и науки (гос. контракт № 40.012.1.1.1356).

1. M. Pozek, A. Dulčić, B. Rakvin, *Physica C* 197, 175 (1992).
2. C. Kessler, B. Nebendahi, D.-N. Peligrad, *et al.*, *Physica C* 219, 233 (1994).
3. T. Shaposhnikova, Yu. Vashakidze, R. Khasanov, Yu. Talanov, *Physica C* 300, 239 (1998).
4. S. Tsarevskii, T. Shaposhnikova, Yu. Talanov, *J. Superconductivity, to be published.*