

Электродинамика сверхпроводников с анизотропным пиннингом

Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин

РНИЦ «Курчатовский Институт», 123182 Москва, Россия

Введение. Предлагается [1] феноменологическая электродинамика жестких сверхпроводников, описывающая движение ансамбля вихрей в пиннигующей среде, характеризуемой глобальной анизотропной потенциальной ямой, параметры которой удастся извлечь из эксперимента при измерении критических токов серии образцов при различных ориентациях магнитного поля и тока.

Эксперимент [2], показанный на Рис.1, еще раз демонстрирует, что электрическое поле генерируется в сверхпроводнике именно движением вихрей и опровергает известное обобщение модели Бина, согласно которому направления векторов электрического поля и тока в резистивном состоянии сверхпроводника всегда совпадают.

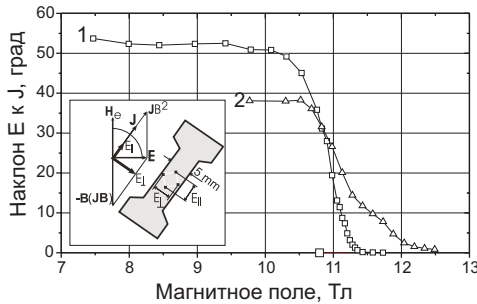


Рис.1 Наблюдение наклона электрического поля к току в Nb-Ti 10 мкм фольге. Внешнее магнитное поле H_E лежит в плоскости фольги и отклонено от оси образца на угол $\alpha=37^\circ$ (Образец 1) и $\alpha=53^\circ$ (Образец 2). Вихри движутся под действием силы Лоренца и генерируют электрическое поле под углом, дополняющим до прямого угол между током и магнитным полем (53° и 37° для образцов 1 и 2 в поле $\mu_0 H_E < 10.5$ Тл). В нормальном металле ($\mu_0 H_E > 12$ Тл) направления электрического поля и тока совпадают.

Модель пиннинга. Изотропный пиннинг описывается скаляром – длиной радиуса пиннинговой поверхности в виде сферы, равной критической силе Лоренца. Поскольку во многих сверхпроводниках наблюдается анизотропия пиннинга по отношению к направлению двух векторов - магнитной индукции \mathbf{B} и силы Лоренца \mathbf{F}_L , пиннинговая поверхность не может быть построена в трехмерном пространстве сил Лоренца. Адекватно описать пиннинг удастся, допустив независимую анизотропию 1) глубины потенциальной ямы U , т.е. энергетического выигрыша из-за пиннинга вихрей, и 2) полуширины потенциального барьера L между соседними потенциальными ямами, определенной так, что $F_{Lc}=U(\mathbf{B})/L(\mathbf{F}_L)$. Некоторые сечения возникающей пиннинговой 5D-поверхности приведены на Рис.2.

Следствия. Специфические «вогнутости» пиннинговой поверхности приводят к тому, что вихри иногда начинают движение в направлении мини-

мальной проекции силы Лоренца на критическую поверхность раньше (т.е. при меньшем токе), чем сама сила Лоренца «проткнет» эту поверхность (Рис.3). Описанная процедура позволяет найти локальную характеристику материала $j_c(B)$ для любых направлений векторов индукции и силы Лоренца. На величину и распределение тока в сечении анизотропного образца сильно влияет собственное поле тока, что иногда приводит к возникновению максимума на измеренной зависимости $I_c(H_c)$ (Рис.4), в то время как $j_c(B)$ – монотонна. Для учета собственного поля тока и построения интегральной характеристики разработан алгоритм поиска самосогласованного распределения плотности тока и индукции.

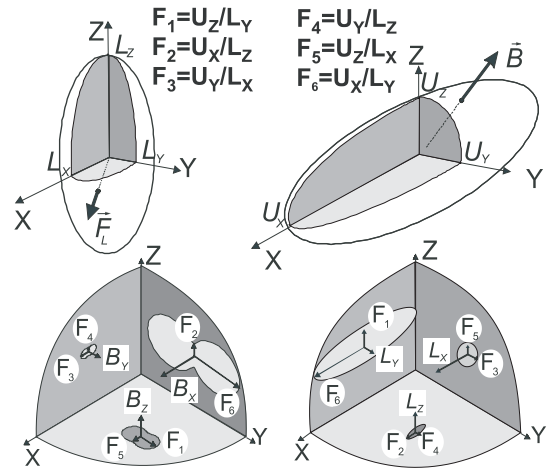


Рис.2 К описанию анизотропии потенциальной ямы пиннинга. Тензоры ширины барьера (L) и глубины ямы (U) и главные сечения пятимерной пиннинговой поверхности.

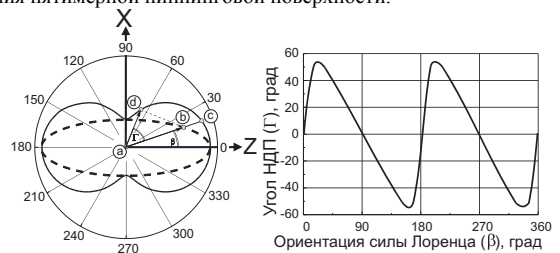


Рис.3. Определение угла направляемого движения потока (НДП). Прежде, чем сила Лоренца достигнет пиннинговой поверхности в точке c , ее достигает проекция силы Лоренца в точке d . Движение потока вихрей начинается вдоль вектора ad при величине силы Лоренца $|ab| < |ac|$. Максимальные достижимые критические значения силы Лоренца лежат на внутреннем эллипсе, отмеченном штриховой линией.

В рамках этой модели удастся достичь удивительного количественного совпадения расчетной величины критического тока в продольном поле с экспериментом, допустив, что пересечение

вихрей происходит на центрах пиннинга свободно (Рис.5)

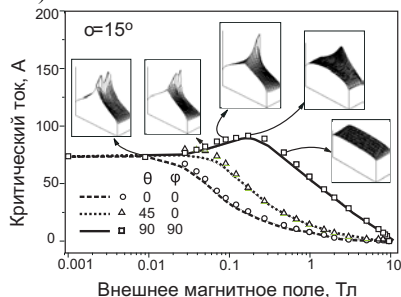


Рис.4. Собственное поле тока, влияя на величину и направление индукции, приводит к эффекту «fish-tail» в *Nb-Ti* фольге. ξ - наклон продольной оси образца к направлению прокатки фольги, θ - угол между внешним полем и нормалью к плоскости фольги, ϕ - угол между проекцией поля на плоскость фольги и током.

Размытость сверхпроводящих переходных характеристик по температуре, полю и току имеет одну и ту же природу – объемную неоднородность сверхпроводника и определяется единым параметром – относительной дисперсией δ . В материалах со слабой и усредненной [3] анизотропией переходная характеристика описывается выражением

$$\rho_{eff} = 0.5 \rho_n \{1 + th[-K(T, B, j) / 2\delta]\},$$

соответствующим параллельной схеме из двух сопротивлений ρ_n и ρ_{sc} :

$$\rho_{sc} = \rho_n \exp(-K(T, B, j) / \delta),$$

$$K(T, B, j) = (1 - \frac{T}{T_c(0)})(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)})(1 - \frac{j}{j_{c/2}^*(T, B)})$$

В экспериментах на ниобий-титановой проволоке показано, что сопротивление, а не электрическое поле, экспоненциально зависит от j , причем сопротивление, экстраполированное к нулевому току зависит экспоненциально от H_c (Рис.6).

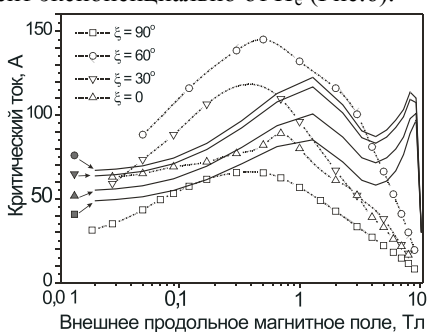


Рис.5. Сопоставление критических токов образцов *Nb-Ti* фольги в продольном поле с расчетом при допущении свободного пересечения продольных и поперечных вихрей и независимости движения последних. Отличие в полях выше 4 Тл может быть объяснено дефицитом центров пиннинга для поперечных вихрей из-за заполнения их продольными вихрями.

Переходные характеристики сверхпроводников с существенным различием продольных и поперечных критических токов определяются продольной неоднородностью [4]. Расчетные характеристики (Рис.7) качественно совпадают с наблюдаемыми на ВТСП, что заставляет усомниться в корректности принятого определения «кривой необратимости».

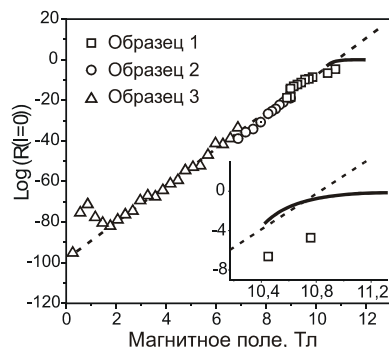


Рис.6. Значения сопротивлений, полученных экстраполяцией омических характеристик *Nb-Ti* проволок к нулевому току, укладываются на экспоненциальную зависимость от H_c в соответствии с выражением (1).

Уравнение (1) обеспечивает логарифмическое затухание замороженного поля в сверхпроводящей трубке, причем скорость затухания поля, равная

$$v(T) = \frac{1}{B_i(0)} \frac{\partial B_i}{\partial \ln(t)} = \frac{\delta \exp(\mu_0 d j_{c/2} / B_{c2})}{1 - T/T_c}$$

не стремится к нулю при нулевой температуре, как это и наблюдается в эксперименте [5].

Предложенный вариант электродинамики дает макроскопические объяснения многим наблюдениям как в низко- так и высокотемпературных сверхпроводниках без привлечения гипотез тепловой активации движения вихрей или квантовой диффузии и с использованием значительно меньшего числа подгоночных параметров (являющихся в случае сплавов *Nb-Ti*, *Nb-Zr* константами), величина которых легко определяется в эксперименте.

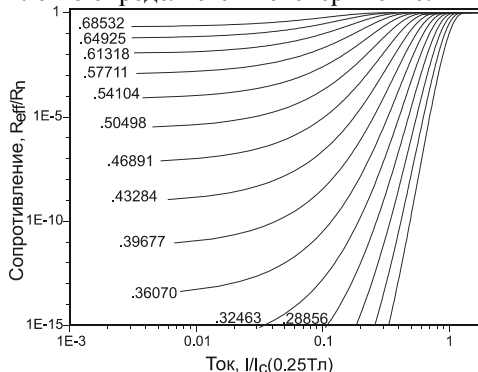


Рис.7. Расчетные ом-амперные характеристики продольно-неоднородного сверхпроводника ($T_c=9.5K$, $B_{c2}(0)=14.5Tл$, $I_c(0,0)=30A$, $\sigma=0.1A$) в различных магнитных полях при $T=9.025K$

1. Е.Ю. Клименко С.В. Шавкин и П.В. Волков ЖЭТФ **112**, вып.3(9), 1055-1081, (1997).
2. Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин и П.В. Волков ФММ, **92**, №6, 27-31, (2001).
3. Е.Ю. Клименко, М.С. Новиков и А.Н. Долгушин, ФММ, **92**, №3, 11-16, (2001).
4. G.L. Dorofeev, A.V. Imenitov, E.Yu. Klimenko, Cryogenics **20**, 307, (1980).
5. А. В. Митин, ЖЭТФ, т.93, 590-604, (1987).