

УДК 538.945, 537.624

МАГНИТОПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛОКАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ВТСП ЛЕНТАХ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

А. И. Подливаев¹, И. А. Руднев^{1,2}, Н. П. Шабанова³

Разработан экспериментально-вычислительный алгоритм прецизионного определения зависимости локальной плотности критического тока в сверхпроводящей пленке от локального значения магнитного поля. Определение проводится исходя из зависимости транспортного критического тока через широкую сверхпроводящую ленту от внешнего магнитного поля. Показано, что существующие формулы, аппроксимирующие эту зависимость, не позволяют решить данную задачу с точностью, которую обеспечивают современные экспериментальные методики. Для необходимой точности решения поставленной задачи предложена четырехпараметрическая аппроксимационная формула и определены параметры данной зависимости на примере ВТСП ленты второго поколения.

Ключевые слова: ВТСП лента, локальный критический ток, магнитополевая зависимость критического тока, аппроксимация критического тока.

Для решения ряда физических задач необходима информация как о пространственных, так и о магнитолевых зависимостях локального критического тока в современных токонесущих лентах на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). В частности, такие данные необходимы для проведения численного расчета намагниченности ленточных сверхпроводников произвольной формы, которые используются

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе 31; e-mail: aipodlivaev@mephi.ru.

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша; e-mail: iarudnev@mephi.ru.

³ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

при разработке различных электротехнических устройств [1]. Ранее нами были предложены и реализованы физические подходы, направленные на восстановление двумерного пространственного распределения критического тока в коротких образцах ВТСП лент посредством измерения пространственного распределения магнитного поля с помощью преобразователей Холла [2–4]. В настоящем сообщении мы представляем новый алгоритм определения зависимости локальной плотности критического тока от магнитного поля, основанный на анализе экспериментальной магнитолевой зависимости интегрального критического тока, полученной в результате простых измерений вольт-амперных характеристик.

Для исследований была выбрана коммерческая ВТСП лента производства SuperPower шириной $a = 4$ мм. При температуре $T = 77$ К и значениях индукции внешнего магнитного поля $B = 0, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0$ и 6.0 Тл были измерены вольт-амперные характеристики и определены значения критического тока по порогу появления напряженности электрического поля 1 мкВ/см . Экспериментальная зависимость транспортного критического тока от индукции внешнего магнитного поля представлена на рис. 1. Экспериментальные ошибки составили 0.25 А для полей выше 4 Тл и 0.5 А для прочих значений магнитного поля. Далее экспериментально определенная таким образом зависимость полного критического тока используется для определения локального тока, следуя следующему рассмотрению.

Полагая СП ленту бесконечно тонкой, считаем, что она расположена в области $Z = 0$; $0 < X < a$; $-\infty < Y < +\infty$. Нас интересует случай, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности СП ленты $B_Z = B_{\text{ext}}$, $B_Y = B_X = 0$.

Компонента $B_Z(X, Y, Z)$ полной индукции магнитного поля определяется в этом случае законом Био–Савара. В предположении малой толщины пленки d (в сравнении с поперечными размерами образца) и в приближении равномерного распределения тока по толщине пленки, закон Био–Савара приобретает следующий вид:

$$B_Z(X, Y, Z) = B_{\text{ext}} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{j_X(X', Y')(Y - Y') - j_Y(X', Y')(X - X')}{((X - X')^2 + (Y - Y')^2 + Z^2)^{3/2}} dX' dY', \quad (1)$$

где j_X, j_Y (А/м) – соответствующие компоненты плотности поверхностных токов, а интегрирование ведется по поверхности ленты, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. В случае однородной СП ленты для критического тока компонента плотности двумерного тока $j_X = 0$, а компонента j_Y не зависит от координаты Y , и в рамках модели

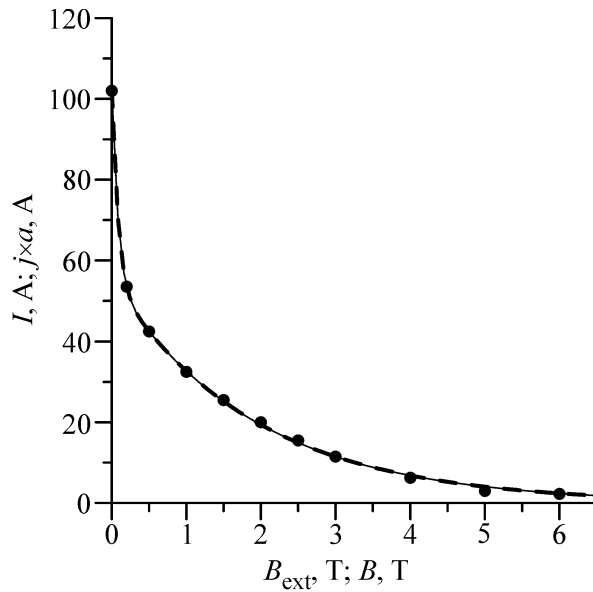


Рис. 1: Зависимость критического транспортного тока I от величины индукции внешнего магнитного поля B_{ext} , и плотности локального двумерного тока $j(B)$ от величины локальной индукции магнитного поля. Кружки и тонкая сплошная линия – экспериментальные точки токовых (контактных) измерений и теоретическая интерполяция соответственно. Пунктирная линия – плотность локального двумерного тока.

критического состояния выражение (1) при $Z = 0$ может быть записано следующим образом:

$$B_Z(X) = B_{\text{ext}} - \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^a \frac{j_Y(B_Z(X'))}{X - X'} dX'. \quad (2)$$

Полный транспортный ток $I(B_{\text{ext}})$ в критическом состоянии определяется следующим выражением:

$$I(B_{\text{ext}}) = \int_0^a j_Y(B_Z(X')) dX'. \quad (3)$$

Таким образом, система интегральных уравнений (2), (3) позволяет определить зависимость $j(B_Z)$, если известна экспериментальная зависимость $I(B_{\text{ext}})$.

Второй важный шаг представляемого алгоритма заключается в использовании при расчете аналитической функциональной зависимости $I(B_{\text{ext}})$, максимально корректно аппроксимирующей экспериментальные данные. К настоящему времени разработан ряд

моделей критического состояния с различной функциональной зависимостью $j(B_Z)$ от наиболее простой модели Бина, в которой зависимость критического тока от магнитного поля отсутствует, до более сложных многопараметрических выражений, приведенных в обзоре [5]. Для кусочно-линейной зависимости $j(B_Z)$ интеграл (2) вычисляется аналитически, и распределение тока в СП ленте может быть представлено в элементарных функциях [6], однако для более сложных зависимостей $j(B_Z)$ решение может быть найдено только численно.

Т а б л и ц а 1

Зависимость плотности критического двумерного тока от магнитного поля

Наименование	Функциональный вид	Значения параметров	Мера откл. δ_i
Been model	$j(B) = J_c$		
Fixed pinning model,	$j(B) = \frac{J_c}{[B /B_k]}$		
Square root model	$j(B) = \frac{J_c}{[B /B_k]^{1/2}}$		
Kim model	$j(B) = \frac{J_c}{1 + [B /B_k]}$	$J_c = 15417$ A/m $B_k = 1.048$ Т	0.112
Exponential model	$j(B) = J_c \exp(- B \cdot \beta)$	$J_c = 14953$ A/m $\beta = 1.789$ Т ⁻¹	0.084
Linear model	$j(B) = J_c[1 - B /B_k]$	$J_c = 11677$ A/m $B_k = 5.34$ Т	0.123
Quadratic model	$j(B) = \frac{J_c}{[1 + B /B_k]^2}$	$J_c = 25630$ A/m $B_k = 1.31$ Т	0.078
Generalized model	$j(B) = \frac{J_c}{[1 + B /B_k]^\beta}$	$J_c = 25630$ A/m $B_k = 1.31$ Т $\beta = 2$	0.078
Double exponential model (DEM) (Наша модель)	$j(B) + A_1 \exp(- B \cdot \beta_1) + A_2 \exp(- B \cdot \beta_2)$	$A_1 = 12944$ A/m $\beta_1 = 0.077$ Т ⁻¹ $A_2 = 13774$ A/m $\beta_2 = 1.9153$ Т ⁻¹	0.006

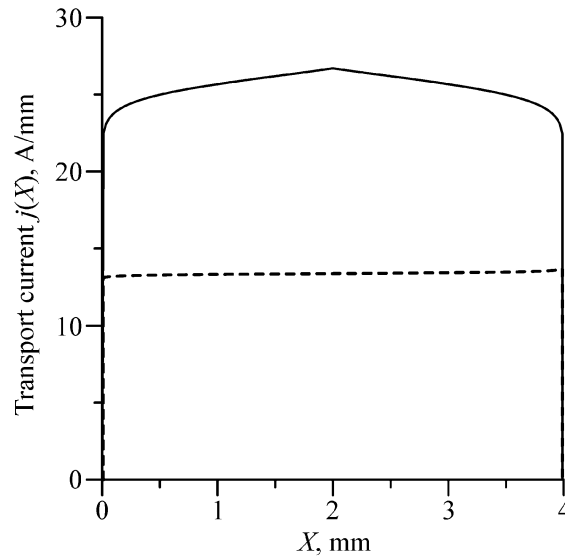


Рис. 2: Распределение плотности транспортного тока по ширине ленты. Сплошная линия – при $B_{\text{ext}} = 0$, пунктирная линия – при $B_{\text{ext}} = 0.2$ Т.

Нам требуется подобрать зависимость $j(B_Z)$, задаваемую элементарными функциями так, чтобы кривая, аппроксимирующая зависимость $I(B_{\text{ext}})$, совпадала с данными эксперимента (см. рис. 1) с точностью до экспериментальных погрешностей. В качестве меры отклонения аппроксимирующей зависимости $I(B_{\text{ext}})$ от экспериментальных данных мы использовали выражение $\delta_t = \sum_i |I(B_i) - I_{\text{exper}}(B_i)| / \sum_i |I_{\text{exper}}(B_i)|$, а для меры экспериментальных ошибок выражение $\delta_{\text{exper}} = \sum_i |\epsilon_i| / \sum_i |I_{\text{exper}}(B_i)|$. Суммирование проводится по 11 экспериментальным точкам (см. рис. 1), а ϵ_i – соответствующие экспериментальные ошибки определения тока, приведенные выше. В данном эксперименте величина $\delta_{\text{exper}} = 0.016$.

В таблице 1 представлены несколько известных форм зависимости $j(B_Z)$ из обзора [5] (и литературы к нему) и последняя Double exponential model (DEM), состоящая из суммы двух экспонент, предлагаемая в настоящей работе. Параметры первых трех моделей мы не определяли из-за чрезмерной упрощенности модели Бина и расходимости при нулевом магнитном поле двух последующих. Интересным, но, видимо, случайным обстоятельством явилось то, что параметры трехпараметрической оптимизированной “Generalized model” полностью совпадают с параметрами двухпараметрической квадратичной модели.

Из данных табл. 1 видно, что только последняя (Double exponential model) зависимость совпадает с экспериментальной с точностью до экспериментальных погрешностей

(то есть выполнено соотношение $\delta_t < \delta_{\text{exper}}$).

На рис. 2 представлено распределение плотности транспортного тока $j(B(X))$ по ширине ленты для принятой нами ДЕМ, которая только и будет использоваться в дальнейшем. На этом рисунке видно, что заметное отличие плотности тока от константы наблюдается только при нулевом внешнем поле, а при индукции поля $B_{\text{ext}} = 0.2$ Т и больше – только в непосредственной близости от границ. Несмотря на эту небольшую неоднородность распределения плотности тока по ширине ленты, из данных рис. 1 можно заключить, что локальную плотность тока $j(B)$ для данной (достаточно узкой) ленты можно с хорошей точностью приблизить выражением $I(B)/a$ для произвольного значения магнитного поля от 0.2 Т до нескольких Тесла – приближением, изложенным в обзоре [7]. Однако для малых полей и широких лент восстановление зависимости локальной плотности тока $j(B)$ требует численного решения задачи (2), (3).

Таким образом, в настоящей статье впервые предложена аппроксимация магнито-полевой зависимости критического тока ВТСП с помощью двойной экспоненциальной функции. Показано, что точность данной аппроксимации лучше точности экспериментального определения критического тока из вольт-амперных характеристик и значительно лучше вариантов аппроксимаций, известных из литературы. Данная аппроксимация применена для определения локального распределения магнитного поля в ВТСП ленте.

Работа выполнена в НИЯУ МИФИ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Соглашения № 14.575.21.0050 (RFMEFI57514X0050).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] *Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников*, Под. ред. А. Гояла (М., Изд-во ЛКИ, 2009), 432 с.
- [2] S. V. Pokrovskiy, I. A. Rudnev and A. I. Podlivaev, *Journal of Physics: Conference Series* **150**, 052211 (2009).
- [3] S. V. Pokrovskiy, I. A. Rudnev, and A. I. Podlivaev, *Journal of Physics: Conference Series* **291**, 012047 (2011).
- [4] I. A. Rudnev, S. V. Pokrovskiy, and A. I. Podlivaev, *IEEE Transaction on Applied Superconductivity* **22**, 9001304 (2012).
- [5] Debjani Karmakar, *Indian J. Phys.* **79**, 1107 (2005).
- [6] G. P. Mikitik and E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **62**, 6812 (2000).
- [7] Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, et al., *Rep. Prog. Phys.* **65**, 651 (2002).

Поступила в редакцию 17 ноября 2014 г.

О ПЕРЕДАЧЕ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛ ЭЛЕКТРОНАМИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЙ

С. Н. Андреев¹, В. Н. Очкин^{1,2}, С. Ю. Савинов^{1,2}, С. Н. Цхай¹

Измерены интенсивности линий $I_{Q(1)}$ и $I_{Q(3)}$ колебательного перехода $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ системы полос Фулхера при возбуждении молекул водорода электронным пучком. Энергия электронов в пучке $\varepsilon_e = 15 \dots 30$ эВ, ($\Delta\varepsilon_e \sim 1$ эВ). Оценены эффективные сечения для процессов возбуждения состояния $H_2(d^3\Pi_u, v = 0)$ электронным ударом как без изменения момента импульса молекулы, так и с заметной передачей момента импульса. Процессы с заметной передачей момента импульса наиболее эффективны в припороговой области энергий возбуждения ($E_{\text{thr}} = 14$ эВ $< E_e \leq 18$ эВ), и связаны с образованием промежуточной составной системы – отрицательного иона в квазидискретном состоянии.

Ключевые слова: электронный удар, промежуточная составная система, отрицательный ион в квазидискретном состоянии, передача момента импульса, возбужденные электронные состояния молекул.

Введение. Возбуждение электронных состояний молекул электронным ударом исследовалось многократно (см. ссылки, напр., в [1–8]). Интерес к этим исследованиям обусловлен, прежде всего, тем, что измерения интенсивностей вращательных линий электронно-колебательных полос молекулярных спектров лежат в основе спектральных методов диагностики плазмы и газовых потоков [5]. Наиболее подробная информация извлекается из экспериментов с электронными пучками, распространяющимися в газе из исследуемых молекул или со скрещенными электронно-молекулярными пучками. Измерения интенсивности свечения полос в возбужденных спектрах в зависимости от

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: savinov@sci.lebedev.ru.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), МФТИ, 141700 Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.