

УДК 538.945

АНИЗОТРОПИЯ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ: МЕТОДЫ АНАЛИЗА И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ

*В.В. Гурьев, И.В. Куликов, С.В. Шавкин**НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Изучение анизотропии величины критического тока по отношению к направлению внешнего магнитного поля имеет принципиальное значение для оптимизации конструкций устройств на основе сверхпроводников, особенно для магнитных систем установок управляемого термоядерного синтеза. В статье даётся краткий критический обзор современных методов анализа угловых зависимостей критического тока технических сверхпроводников с акцентом внимания на ленточные высокотемпературные сверхпроводники второго поколения (ВТСП-2). В основе этих методов лежат три предложенные ранее модели: скейлинга, вихревого пути, анизотропного пиннинга. Представлены результаты экспериментального исследования угловых зависимостей ВТСП-2-лент с различным химическим составом. Отмечается ряд особенностей, таких как нетривиальное влияние замены редкоземельного элемента в составе ВТСП на систему центров пиннинга, асимметрия пиков, зависимость критического тока от направления силы Лоренца. Затем рассмотренные методы анализа применяются к экспериментальным данным. Качество аппроксимаций различных моделей оценивалось с использованием статистического параметра — коэффициента детерминации, скорректированного с учётом количества подгоночных параметров. Показано принципиальное различие в интерпретации особенностей угловых зависимостей при использовании разных моделей. Констатируется отсутствие универсального подхода, как дающего разумную интерпретацию наблюдаемых особенностей, так и позволяющего установить при этом связь с дефектной структурой ВТСП-материала. Это говорит о серьёзном пробеле в текущем понимании электромагнитного поведения сверхпроводников и подчёркивает необходимость дальнейших исследований в этой области.

Ключевые слова: анизотропия, критический ток, угловая зависимость, высокотемпературный сверхпроводник.

CRITICAL CURRENT ANISOTROPY OF PRACTICAL SUPERCONDUCTORS: ANALYSIS METHODS AND APPLICATION CASES

*V.V. Guryev, I.V. Kulikov, S.V. Shavkin**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The analysis of the critical current anisotropy holds significant importance in the process of enhancing the efficiency of devices that rely on superconductors, particularly in the magnetic systems of future fusion plants. The article delivers a concise yet critical evaluation of contemporary techniques utilized for analyzing the critical current angular dependence of practical superconductors, with a specific focus on second-generation high-temperature superconductors (coated conductors). These techniques are based either on the scaling model, the vortex path model, or the anisotropic pinning model. The paper presents findings from an empirical investigation into the critical current angular dependencies of coated conductors with different chemical compositions. Several distinctive features are highlighted, including the intricate impact of substituting the rare-earth element in the HTS composition on the pinning landscape, the asymmetry of the peaks, and the dependence of the critical current value on the Lorentz force direction at fixed magnetic field direction. Then, the described analysis techniques are applied to the experimental dataset to derive meaningful insights. A refined version of the anisotropic pinning model is introduced to accurately depict certain observed phenomena. The accuracy of approximations produced by various models is evaluated using the coefficient of determination, adjusted to account for the number of variables used for fitting. The fundamental disparity in the interpretation of angular dependencies when employing different models is underscored. The lack of a universal methodology that can comprehensively explain all features while establishing a connection with the defective structure of the HTS material is stated. This signifies a critical gap in the existing understanding of the behavior of superconductors under varying conditions and highlights the need for further research and development in this area of study.

Key words: anisotropy, critical current, angular dependence, high-temperature superconductor.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-93-107

ВВЕДЕНИЕ

В России и за рубежом опыт, накопленный на различных этапах проекта ИТЭР и, в частности, при разработке сверхпроводниковой электромагнитной системы, определил стратегические направления развития установок управляемого термоядерного синтеза (УТС). Для существенного улучшения плазменных параметров требуется увеличение магнитного поля, что достижимо лишь при применении нового класса сверхпроводников, такого как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Современные концепции магнитов УТС рассматривают использование ВТСП-лент второго поколения (ВТСП-2) как

единственно эффективное решение. В настоящее время производство данных сверхпроводников осуществляется в промышленных масштабах, и данная технология продолжает активно развиваться.

В технологии второго поколения ВТСП-слой состава $(RE)Ba_2Cu_3O_{7-x}$ (REBCO, где RE — редкоземельный элемент) эпитаксиально выращивается на текстурированных буферных слоях, покрывающих гибкую металлическую ленту-подложку. Величина критического тока I_c в таких сверхпроводниках анизотропна и зависит как от величины, так и от направления внешнего магнитного поля H . Эту анизотропию необходимо учитывать при проектировании устройств. Так, например, при сборке соленоида из двойных галет различные витки в крайних (наружных) галетах находятся в существенно отличающихся условиях: во внутренних витках поле направлено практически вдоль плоскости ленты, что чаще всего соответствует максимальному критическому току, в то время как во внешних витках силовые линии

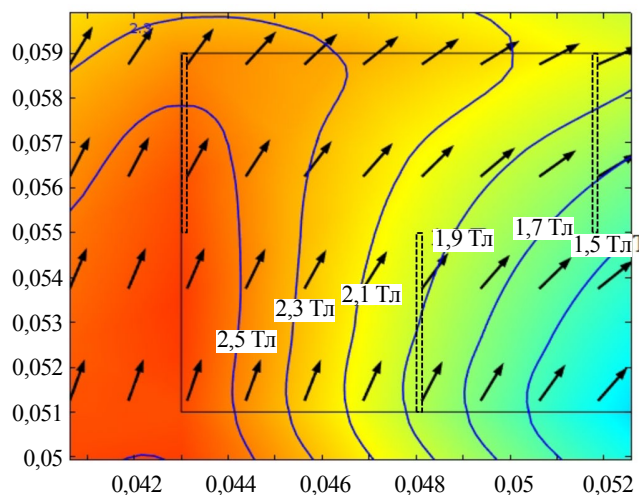


Рис. 1. Рассчитанное распределение магнитного поля на внутреннем краю наружной двойной галеты ВТСП-соленоида [1, 2]: ось соленоида находится слева; ↗ — локальное направление магнитного поля; — — — линии постоянной величины магнитного поля; цвет изменяется от более холодного к более горячему в соответствии с увеличением магнитного поля; ---- — ВТСП-2-ленты в обмотке двойной галеты. Ток в лентах течёт перпендикулярно плоскости рисунка

магнитного поля изгибаются и критический ток снижается, несмотря на то, что величина поля в этой области несколько ниже (рис. 1). При этом во всём соленоиде как для внутренних, так и для наружных галет, а также и для внутренних и внешних витков отдельных галет магнитное поле направлено перпендикулярно току. Поэтому угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$, где θ — угол между нормалью ленты и направлением магнитного поля, при сохранении ортогональности транспортного тока и магнитного поля имеет ключевое значение при расчёте соленоидов. Геометрию эксперимента, когда при изменении угла θ направления тока и внешнего магнитного поля сохраняются перпендикулярными, часто называют конфигурацией максимальной силы Лоренца.

Угловая зависимость $I_c(\theta)$ ВТСП-лент определяется совокупным влиянием собственной анизотропии, обусловленной структурой кристаллической ячейки материала, и внешней анизотропии, определяющейся особенностями ландшафта пин-

нинга конкретных сверхпроводников. Надёжно разделить влияние этих двух факторов — крайне трудная задача [3]. В настоящее время угловые зависимости $I_c(\theta)$ рассматриваются как обязательная характеристика ВТСП-проводника, определяющаяся экспериментально после изготовления ленты. Для коммерчески выпускаемых ВТСП-лент создана база данных, облегчающая выбор ленты для конкретного применения [4]. Однако святым Граалем технической сверхпроводимости является разработка такой технологии, которая позволяла бы проводить тонкую настройку токонесущей способности сверхпроводника под заказ потребителя ещё до фактического изготовления. Ключевым пунктом на пути к достижению этой цели является разработка методов анализа угловых зависимостей $I_c(\theta)$ для установления её связи со структурой.

Далее мы даём краткий критический обзор известных методов анализа угловых зависимостей критического тока. Для более полного ознакомления с историей развития некоторых из этих методов мы можем рекомендовать читателю обзор [3]. Потом мы приводим описание экспериментальных методик, даём описание образцов и приводим экспериментальные угловые зависимости ВТСП-2-лент различного химического состава. Эти экспериментальные угловые зависимости анализируются с помощью ранее рассмотренных методов. Выводы проделанной работы резюмированы в заключении.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА

Для описания угловых зависимостей критического тока было предложено множество различных аппроксимирующих функций $I_c(\theta)$ [5—7] и методов численного описания [8—10], помогающих в инженерных расчётах. Однако подгоночные коэффициенты этих аппроксимаций зачастую не имеют физиче-

ского смысла и, следовательно, не могут быть увязаны со структурой материала. По нашему мнению, такие подходы не способствуют достижению понимания взаимосвязи структура—токонесущая способность и в настоящей работе рассматриваться не будут.

Метод скейлинга. Метод скейлинга анизотропии эффективной массы носителей заряда, который также часто называют методом скейленга Блаттера, — исторически первый и до настоящего времени самый распространённый метод анализа угловых зависимостей. В этом подходе предполагается, что угловая зависимость $I_c(\theta)$ определяется в большей степени внутренней анизотропией материала, т.е. анизотропией элементарной кристаллической ячейки, а не системой центров пиннинга. Угловая зависимость $I_c(\theta)$ подчиняется той же функциональной зависимости, что и термодинамические критические параметры, такие как верхнее и нижнее критические поля:

$$f(\theta) \sim ([\cos(\theta)]^2 + [\sin(\theta)]^2/\gamma^2)^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\gamma = (m_c/m_{ab})^{0.5}$ — параметр анизотропии эффективной массы носителей заряда [11]. Параметр γ , в принципе, может быть вычислен на основе информации о структуре кристаллической ячейки. В случае ВТСП-2-лент на основе YBCO этот параметр принимает значение в диапазоне от 5 до 7. Кроме того, величина γ не зависит от температуры и магнитного поля [12]. Вторым предсказанием этой модели является то, что критический ток I_c зависит от величины H и угла ориентации θ магнитного поля через объединённую переменную: $I_c(H, \theta) = I_c(\tilde{H})$, где $\tilde{H} = H/f(\theta)$ [13]. При правильно подобранном подгоночном параметре γ угловые зависимости, измеренные при разных величинах магнитных полей и температур, должны уложиться на единую так называемую скейлинговую кривую, если перестроить их в координатах I_c — $\tilde{H}$. Возможные отклонения от этой скейлинговой кривой интерпретируются как вклад от коррелированных центров пиннинга [14].

Несмотря на широкую распространённость этого подхода, есть серьёзные сомнения относительно его теоретических основ [3]. Теория слабого коллективного пиннинга, на которой основывается эта модель, справедлива лишь при слабых деформациях вихревой решётки и соответственно малых токах. Для ВТСП-2-лент критические токи достигают 10% от тока распаривания куперовских пар, а вихревая система деформирована настолько, что говорят не о решётке, а об аморфном вихревом веществе. Кроме того, значение параметра γ обычно значительно выпадает из диапазона 5—7, что также вызывает затруднения при его интерпретации.

Модель утверждает, что анизотропия, в основном, определяется термодинамикой и, следовательно, даёт пессимистичный прогноз эффективности манипулирования системой центров пиннинга с целью управления анизотропией. С другой стороны, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что через управление ландшафтом пиннинга можно существенно модифицировать анизотропию ВТСП-лент REBCO [15] вплоть до получения обратной анизотропии [16] либо полного её устранения [17]. Поэтому, по крайней мере, в случае не слишком сильной внутренней анизотропии (что справедливо для REBCO) представляется оправданным изменить предпосылки на противоположные: использовать в качестве основного механизма картину взаимодействия вихрей с центрами пиннинга, а эффект внутренней анизотропии учитывать как малую поправку.

Модель вихревого пути. Теоретический базис модели вихревого пути (vortex path model) описывается следующим образом [3, 18, 19]. Ландшафт пиннинга предполагается неупорядоченным и коррелированным вдоль какого-то направления, как показано на рис. 2. «Вихревой путь» через материал, показанный на рис. 2, является возможным состоянием запиннингованного вихря. В среднем направление вихря совпадает с внешним полем под макроскопическим углом θ . Постулируется, что сила объёмного пиннинга и, следовательно, плотность тока J_c пропорциональны плотности таких путей через образец при заданном θ .

Рассмотрим вихревой путь как направленное случайное блуждание. Определим $p(\theta)$ как плот-

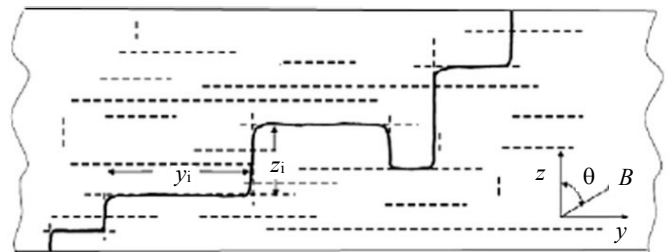


Рис. 2. Возможное положение запиннингованного вихря — так называемый «вихревой путь»: ---- — дефекты (центры пиннинга) в материале [18]. Закрепление происходит в плоскости y — z так, чтобы в среднем вихрь был ориентирован под макроскопическим углом θ к оси z

ность вероятности вихревого пути, $y = n\lambda$ — сумма n шагов средней длины λ в направлении y . Предполагаем, что для шагов в направлении z нет смещения и что вероятность нахождения определённого значения $z = \sum z_i$: $p(z) = (1/2\pi n\sigma^2)^{1/2} \exp(-z^2/2n\sigma^2)$ — гауссово распределение. Поскольку $z/y = \tan(\theta)$, то, преобразуя переменную распределения от $J_c(z/y) \propto p(z)$ к $J_c(\theta) \propto p(\theta)$, получим

$$J_c(\theta) = [J_0/(\sqrt{2\pi} \Gamma \sin^2(\theta))] \exp \{-1/[2\Gamma^2 \tan^2(\theta)]\}, \quad (2)$$

где $\Gamma = \sigma/(\sqrt{n}\lambda)$; J_0 — константа пропорциональности. Это уравнение называют угловой гауссиан. Если вместо предположения о сходимости к гауссиану для $p(z)$ выбрано распределение Лоренца $p(z) = (1/\pi)\gamma/(\gamma^2 + z^2)$, то результатом будет

$$J_c(\theta) = (1/\pi)(J_0\Gamma)/[\cos^2(\theta) + \Gamma^2 \sin^2(\theta)]. \quad (3)$$

В этом случае подгоночный коэффициент $\Gamma = \gamma/\lambda$. Формулу (3) называют угловым лоренцианом.

Модель вихревого пути предполагает описание экспериментальной кривой $I_c(\theta)$ с помощью комбинации гауссиана и/или лоренциана, и/или их линейной комбинации. Таким способом можно получить хорошую аппроксимацию $I_c(\theta)$ для широкого круга технических сверхпроводников, как имеющих, так и не имеющих внутреннюю анизотропию [3, 20, 21]. При этом предполагается, что каждому гауссиану или лоренциану соответствует своя подсистема центров пиннинга (ЦП). Это предположение является наиболее сильной стороной подхода, поскольку позволяет выделить подсистемы центров пиннинга и сделать заключение об эволюции их эффективности с изменением внешних условий. Подчёркнём, что в соответствие подсистеме ЦП ставится не пик на угловой зависимости $I_c(\theta)$, а соответствующий гауссиан или лоренциан. Так, асимметричный пик угловой зависимости в этой модели описывается некоторым набором гауссианов или лоренцианов с близкими положениями среднего, а значит и несколькими подсистемами центров пиннинга. Наоборот, если величина параметра Γ превышает единицу, у углового гауссиана (2) появляются два пика в диапазоне от 0 до π , и за оба эти пика ответственна одна подсистема ЦП [19].

Следует заметить, что согласно экспериментальным наблюдениям добавление подсистемы центров пиннинга не всегда приводит к аддитивному влиянию на угловую зависимость критического тока [22]. Поэтому предположение модели о том, что описание влияния различных подсистем центров пиннинга с помощью линейной комбинации гауссианов и/или лоренцианов, требует дополнительного обоснования. Ситуация, кроме того, осложняется отсутствием строгих критериев определения наилучшей аппроксимации, что приводит к некоторой доле неопределённости, обусловленной субъективными решениями при обработке угловых зависимостей [23].

Теоретические основы этого метода также вызывают сомнения. Высокая плотность вихревых путей приведёт к неизменности общей энергии при малых смещениях вихря и, таким образом, будет способствовать уменьшению, а не увеличению объёмной силы пиннинга. Кроме того, хорошо известно, что одновихревое приближение, показанное на рис. 2, плохо справляется с описанием динамики вихревого ансамбля даже на качественном уровне [24]. В реальной ситуации изгибам, показанным на рис. 2, будут препятствовать соседние вихри, особенно по мере увеличения поля и соответственно уменьшения межвихревого расстояния.

Модель анизотропного пиннинга. Подход, позволяющий как обойти ограничения одновихревого приближения, так и избежать проблемы суммирования, был предложен в работе [25]. В этой модели рассматривается не индивидуальный пиннинг, а пиннинг некоторого достаточно большого ансамбля вихрей, находящегося в потенциальной яме, обусловленной кооперативным действием всех центров пиннинга в объёме этого ансамбля. В отсутствие транспортного тока вихревой ансамбль занимает наиболее выгодное место на дне кооперативной потенциальной ямы, причём минимум удельной энергии магнитного потока в состоянии покоя не предполагает, что каждый вихрь, захваченный ближайшими центрами пиннинга, находится на дне своей индивидуальной потенциальной ямы. Под действием транспортного тока вихревой ансамбль поднимается по склону кооперативной потенциальной ямы в направлении действия силы Лоренца. Если сила Лоренца превышает максимальную крутизну склона этой ямы, вся вихревая материя приходит в движение, что приводит к возникновению электрического поля и диссипации энергии. Объёмную силу пиннинга можно выразить

$$F_p = -\max(\delta U/\delta L) = -\mathbf{e}_l (U_0(\mathbf{B}))/L_0(\mathbf{j}, B), \quad (4)$$

где U — глубина кооперативной потенциальной ямы; $\mathbf{e}_l$ — единичный вектор в направлении силы Лоренца; $L_0 = U_0/\max(\delta U/\delta L)$ — эффективный размер кооперативной потенциальной ямы; U_0 — эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы; $\mathbf{j}$ — вектор плотности тока.

Модель предполагает, что эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы $U_0(\mathbf{B})$ зависит только от величины и направления магнитной индукции, но не от силы Лоренца. Ширина кооперативной потенциальной ямы $L_0(\mathbf{j}, B)$, напротив, определяется абсолютным значением магнитной индукции (плотностью вихрей) и направлением силы Лоренца. Таким образом, учитывается анизотропия не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца, что является сильной стороной модели. Эффективная ширина кооперативной потенциальной ямы L_0 определяется минимальным расстоянием между двумя энергетически эквивалентными положениями вихревого ансамбля. В качестве грубой оценки этого расстояния можно принять минимальную из двух величин: среднего межвихревого расстояния либо среднего расстояния между соседними (в направлении возможного движения) центрами пиннинга.

Чтобы получить исчерпывающее представление о токонесящей величине, следует с максимальной достоверностью восстановить ориентационные, полевые и температурные зависимости U_0 и L_0 так называемого энергетического и размерного тел. На основании большого числа взаимодополняющих экспериментов [24—29] было показано, что для сверхпроводящей Nb—Ti-ленты угловые зависимости U_0 и L_0 описываются эллипсоидами:

$$(\cos(\alpha)/U_x)^2 + (\cos(\beta)/U_y)^2 + (\cos(\gamma)/U_z)^2 = 1/(U_0^2), \quad (5)$$

где $\cos(\alpha)$, $\cos(\beta)$, $\cos(\gamma)$ — направляющие косинусы вектора индукции.

Аналогично для размерного тела:

$$(\cos(\alpha')/L_x)^2 + (\cos(\beta')/L_y)^2 + (\cos(\gamma')/L_z)^2 = 1/(L_0^2), \quad (6)$$

где $\cos(\alpha')$, $\cos(\beta')$, $\cos(\gamma')$ — направляющие косинусы вектора силы Лоренца.

Чтобы определить критическую величину силы пиннинга при заданных условиях, надо величину радиуса энергетического эллипсоида (в направлении вектора индукции) разделить на величину радиуса размерного эллипсоида (в направлении действия силы Лоренца).

Для геометрии эксперимента соответствующей конфигурации максимальной силы Лоренца эта модель приводит к угловой зависимости критического тока [28]:

$$I_c(\theta) = I_c(90^\circ) \{[(k^L \sin(\theta))^2 + (\cos(\theta))^2] / [(k^U \sin(\theta))^2 + (\cos(\theta))^2]\}^{1/2}, \quad (7)$$

где $k^L = L_z/L_y$, $k^U = U_y/U_z$ — безразмерные подгоночные параметры. Отношение $k^U/k^L = J_c(90^\circ)/J_c(0^\circ)$ даёт грубую оценку степени анизотропии. Угол θ отсчитывается от плоскости образца.

Модель анизотропного пиннинга была апробирована на низкотемпературных Nb—Ti-сверхпроводниках и до настоящей работы не применялась к ВТСП-лентам.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Детали эксперимента. Эксперименты, представленные в настоящей работе, заключались в измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов ВТСП-лент во внешнем магнитном поле до 1,5 Тл, создаваемом сплит-магнитом, при заданной ориентации поля в конфигурации максимальной силы Лоренца. Измерения проводились в среде жидкого азота при атмосферном давлении (температура $\sim 77,4$ К). ВАХ измерялись стандартным четырёхконтактным методом. Размер образцов: длина 80 мм, ширина 4 мм, толщина $\sim 0,15$ мм, расстояние между потенциальными контактами 10 мм в центральной части образца. Критический ток определялся по ВАХ в соответствии с конвенциональным критерием электрического поля 1 мкВ/см. В случае если целью было установить влияние направления силы Лоренца, то при неизменном положении образца изменялась полярность транспортного тока. Затем угол ориентации внешнего магнитного поля θ изменялся, и измерение ВАХ повторялось. Из обработки серии ВАХ, измеренных таким способом, определялась угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$. Экспериментальная установка позволяет осуществлять разворот на полные 360° . Точность определения угла оценивается не хуже чем $0,5^\circ$.

Образцы. Длинномерные образцы ВТСП-2-лент были изготовлены на пилотной линии НИЦ «Курчатовский институт» [30]. Все образцы имеют многослойную структуру, состоящую из ленты-подложки из нержавеющей стали (~100 мкм), буферного слоя оксида циркония, стабилизированного иттрием YSZ (~2 мкм), в котором формируется текстура, буферного слоя CeO_2 (~0,2 мкм), собственно ВТСП-слоя, защитного слоя серебра (~2 мкм с каждой стороны ленты) и шунтирующего слоя меди (~20 мкм с каждой стороны ленты). Образцы отличались химическим составом и толщиной ВТСП-слоя (табл. 1). Замена редкоземельного элемента в составе REBCO может привести к существенному изменению ландшафта пиннинга [31, 32], поэтому представляет интерес сравнение угловых зависимостей критического тока этих образцов.

Таблица 1. Описание образцов

Образец	Маркировка	Толщина ВТСП-слоя, мкм	Критический ток в собственном поле, А	Поля измерений, Тл
YBCO	282	1,40	84	0,1; 0,3; 0,5; 1; 1,5
GdBCO	365	1,05	148	
SmBCO	372-2	1,39	143	
(Y + Sm)BCO	393-2	1,60	101	

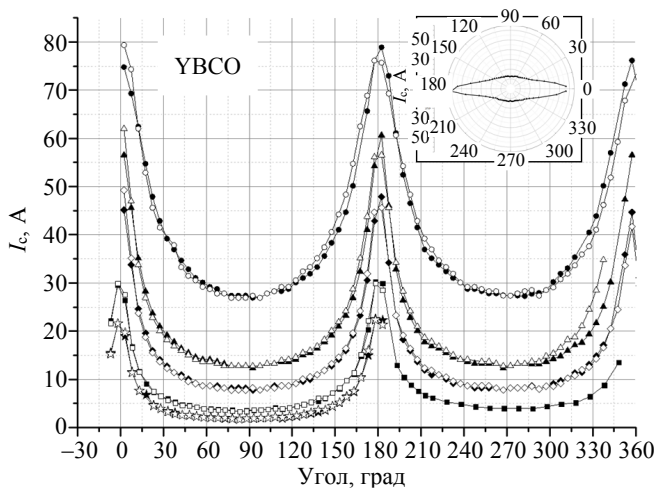


Рис. 3. Угловые зависимости критического тока образца YBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации отсутствия асимметрии пиков

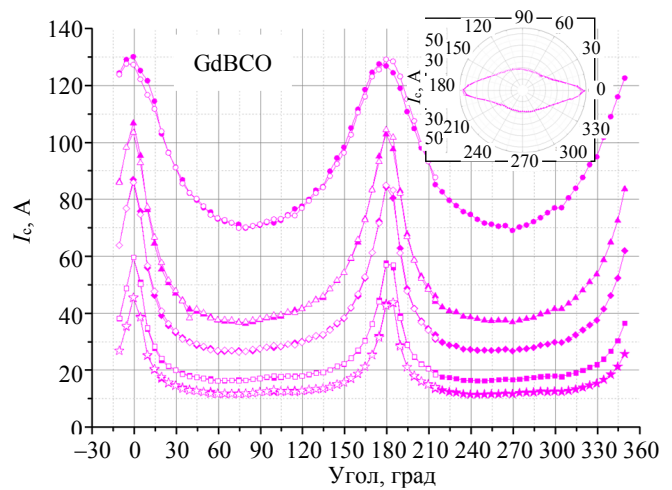


Рис. 4. Угловые зависимости критического тока образца GdBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации асимметрии пиков

Угловые зависимости критического тока. На рис. 3—5 показаны измеренные угловые зависимости критического тока образцов YBCO, GdBCO и SmBCO во внешних полях $\mu_0 H = 0,1, 0,3, 0,5, 1$ и $1,5$ Тл. Минимальная величина внешнего поля выбрана так, чтобы заведомо превзойти величину собственного магнитного поля, которое не превышает 0,04 Тл. Угол θ отсчитывается от плоскости ленты. Для всех образцов наблюдается существенная анизотропия I_c : критический ток гораздо больше при направлении поля в плоскости ленты ($0, 180^\circ$), чем при ориентации поля по нормали к ленте ($90, 270^\circ$). В поле 1 Тл отношение токов в этих ориентациях составляет 6,9, 3,4 и 2,2 для YBCO, GdBCO и SmBCO соответственно. На образцах GdBCO и SmBCO наблюдается асимметрия пиков, что хорошо видно в полярных координатах по отсутствию зеркальной симметрии между верхней и нижней половинами угловой зависимости (см. вставки на рис. 3—5). В пределах экспериментальной точности асимметрия пиков

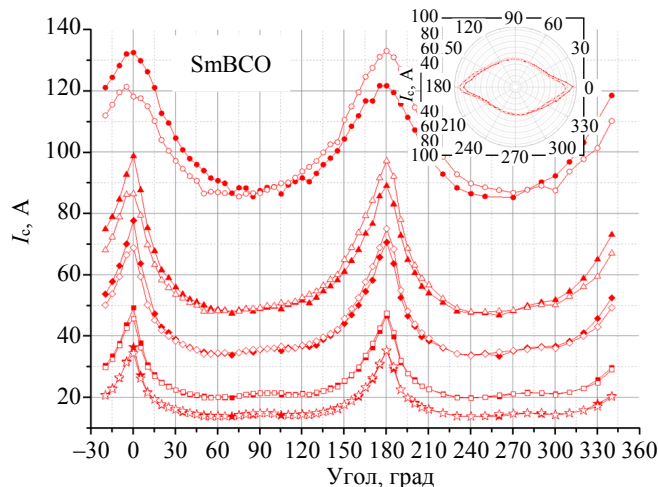


Рис. 5. Угловые зависимости критического тока образца SmBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации асимметрии пиков

на угловой зависимости критического тока отсутствует только в образце YBCO. Кроме того, в образце SmBCO наблюдается существенная зависимость величины критического тока от полярности тока, чего практически не наблюдалось для образцов YBCO и GdBCO. Как видно на рис. 5, при полярности тока, отмеченной закрытыми символами, пик при $\theta = 0^\circ$ выше, чем пик при $\theta = 180^\circ$. При инверсии направления тока (открытые символы) соотношение высот пиков меняется на обратное — пик при $\theta = 0^\circ$ ниже, чем пик при $\theta = 180^\circ$. Этот эффект тем выраженнее, чем меньше внешнее поле. При величине внешнего поля 1 Тл зависимость критического тока от полярности тока практически исчезает.

На рис. 6 показано необычное влияние редкоземельного элемента в составе ВТСП-материала на угловую зависимость критического тока. Для корректного сравнения критический ток приведён к току в собственном поле. При существенной разнице угловых зависимостей образцов YBCO и SmBCO угловая зависимость образца $Y_{0,5}Sm_{0,5}BCO$ демонстрирует не нечто среднее, как можно было бы ожидать, а практически полное отсутствие анизотропии: минимальный критический ток достигнут примерно при 45° (135°), вместо ожидаемых 90° , а значения критического тока при 0° и 90° практически равны.

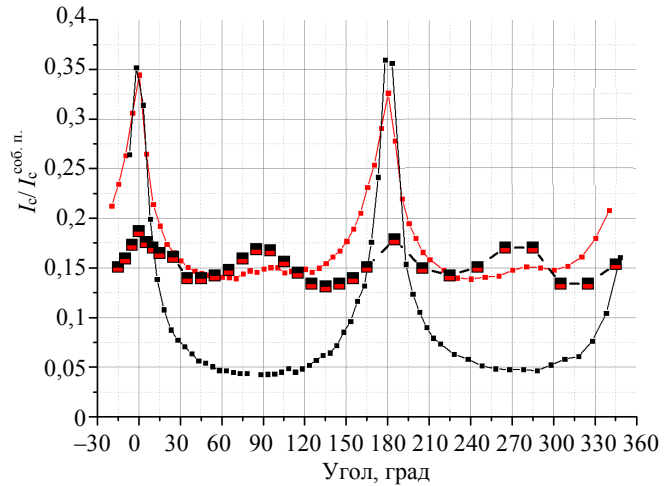


Рис. 6. Приведённые угловые зависимости критического тока образцов YBCO (●), SmBCO (■) и (Sm + Y)BCO (□) в поле 1 Тл

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С МОДЕЛЯМИ

Модель скейлинга. Экспериментальные угловые зависимости $I_c(\theta)$ имеют качественные отклонения от функциональной зависимости (1). Такие отклонения нельзя назвать неожиданными, поскольку механизм анизотропии эффективной массы носителей заряда не предполагает описание всех особенностей, таких как возникновение дополнительных пиков (см. рис. 6, образец (Sm + Y)BCO), асимметрия пиков (см. рис. 4 и 5, образцы GdBCO и SmBCO) и зависимость величины критического тока от полярности тока (см. рис. 5, образец SmBCO). Однако даже для случая, когда указанные особенности отсутствуют (см. рис. 4, образец YBCO), предсказания этой модели не выполняются в полном объёме, поскольку коэффициент γ зависит от величины внешнего поля и выходит далеко за предсказанные пределы 5—7 (рис. 7). Как следствие, при перестроении в координатах $I_c—H/f(\theta)$ не происходит совмещение на кривой скейлинга (рис. 8).

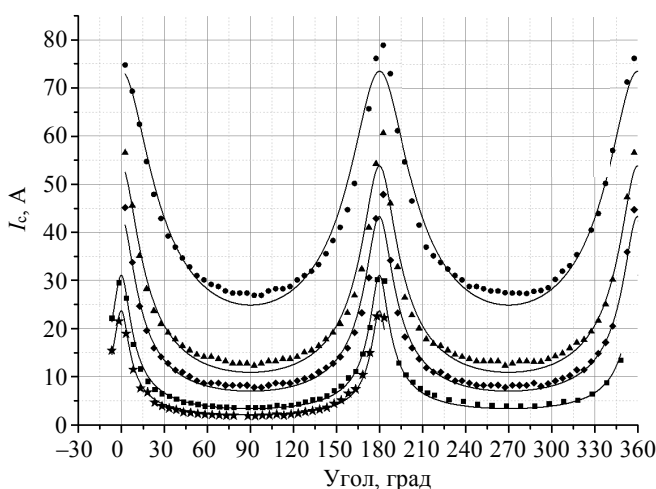


Рис. 7. Точками показаны экспериментальные угловые зависимости образца YBCO: — — аппроксимация подгонка по формуле (1); величина внешнего поля и подгоночный параметр γ из формулы (1): ● — 0,1 Тл, $\gamma = 2,9$, ▲ — 0,3 Тл, $\gamma = 4,9$, ◆ — 0,5 Тл, $\gamma = 6,2$, ■ — 1 Тл, $\gamma = 9,2$, ★ — 1,5 Тл, $\gamma = 11,2$

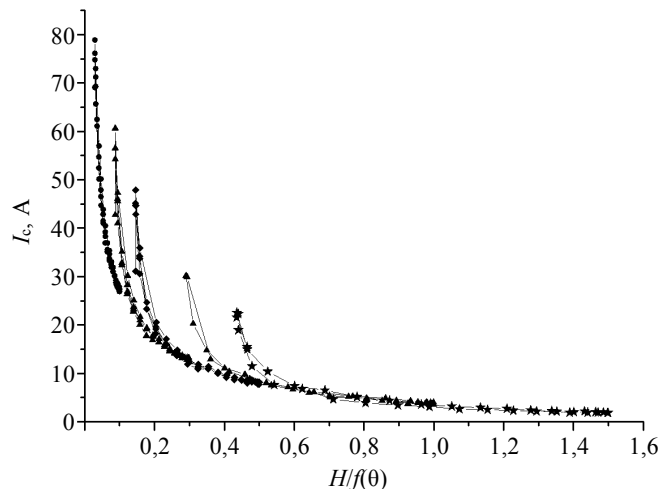


Рис. 8. Данные на рис. 7, перестроенные в координатах $I_c—H/f(\theta)$, в соответствии с концепцией скейлинга. Для построения использовался усреднённый параметр $\gamma = 6,7$: ● — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

В табл. 2 приведены величины подгоночного коэффициента γ для исследованных образцов и качество подгонки, характеризуемое коэффициентом детерминации R , скорректированным на количество подгоночных параметров модели. Чем ближе величина R к единице, тем лучше модель справляется с описанием экспериментальных данных. Для образца YBCO величина R превышает 0,95 во всех полях, что с учётом того, что модель использует всего один подгоночный параметр, очень хороший результат. Для остальных образцов подгонка экспериментальных результатов к функциональной зависимости (1) значительно хуже: для GdBCO параметр R опускается ниже 0,86, для SmBCO — ниже 0,78. Для образца (Y + Sm)BCO параметр R близок к 0, поскольку, как видно из рис. 6, угловая зависимость резко отличается от предсказаний модели.

Т а б л и ц а 2. Величина подгоночного параметра γ и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Величина внешнего поля, Тл	γ	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	2,9	0,975
	0,3	4,9	0,960
	0,5	6,2	0,964
	1	9,2	0,989
	1,5	11,2	0,989
GdBCO	0,1	1,8	0,978
	0,3	2,9	0,929
	0,5	3,4	0,900
	1	3,9	0,856
	1,5	4,4	0,852
SmBCO	0,1	1,5	0,909
	0,3	1,9	0,855
	0,5	2,1	0,819
	1	2,2	0,770
	1,5	2,5	0,774
(Y+Sm)BCO	1	1	0,020

Модель вихревого пути. На рис. 9 и 10 показаны примеры обработки угловых зависимостей в рамках модели вихревого пути. Благодаря большому количеству подгоночных параметров (3 параметра на пик + 1 параметр «установка») модель очень хорошо описывает эксперимент. Асимметрия пика описывается двумя подсистемами центров пиннинга с близким положением средних (см. рис. 9), дополнительный пик при ориентации по нормали к ленте описывается дополнительным лоренцианом или гауссианом (см. рис. 10).

Добавление необходимого количества лоренцианов или гауссианов позволяет описать практически все особенности, наблюдающиеся на угловых зависимостях критического тока. Исключением является

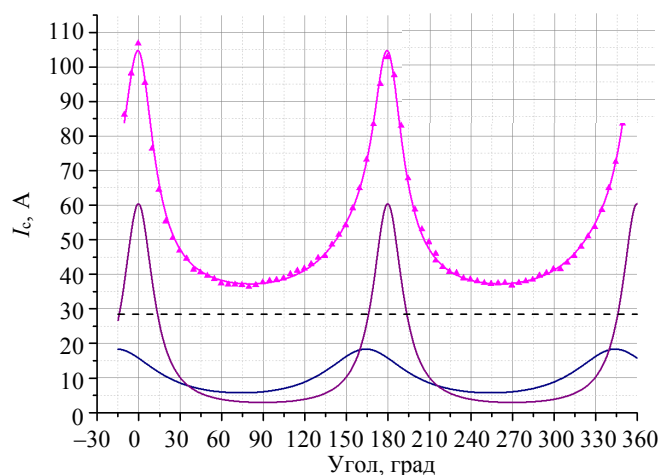


Рис. 9. Пример аппроксимации экспериментальной угловой зависимости критического тока с ярко выраженной асимметрией пика для образца GdBCO при 0,3 Тл (закрытые символы). Асимметрия учитывается двумя распределениями с близкими положениями пиков, показанных синим и фиолетовым цветом. Их линейная сумма с константой (-----) даёт аппроксимацию, показанную линией, проходящей через экспериментальные точки: $\blacktriangle$ — GdBCO-эксперимент, — модель вихревой траектории, — Лоренц 1 0,3 Тл, — Лоренц 2 0,3 Тл

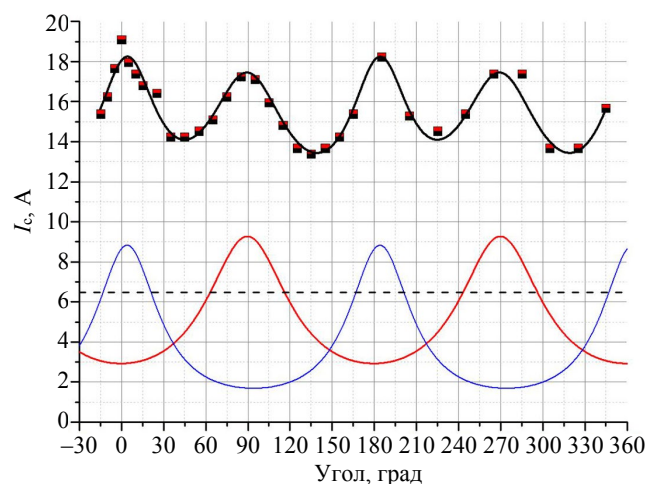


Рис. 10. Пример аппроксимации экспериментальной угловой зависимости критического тока, имеющей пик не только вблизи $\theta = 0, 180^\circ$ (поле в плоскости ленты), но и дополнительные пики при $\theta = 90^\circ, 270^\circ$ при ориентации поля по нормали к ленте для образца (Y + Sm)BCO [1] в поле 1 Тл. Основной пик аппроксимируется лоренцианом (—), дополнительный пик учитывается дополнительным лоренцианом (—): $\square$ — (Y + Sm)BCO эксп., — модель вихревой траектории, — Лоренц 1, — Лоренц 2

зависимость высоты пика от полярности тока или, что то же самое, разная высота пиков при ориентации 0 и 180°. Это связано с тем, что периодичность аппроксимационных функций (2) и (3) 180°.

В табл. 3 приведены величины подгоночных коэффициентов для исследованных образцов и качество подгонки. Образец YBCO, не имеющий особенностей на угловой зависимости, хорошо описывается одним лоренцианом при величине R не ниже 0,96. Для описания асимметрии образцов GdBCO и SmBCO необходимо введение дополнительного лоренциана. При этом в поле 0,1 Тл дополнительный лоренциан не приводит к ощутимому улучшению подгонки. Зависимость критического тока от полярности тока для образца SmBCO приводит к более низкому по сравнению с GdBCO коэффициенту детерминации: 0,944 против 0,995 в 0,1 Тл. Для всех аппроксимаций значение коэффициента детерминации в этой модели выше 0,9.

Т а б л и ц а 3. Величины подгоночных параметров модели вихревого пути и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Поле, Тл	I_0	Лоренц 1	Лоренц 2	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	20,95	$I_1 = 59,82$ $\theta_1 = 0$ $\Gamma_1 = 2,87$		0,990
	0,3	11,0	$I_1 = 32,15$ $\theta_1 = 0,08$ $\Gamma_1 = 4,33$		0,976
	0,5	6,87	$I_1 = 24,38$ $\theta_1 = -0,23$ $\Gamma_1 = 4,73$		0,969
	1	3,53	$I_1 = 13,95$ $\theta_1 = -0,20$ $\Gamma_1 = 6,08$		0,987
	1,5	1,69	$I_1 = 10,44$ $\theta_1 = -0,33$ $\Gamma_1 = 6,30$		0,987
GdBCO	0,1	53,07	$I_1 = 115,15$ $\theta_1 = -2,89$ $\Gamma_1 = 2,059$		0,995
	0,3	28,48	$I_1 = 47,74$ $\theta_1 = -0,32$ $\Gamma_1 = 4,54$	$I_2 = 32,17$ $\theta_2 = 163,0$ $\Gamma_2 = 1,79$	0,997
	0,5	22,47	$I_1 = 30,47$ $\theta_1 = 0,15$ $\Gamma_1 = 5,54$	$I_2 = 18,20$ $\theta_2 = 164,01$ $\Gamma_2 = 2,17$	0,995
	1	14,95	$I_1 = 16,72$ $\theta_1 = 0,93$ $\Gamma_1 = 7,25$	$I_2 = 9,41$ $\theta_2 = 168,76$ $\Gamma_2 = 2,90$	0,993
	1,5	10,68	$I_1 = 10,63$ $\theta_1 = 1,44$ $\Gamma_1 = 8,46$	$I_2 = 8,22$ $\theta_2 = 173,17$ $\Gamma_2 = 3,2$	0,991
SmBCO	0,1	73,32	$I_1 = 85,0$ $\theta_1 = -2,39$ $\Gamma_1 = 1,98$		0,944
	0,3	42,05	$I_1 = 13,42$ $\theta_1 = 0,86$ $\Gamma_1 = 6,32$	$I_2 = 38,41$ $\theta_2 = 170,73$ $\Gamma_2 = 2,26$	0,979
	0,5	31,08	$I_1 = 10,11$ $\theta_1 = 0,62$ $\Gamma_1 = 7,81$	$I_2 = 24,85$ $\theta_2 = 170,53$ $\Gamma_2 = 2,64$	0,988
	1	18,90	$I_1 = 5,88$ $\theta_1 = 0,45$ $\Gamma_1 = 9,26$	$I_2 = 13,15$ $\theta_2 = 172,90$ $\Gamma_2 = 3,24$	0,992
	1,5	12,83	$I_1 = 4,39$ $\theta_1 = 0,14$ $\Gamma_1 = 9,85$	$I_2 = 10,08$ $\theta_2 = 174,6$	0,994
(Y+Sm)BCO	1	6,49	$I_1 = 16,34$ $\theta_1 = -0,42$ $\Gamma_1 = 0,56$	$I_2 = 12,13$ $\theta_2 = 93,99$ $\Gamma_2 = 0,44$	0,920

Модель анизотропного пиннинга. В табл. 4 представлены величины подгоночных коэффициентов (7) для исследованных образцов.

Т а б л и ц а 4. Величины подгоночных параметров модели анизотропного пиннинга и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Поле, Тл	Подгоночные коэффициенты	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	$I_c(0^\circ) = 76,08$ $k^L = 1,33$ $k^U = 3,71$	0,991
	0,3	$I_c(0^\circ) = 56,15$ $k^L = 1,44$ $k^U = 6,20$	0,977
	0,5	$I_c(0^\circ) = 44,50$ $k^L = 1,31$ $k^U = 7,12$	0,971
	1	$I_c(0^\circ) = 31,54$ $k^L = 1,21$ $k^U = 9,86$	0,991
	1,5	$I_c(0^\circ) = 23,50$ $k^L = 1$ $k^U = 10,71$	0,989
GdBCO	0,1	$I_c(0^\circ) = 128,28$ $\theta_0 = 5,58$ $k^L = 1,33$ $k^U = 2,4$	0,997
	0,3	$I_c(0^\circ) = 101,74$ $\theta_0 = 7,02$ $k^L = 1,8$ $k^U = 4,77$	0,996
	0,5	$I_c(0^\circ) = 83,36$ $\theta_0 = 6,62$ $k^L = 2,02$ $k^U = 6,07$	0,995
	1	$I_c(0^\circ) = 58,29$ $\theta_0 = 5,26$ $k^L = 2,34$ $k^U = 7,97$	0,993
	1,5	$I_c(0^\circ) = 44,95$ $\theta_0 = 4,45$ $k^L = 2,38$ $k^U = 8,84$	0,991
SmBCO	0,1	$I_c(90^\circ) = 86,98$ $\theta_0 = -3,8$ $k_1^L = 1,44$ $k_2^L = 1,59$ $k^U = 2,19$	0,993
	0,3	$I_c(90^\circ) = 49,07$ $\theta_0 = -4,7$ $k_1^L = 2,06$ $k_2^L = 2,26$ $k^U = 3,97$	0,990
	0,5	$I_c(90^\circ) = 35,26$ $\theta_0 = -4,5$ $k_1^L = 2,35$ $k_2^L = 2,54$ $k^U = 4,84$	0,989
	1	$I_c(90^\circ) = 20,82$ $\theta_0 = -3,27$ $k_1^L = 2,75$ $k_2^L = 2,85$ $k^U = 6,15$	0,987
	1,5	$I_c(90^\circ) = 14,35$ $\theta_0 = -2,5$ $k_1^L = 2,82$ $k_2^L = 2,87$ $k^U = 6,78$	0,987
(Y+ Sm)BCO	1	$I_c(0^\circ) = 18,22$ $\theta_0 = -1,63$ $k^L = 5,59$ $k^U = 6,72$	0,525

На рис. 11 показана аппроксимация экспериментальных угловых зависимостей критического тока образца YBCO. При увеличении поля наблюдается тенденция к убыванию параметра k^L с 1,44 (при 0,3 Тл) до 1 (при 1,5 Тл). Когда $k^L = 1$, угловая зависимость (7) совпадает с функцией (1) модели скейлинга. В рамках модели анизотропного пиннинга этот частный случай соответствует ситуации, когда размерный эллипсоид превращается в шар и для любого направления два энергетически эквивалентных состояния вихревого ансамбля находятся на одинаковом расстоянии. Этот сценарий может реализоваться либо в относительно сильных магнитных полях, когда расстояние между двумя энергетически эквивалентными позициями определяется межвихревым расстоянием, т.е. величиной внешнего магнитного поля [28], либо в разреженной системе центров пиннинга или в системе со слабым коллективным пиннингом даже при относительно слабом магнитном поле, что часто наблюдается на монокристаллических образцах. Это обстоятельство частично объясняет, как модель скейлинга завоевала популярность, поскольку первоначальные исследования ВТСП-материалов были сосредоточены, в основном, на монокристаллах.

Величина коэффициента детерминации R не снижается ниже значения 0,97 для образца YBCO, что является хорошим результатом (см. табл. 4).

Модель анизотропного пиннинга, как она описана, не позволяет адекватно учесть наличие асимметричных пиков на угловой зависимости критического $I_c(\theta)$. Для решения этой проблемы введён дополнительный подгоночный параметр, обозначенный как θ_0 , описывающий отклонение главных осей энергетического эллипсоида от главных осей размерного эллипсоида (рис. 12). Разными авторами не раз отмечалась корреляция между наличием асимметрии пиков и отклонением кристаллографической оси c от направления нормали к ленте на несколько градусов [33]. Разумно предположить, что энергетический эллипсоид определяется пространственной ориентацией системы центров пиннинга, т.е. дефектами, которые образуются коррелированно с кристаллографической ориентацией. А размерный эллипсоид связан с геометрией ленты. Действительно, размагничивающий фактор изменяется от нулевого значения при ориентации поля в плоскости ленты до максимального значения при ориентации поля по нормали, что, по мнению многих авторов, играет существенную роль в проявлении асимметрии пиков [34]. Таким образом, получаем следующую аппроксимирующую зависимость:

$$I_c(\theta) = I_c(0^\circ) \{ [k^L \sin(\theta)]^2 + [\cos(\theta)]^2 / [k^U \sin(\theta - \theta_0)]^2 + [\cos(\theta - \theta_0)]^2 \}^{0.5}. \quad (8)$$

На рис. 13 показана аппроксимация для образца GdBCO в рамках модели анизотропного пиннинга с учётом введённого параметра θ_0 . Величина коэффициента детерминации превышает 0,99 для всех полей для образца GdBCO (см. табл. 4).

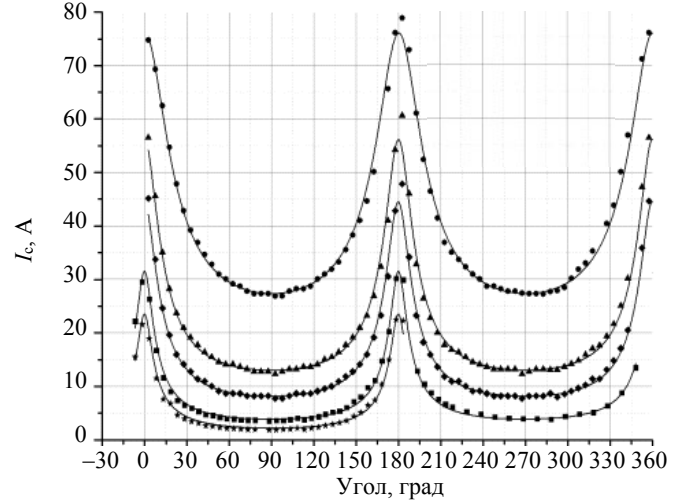


Рис. 11. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца YBCO в рамках модели анизотропного пиннинга: • — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

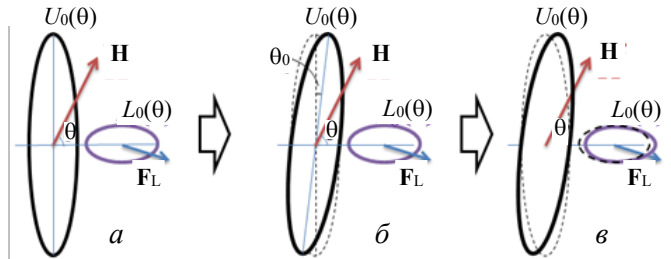


Рис. 12. Схематизация предложенных модификаций модели анизотропного пиннинга: а — схематическое представление сечений энергетического и размерного эллипсоидов для рассматриваемой геометрии максимальной силы Лоренца и определение угла θ ; б — схема введения параметра θ_0 как угла отклонения главных осей энергетического и размерного эллипсоидов; в — схема модификации для учёта зависимости критического тока от направления силы Лоренца — правая и левая полуоси размерного эллипсоида не совпадают

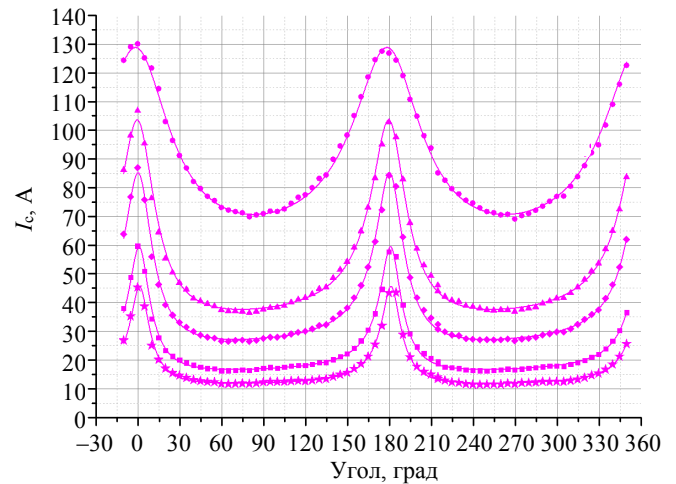


Рис. 13. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца GdBCO в рамках модели анизотропного пиннинга: • — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

Модель анизотропного пиннинга учитывает анизотропию критического тока не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца. Фактически столь успешное описание асимметрии пиков и является следствием учёта этой дуальности анизотропии. Более

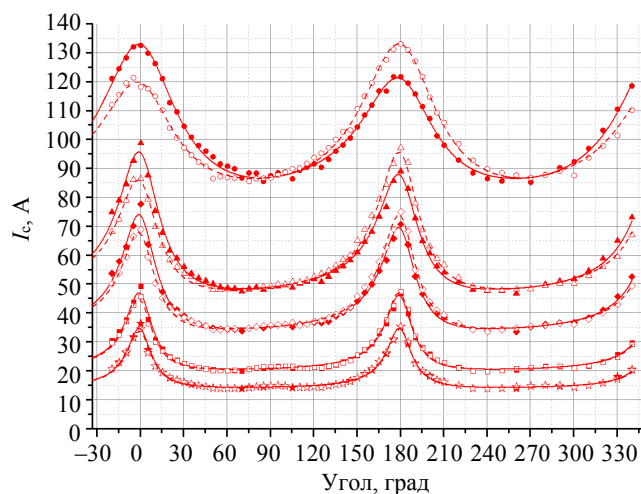


Рис. 14. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца SmBCO в рамках модели анизотропного пиннинга

наблюдаемые в образце (Y + Sm)BCO, когда внешнее поле ориентировано по нормали к ленте, необходимы более существенные корректировки модели, чем те, которые представлены ранее. Возможная модификация заключается в отказе от эллипсоидального описания энергетического и/или размерного тел и принятии более сложной формы. Действительно, энергетические и размерные тела лент Nb—Ti и ВТСР-2 не обязаны иметь одинаковую форму. Возможно, успешное описание экспериментальных данных для образцов YBCO, GdBCO и SmBCO в этом приближении во многом случайно. Однако учитывая, что необходимые модификации могут быть внесены различными способами, необходимы дополнительные исследования, чтобы определить наиболее рациональный подход к изменению модели.

Без внесения соответствующих модификаций модели, т.е. без внесения корректировок для описания дополнительных пиков коэффициент детерминации снижается до уровня 0,5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены экспериментальные угловые зависимости критического тока четырёх образцов ВТСР-2-лент REBCO с различными редкоземельными элементами. На основе полученных данных, а также данных других авторов можно сделать следующие эмпирические обобщения.

Замена редкоземельного элемента в составе REBCO существенно изменяет угловую зависимость. Эти изменения нельзя свести к зависимости от размера ионного радиуса. Угловая зависимость критического тока в большей степени определяется анизотропией системы центров пиннинга, нежели анизотропией элементарной кристаллографической ячейки REBCO.

Критический ток проявляет анизотропию не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца при неизменном направлении магнитного поля.

В статье приведён краткий обзор существующих моделей, используемых для анализа угловых зависимостей критического тока. Рассмотренные модели были опробованы на экспериментальных данных.

Метод скейлинга является наиболее популярным подходом к анализу угловых зависимостей критического тока. Этот подход отличается элегантностью, поскольку опирается только на один подгоночный параметр и даёт довольно жёсткие предсказания на поведение угловой зависимости критического тока, сводя к минимуму необходимость субъективных решений при обработке данных. Однако применение этого метода для описания технических сверхпроводников с сильным пиннингом не имеет ни убедительного теоретического обоснования, ни согласия с экспериментальными данными.

явно зависимость от направления силы Лоренца наблюдается на образце SmBCO, где видна не только асимметрия пиков, но и существенное различие величины критического тока в зависимости от направления его протекания. Учесть эту новую особенность можно при дополнительной модификации модели — замене размерного эллипсоида на яйцевидную пространственную фигуру. Интересующее нас сечение этой фигуры — эллипсы, правая и левая полуоси которого имеют разные величины (см. рис. 12). Аппроксимация угловой зависимости критического тока образца SmBCO с учётом этих модификаций показана на рис. 14, коэффициент детерминации для всех полей не хуже 0,98 (см. табл. 4).

Чтобы корректно описать дополнительные пики на угловой зависимости критического тока,

Использование модели вихревого пути — альтернативный подход, набирающий популярность в последнее время. Эта модель основана на более реалистическом положении о преобладающей роли пиннинга в анизотропии критического тока. Постулируется, что наблюдаемые пики можно анализировать по аналогии с методами обработки сигналов, обычно используемых в спектроскопии или рентгеновской дифракции. Модель не накладывает строгих ограничений на количество подгоночных параметров, что позволяет путём введения всё большего их числа добиться практически идеального совпадения эксперимента и аппроксимирующей кривой. Однако важно заметить, что хорошее описание данных далеко не всегда гарантирует правильное объяснение. Например, асимметрия пика на $I_c(\theta)$ в этой модели объясняется наличием не менее чем двух подсистем центров пиннинга с близкими, но не совпадающими угловыми ориентациями, что кажется маловероятным. Отсутствие прозрачного физического смысла подгоночных параметров чрезвычайно затрудняет установление связи со структурными характеристиками. Кроме того, эта модель не позволяет адекватно описать наблюдаемую зависимость величины критического тока от направления силы Лоренца.

Наконец третья и наиболее перспективная, по нашему мнению, модель — модель анизотропного пиннинга. Эта модель возникла на основе концепции дуализма анизотропии критического тока: анизотропии как по отношению к направлению магнитного поля, так и к направлению силы Лоренца. В рамках этой модели асимметрия пиков интерпретируется как проявление этого дуализма, что более правдоподобно, чем интерпретация модели вихревого пути. При значении подгоночного параметра $k^L = 1$ предсказания этой модели совпадают с функциональной зависимостью модели скейлинга. Прослеживается принципиальная возможность связи подгоночных параметров со структурой материала. При описании угловых зависимостей с одним пиком в диапазоне от -90 до $+90^\circ$ эта модель даёт наибольший коэффициент детерминации, что говорит о лучшей аппроксимации. Однако на текущем этапе разработки существующая модель недостаточна для описания дополнительных пиков, которые иногда появляются на экспериментальных угловых зависимостях критического тока, при отклонении ориентации внешнего магнитного поля от плоскости сверхпроводящей ленты. Это ограничение свидетельствует о необходимости дальнейшего уточнения модели.

Настоящая работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

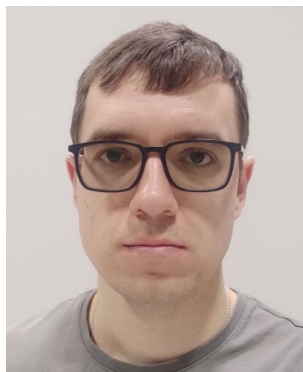
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krasnoperov E.P., Guryev V.V., Shavkin S.V., Krylov V.E., Sychugov V.V., Korotkov V.S., Ovcharov A.V., Volkov P.V. Solenoid from Experimental HTS tape for Magnetic Refrigeration. — J. of Eng. Sci. and Technology Review, 2019, vol. 12; <http://doi.org/10.25103/jestr.121.12>.
2. Krasnoperov E.P., Sychugov V.V., Guryev V.V., Shavkin S.V., Krylov V.E., Volkov P.V. 2G HTS tape and double pancake coil for cryogen-free superconducting magnet. — Electrical Engineering, 2020, vol. 1012; <https://doi.org/10.1007/s00202-020-00977-w>.
3. Long N.J. Critical Current Anisotropy in Relation to the Pinning Landscape. — In: Crisan A. (eds) Vortices and Nanostructured Superconductors, 2017, Springer, Springer Series in Materials Science vol. 261, https://doi.org/10.1007/978-3-319-59355-5_4.
4. Wimbush S.C., Strickland N.M. A Public Database of High-Temperature Superconductor Critical Current Data. — IEEE Trans. on Appl. Supercond., 2017, vol. 27, p. 4; <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2628700>.
5. Robert B.C., Fareed M.U., Ruiz H.S. How to Choose the Superconducting Material Law for the Modelling of 2G-HTS Coils. — Materials, 2019, vol. 12, p. 2679; <https://doi.org/10.3390/ma12172679>.
6. Leys P.M., Klaeser M., Schleissinger F., Schneider T. Angle-Dependent U(I) Measurements of HTS Coated Conductors. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2013, vol. 23, p. 3; <https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2232700>.
7. Hilton D.K., Gavrillin A.V., Trociewitz U.P. Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE)BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields. — Supercond. Sci. Technol., 2015, art. num. 074002; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/28/7/074002>.
8. Liu Q., Kim S. Temperature-field-angle dependent critical current estimation of commercial second generation high temperature superconducting conductor using double hidden layer Bayesian regularized neural network. — Ibid., 2022, art. num. 035001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ac45a2>.
9. Zermeno V.M.R., Habelok K., Stępień M., Grilli F. A parameter-free method to extract the superconductor's $J_c(B, \theta)$ field-dependence from in-field current–voltage characteristics of high temperature superconductor tapes. — Ibid., 2017, vol. 30, art. num. 034001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/30/3/034001>.
10. Russo G., Yazdani-Asrami M., Scheda R., Morandi A., Diciotti S. Artificial intelligence-based models for reconstructing the critical current and index-value surfaces of HTS tapes. — Ibid., 2022, vol. 35, art. num. 124002; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ac95d6>.

11. **Hao Z., Clem J.R.** Angular dependencies of the thermodynamic and electromagnetic properties of the high-Tc superconductors in the mixed state. — *Phys. Rev. B*, 1992, vol. 46, art. num. 5853(R); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.5853>.
12. **Bartolome E., Vallés F., Palau A., Rouco V., Pompeo N., Balakirev F.F., Maiorov B., Civale L., Puig T., Obradors X., Silva E.** Intrinsic anisotropy versus effective pinning anisotropy in YBaCuO thin films and nanocomposites. — *Ibid.*, 2019, vol. 100, art. num. 054502; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.054502>.
13. **Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.** Vortices in high-temperature superconductors. — *Reviews of Modern Physics*, 1994, vol. 66, p. 1125; <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>.
14. **Civale L., Maiorov B., Serquis A., Willis J.O., Coulter J.Y., Wang H., Jia Q.X., Arendt P.N., Jaime M., MacManus-Driscoll J.L., Maley M.P., Foltyn S.R.** Understanding high critical currents in YBCO thin films and coated conductors. — *J. of Low Temperature Physics*, 2004, vol. 135, p. 87—98; <https://doi.org/10.1023/B:JOLT.0000016966.07449.d1>.
15. **Horide T., Torigoe K., Ishimaru M., Kita R., Awaji S., Matsumoto K.** Simultaneous achievement of high Jc and suppressed Jc anisotropy by hybrid pinning in YBa2Cu3O7 three-phase-nanocomposite film. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2020, vol. 33, p. 105003; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/aba544>.
16. **Sueyoshi T.** Modification of Critical Current Density Anisotropy in High-Tc Superconductors by Using Heavy-Ion Irradiations. — *Quantum Beam Sci.*, 2021, vol. 5, p. 16; <https://doi.org/10.3390/qubs5020016>.
17. **Strickland N.M., Wimbush S.C., Soman A.A., Long N.J., Rupich M.W., Knibbe R., Li M., Notthoff C., Kluth P.** Near-isotropic enhancement of the 20 K critical current of ReBa2Cu3O7 coated conductors from columnar defects. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2023, vol. 36, art. num. 055001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abac6f>.
18. **Long N.J.** Model for the angular dependence of critical currents in technical superconductors. — *Ibid.*, 2008, vol. 21, art. num. 025007; <http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/21/02/025007>.
19. **Long N.J.** Maximum entropy distributions describing critical currents in superconductors. — *Entropy*, 2013, vol. 15, p. 7; <https://doi.org/10.3390/e15072585>.
20. **Minkev N.A., Rudnev I.A.** Angular distributions of the critical current of ReBCO coated conductors in magnetic field up to 5T. — *Progress in Superconductivity and Cryogenics*, 2015, vol. 17, p. 1; <http://dx.doi.org/10.9714/psac.2015.17.1.006>.
21. **Petrisor Jr.T., Mos R.B., Nasui M., Gabor M.S., Augieri A., Celentano G., De Felicis D., Bemporad E., Ciontea L., Petrisor T.** The Vortex Path Model Analysis of the Field Angle Dependence of the Critical Current Density in Nanocomposite YBa2Cu3O7-x-BaZrO3 Films Obtained by Low Fluorine Chemical Solution Deposition. — *J. Supercond. Nov. Magn.*, 2014, vol. 27; <https://doi.org/10.1007/s10948-014-2712-z>.
22. **Kwok W.-K., Welp U., Glatz A., Koshelev A.E., Kihlstrom K.J., Crabtree G.W.** Vortices in high-performance high-temperature superconductors. — *Rep. Prog. Phys.*, 2016, vol. 79, art. num. 116501; <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/79/11/116501>.
23. **Seiler E., Gomory F., Ries R., Vojenciak M.** Analysis of critical current anisotropy in commercial coated conductors in terms of the maximum entropy approach. *Supercond. — Sci. Technol.*, 2019, vol. 32, art. num. 095004; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab24ad>.
24. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Guided vortex motion in dilute strong pinning environment: models and experiment. — *Physica C: Superconductivity and its Applications*, 2022, vol. 599, p. 1354080; <https://doi.org/10.1016/j.physc.2022.1354080>.
25. **Klimenko E.Yu., Shavkin S.V., Volkov P.V.** Anisotropic pinning in macroscopic electrodynamics of superconductors. — *J. of Experimental and Theoretical Physics*, 1997, vol. 85, p. 573—587; <https://doi.org/10.1134/1.558341>.
26. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Irreversibility field and anisotropic δl -pinning in type II superconductors. — *J. of Physics: Conference Series*, 2020, vol. 1697, art. num. 012202; doi.org/10.1088/1742-6596/1697/1/012202.
27. **Shavkin S., Guryev V., Kruglov V., Ovcharov A., Likhachev I., Vasiliev A., Veligzhanin A., Zubavichus Y.** Features of microstructure and magnetic flux dynamics in superconducting Nb—Ti tapes with strong anisotropic pinning. — *EPJ Web of Conferences*, 2018, vol. 182, art. num. 080017; doi.org/10.1051/epjconf/201818508007.
28. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Method for critical current angular dependencies analysis of superconducting tapes. — *J. of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 2103, art. num. 012096; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2103/1/012096>.
29. **Guryev V.V., Irodova A.V., Chumakov N.K., Shavkin S.V.** Low-field magnetization features of superconducting tapes with strong pinning anisotropy. — *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*, 2023, vol. 16, p. 67—73; <https://doi.org/10.18721/JPM.161.111>.
30. **Иродова А.В., Карпов И.Д., Круглов В.С., Крылов В.Е., Шавкин С.В., Эм В.Т.** Остаточные напряжения в несущей ленте AISI 310S на этапе нанесения буферного слоя YSZ при изготовлении ВТСП-2-провода. — *Журнал технической физики*, 2021, т. 91, с. 12; <https://doi.org/10.21883/JTF.2021.12.51761.169-21>.
31. **Гурьев В.В., Куликов И.В., Абдюханов И.М., Алексеев М.В., Белотелова Ю.Н., Волков П.В., Коновалов П.В., Круглов В.С., Крылов В.Е., Лазарев Д.В., Никонов А.А., Овчаров А.В., Раков Д.Н., Шавкин С.В.** Влияние редкоземельного элемента на токнесущую способность высокотемпературного сверхпроводника. — *ФТТ*, 2023, т. 65, с. 12; <https://doi.org/10.61011/FTT.2023.12.56725.5015k>.
32. **Foltyn S.R., Civale L., MacManus-Driscoll J.L., Jia Q.X., Maiorov B., Wang H., Maley M.** Materials science challenges for high-temperature superconducting wire. — *Nature Materials*, 2007, vol. 6, p. 631—642; <https://doi.org/10.1038/nmat1989>.
33. **Jiang Zh., Endo N., Wimbush S., Brooks J., Song W., Badcock R., Miyagi D., Tsuda M.** Exploiting asymmetric wire critical current for the reduction of AC loss in HTS coil windings. — *J. Phys. Commun.*, 2019, vol. 3, p. 095017; <https://doi.org/10.1088/2399-6528/ab4437>.
34. **Wimbush S.C., Long N.J.** The interpretation of the field angle dependence of the critical current in defect-engineered superconductors. — *New J. Phys.*, 2012, vol. 14, art. num. 083017; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/8/083017>.



Валентин Васильевич Гурьев,
с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика
Курчатова 1, Россия
Gurev_VV@nrcki.ru



Иван Валерьевич Куликов,
м.н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1,
Россия
kulikovivan1990@gmail.com



Сергей Викторович Шавкин,
начальник отдела сверхпро-
водимости, к.ф.-м.н.; НИЦ «Кур-
чатовский институт», 123182
Москва, пл. Академика Курча-
това 1, Россия
shavkin_sv@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 4 мая 2024 г.

После доработки 1 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 93—107.