05

Влияние верхнего буферного слоя на токонесущую способность композитных ВТСП лент

© В.В. Гурьев, В.Е. Крылов, А.В. Иродова, О.А. Кондратьев, С.В. Шавкин

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: Gurev_VV@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2025 г.
В окончательной редакции 6 мая 2025 г.
Принято к публикации 6 мая 2025 г.

Проведен сравнительный анализ влияния верхнего буферного слоя на транспортные характеристики композитных высокотемпературных сверхпроводящих лент. Исследованы два наиболее распространенных материала — диоксид церия CeO_2 и манганит лантана $LaMnO_3$. Показано, что замена CeO_2 на $LaMnO_3$ приводит к увеличению характерной толщины сверхпроводящего слоя, на которой плотность критического тока падает в e раз, с 0.9 до 1.2 μm. При ориентации внешнего магнитного поля в плоскости ленты образцы обеих архитектур показали одинаковый критический ток. При перпендикулярной ориентации поля образцы с $LaMnO_3$ продемонстрировали более высокие критические токи, что указывает на увеличение концентрации центров пиннинга перпендикулярных плоскости ленты. Из-за отсутствия эффекта самоэпитаксии для $LaMnO_3$ полностью заменить им CeO_2 на подложках с умеренной текстурой нельзя.

Ключевые слова: токонесущая способность, буферные слои, диоксид церия, манганит лантана, модель анизотропного пиннинга, кооперативная потенциальная яма.

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61228.83-25

Введение

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости [1] революционизировало сферу технической сверхпроводимости, ориентированной на получение сильных магнитных полей. Ключевая роль здесь принадлежит сверхпроводящим проводам с высокой токонесущей способностью, и провода на основе высокотемпературных сверхпроводящих материалов находятся вне конкуренции для многих критически важных применений [2]. Однако реализация потенциала таких материалов столкнулась с рядом серьезных технических трудностей. Их хрупкость и сложная кристаллическая структура, приводящая к анизотропии свойств, оказались существенным препятствием для производства длинномерных проводов.

Первым поколением высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) проводов, получивших широкое распространение, стали провода на основе оксидов висмута, стронция, кальция и меди — BiSCCO. Технология их изготовления основана на стандартных металлургических процессах [3], в результате которых BiSCCO приобретает сильно выраженную текстуру, необходимую для максимизации токонесущей способности [4]. Наиболее существенным недостатком ВТСП первого поколения является низкое поле необратимости. Выше него сверхпроводящее состояние сохраняется до достижения верхнего критического поля, однако критический ток снижается вплоть до нулевого значения. В результате именно поле необратимости, а не верхнее критическое поле, определяет границы применимости провода. Низкое значение поля необратимости и безуспешные попытки его увеличения привели к отказу от дальнейшего развития технологии таких проводов.

В ВТСП второго поколения (ВТСП-2, известные также как „композитные ВТСП ленты“ и „coated conductors“) на основе $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (REBCO, RE — редкоземельный элемент) поле необратимости существенно выше, чем у проводов первого поколения [5].

В ВТСП-2 механическую прочность обеспечивает металлическая лента-подложка, на которую нанесен сильно текстурированный слой REBCO. Для предотвращения химического взаимодействия сверхпроводящего слоя с подложкой [6], согласования коэффициентов термического расширения и создания высокой степени текстуры вводятся буферные слои [7]. Химическое взаимодействие REBCO с окружающей средой со стороны противоположной подложке купируется защитным слоем серебра. Необходимый для сверхпроводимости кислородный индекс $7-\delta$, близкий к 7, получают в результате отжига в кислороде при температурах 400 °C–450 °C. На завершающей стадии изготовления на провод наносится шунтирующий слой меди, способствующий стабильной работе провода. Архитектура полученной в результате композитной ленты является настоящим шедевром высоких технологий: металлическая несущая лента толщиной 30–100 μm, от одного до шести буферных слоев с толщинами от 20 до 2500 nm, сверхпроводящий слой от 0.5 до 3 μm, защитный слой серебра около 5 μm и шунтирующие слои меди 5–40 μm с каждой стороны ленты. При этом нанометровые толщины буферных слоев выдерживаются на километровых длинах.

Композитные ВТСП ленты продемонстрировали великолепные эксплуатационные характеристики — высокую токонесущую способность при приемлемых механических свойствах, что дает надежду на их широкое применение во многих областях [2]. На сегодняшний день множество компаний по всему миру уже предлагают их в качестве продукции, что свидетельствует об успешно пройденном этапе „доказательства концепции“ и готовности технологии к внедрению в промышленность.

Среди компонентов композитной ленты буферные слои являются одним из критически важных элементов, определяющих качество и характеристики всей ленты [8]. Помимо упомянутых технологических функций, они также определяют микроструктуру сверхпроводящего слоя. В частности, ориентация зерен, плотность дефектов и качество кристаллической структуры сверхпроводящего слоя напрямую зависят от контактирующего с ним верхнего буферного слоя [9]. Таким образом, оптимизация буферных слоев является ключевым направлением в разработке высокопроизводительных композитных ВТСП лент [10].

Настоящее исследование сосредоточено на сравнительном анализе двух наиболее популярных в коммерческой практике верхних буферных слоев — диоксида церия CeO_2 и манганита лантана $LaMnO_3$ (LMO). Оба соединения достаточно хорошо исследованы. Диоксид церия находит широкое применение в различных отраслях, включая химико-механическую полировку, очистку руд, биомедицину и многие другие сферы [11]. Он обладает кубической структурой флюорита и необычными магнитными свойствами [12]. Перовскитный манганит LMO тщательно изучался из-за его крайне востребованных свойств, таких как колоссальное магнетосопротивление под давлением и образование полностью спин-поляризованных зон проводимости [13]. При температурах ниже 140 K он является антиферромагнитным изолятором с орторомбической структурой, а при температурах выше 750 K переходит в псевдокубический ферромагнитный металл [13].

Для технологии изготовления ВТСП-2 интерес к CeO_2 и LMO обусловлен их химической стабильностью при характерных температурах роста REBCO [14] и хорошей согласованностью структурных параметров с параметрами REBCO, рассогласование составляет менее 1 %, что необходимо для эпитаксиального роста. В случае CeO_2 рассогласование отрицательное (параметр буфера меньше типичных параметров для REBCO), для LMO — положительное. Несмотря на заметное количество работ, посвященных изучению LMO [15,16] и CeO_2 [17,18] в качестве буферных слоев, сравнительные исследования влияния этих материалов на токонесущую способность композитных ВТСП лент представлены крайне ограниченно. Это обусловлено многофакторностью технологического процесса и сопутствующей сложностью контролируемого изменения только одного из факторов — в данном случае, материала верхнего буферного слоя. Тем не менее, учитывая колоссальное значение таких исследований для дальнейшего развития технологии, они представляют значительный интерес. В условиях невозможности проведения „чистого“ эксперимента, сравнение результатов, полученных в нескольких независимых исследованиях, может минимизировать влияние случайных и не вполне контролируемых факторов.

1. Эксперимент и методы

1.1. Образцы

Образцы композитной ВТСП ленты на основе YBCO ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) были изготовлены на экспериментальной технологической линии в НИЦ „Курчатовский институт“ [19–21]. Базовая технология состоит из 7 последовательных этапов.

1. Подготовка поверхности ленты из стали AISI 310 толщиной 0.1 mm и шириной 4 mm, включающая механическую полировку, ультразвуковую очистку и оптический контроль качества поверхности.

2. Нанесение на ленту с помощью ионно-лучевого распыления основного буферного слоя из стабилизированного иттрием диоксида циркония (YSZ), и формирование в нем текстуры с использованием ассистирующего пучка ионного травления на установке ABAD (Alternating Beam-Assisted Deposition). Распыляемая мишень состоит из металлического сплава циркония и иттрия, а оксидный слой YSZ образуется за счет распыления в среде кислорода. Формирование текстуры происходит из-за различия скоростей ионного травления вдоль различных кристаллографических направлений. Слой YSZ с требуемой текстурой образуется при направлении ассистирующего ионного пучка под углом 35° к плоскости ленты. Для получения необходимой остроты текстуры, $\Delta\varphi \approx 9°$, толщина слоя YSZ должна превышать 1 μm. В базовой технологии она составляет около 2 μm. Метод формирования текстуры с помощью ассистирующего ионного травления является стандартом современной технологии ВТСП-2.

3. Нанесение дополнительного буферного слоя CeO_2 методом импульсного лазерного осаждения (PLD — Pulsed Laser Deposition). В качестве лазерного источника излучения используется эксимерный лазер, работающий на газовой смеси XeCl, с длиной волны 308 nm. Параметры роста CeO_2: температура нагревателя подложки 750 °C, давление кислорода 1 mTorr, энергия лазерного излучения 600 mJ, частота следования импульсов 200 Hz, скорость движения ленты 42 m/h, количество проходов через зону роста — 4. Эти параметры обеспечивают формирование слоя CeO_2 толщиной около 150 nm и остротой текстуры $\Delta\varphi \leq 7°$.

4. Нанесение слоя YBCO методом PLD. Используются мишени с различными плотностями и химическим составом. Для каждой мишени осуществляется поиск оптимальных условий роста YBCO. Параметры роста,

использованные в настоящей работе: температура нагревателя подложки с буферными слоями 975 °C, давление кислорода 100 mTorr, энергия лазерного излучения 650 mJ, частота следования импульсов 200 Hz, скорость движения ленты 36 m/h. Толщина слоя YBCO варьируется путем изменения количества проходов через ростовую камеру. В настоящей работе количество проходов составляло 9, 19 и 27, что соответствует толщинам слоя YBCO 0.5, 0.95 и 1.2 μm.

5. Нанесение защитного слоя серебра путем термического напыления. Для обеспечения адгезии серебра к поверхности YBCO перед нанесением производится активация поверхности плазмой тлеющего разряда в среде кислорода с использованием катодного электрода. Толщина получаемого слоя около 5 μm.

6. Отжиг композитной ленты в кислороде при давлении 850 mbar и температуре 450 °C в течение 4 h.

7. Гальваническое нанесение стабилизирующего медного покрытия с каждой стороны ленты толщиной примерно 20 μm.

Каждый технологический этап, за исключением 3 и 4, где применяется одна и та же установка PLD, проводится на специализированном оборудовании, поэтому переход от одного этапа к другому сопровождается извлечением образцов в атмосферные условия.

На выходе представленного технологического процесса получается композитная ВТСП лента толщиной примерно 0.15 mm с архитектурой, показанной на рис. 1, слева.

Предварительные эксперименты показали, что LMO не обладает эффектом самоэпитаксии [22], и при его нанесении непосредственно на слой YSZ острота текстуры полностью наследуется от этого слоя без улучшения. Поскольку для устранения слабых межзеренных связей в слое YBCO порог остроты текстуры подложки (буфера) составляет около 7° [23], архитектура буферных слоев YSZ/LMO здесь не рассматривается.

Для изучения буферного слоя LMO мы использовали архитектуру YSZ/CeO_2/LMO, с промежуточным слоем CeO_2 (рис. 1, справа), для чего в базовую технологию между этапами 3 и 4 была добавлена операция нанесения слоя LMO. Параметры роста этого слоя: температура нагревателя подложки YSZ/CeO_2 800 °C, давление кислорода 150 mTorr, энергия лазерного излучения 500 mJ, частота следования импульсов 200 Hz, скорость движения ленты 42 m/h, количество проходов через зону роста — 4.

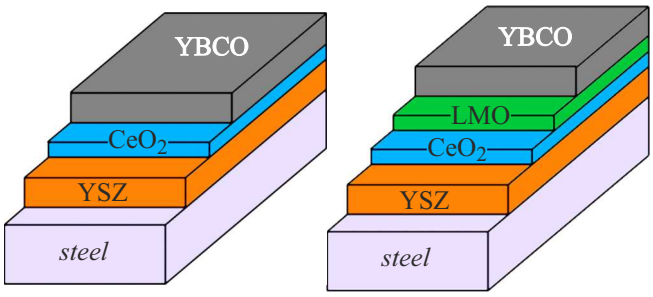

Рис. 1. Схемы архитектур композитных ВТСП лент (слои серебра и меди не показаны). Слева — базовая архитектура, получаемая на технологической линии в НИЦ „Курчатовский институт“. Справа — модифицированная архитектура с дополнительным слоем LMO.

1.2. Экспериментальные методики

Структурные характеристики сверхпроводящего и буферных слоев изучались методом рентгеновской дифракции при комнатной температуре на четырех-кружном дифрактометре Rigaku SmartLab с использованием монохроматического Cu$K_{\alpha 1}$-излучения и пучка 0.4×2 mm (размеры в плоскости дифракции и перпендикулярно ей). Использовались стандартные $\theta-2\theta$ дифрактограммы (2θ в диапазоне $5-80°$) от плоскости ленты. Острота текстур $\Delta\varphi$ оценивалась по отражениям $\{111\}$ для CeO_2 и $\{103\}$ для YBCO, получаемым при вращении образцов вокруг нормали к поверхности ленты; в обоих случаях $\Delta\varphi$ определялась как средняя полуширина отражений, ошибка — как стандартное отклонение от среднего.

Толщины сверхпроводящего и буферных слоев измерялись на сканирующем электронно-ионном микроскопе Helios NanoLab 600i на поперечных срезах образцов, полученных ионным травлением.

Критический ток определялся по критерию 1 μV/cm, достигаемому на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) при стандартных транспортных измерениях четырех-контактным методом. Угловые зависимости критического тока $I_c(\theta)$ измерялись в так называемой конфигурации максимальной силы Лоренца, когда магнитное поле перпендикулярно транспортному току. Угол θ отсчитывался от плоскости ленты. Исследование угловых зависимостей проводилось в среде жидкого азота (77.4 K) при атмосферном давлении во внешнем магнитном поле до 1.5 T.

1.3. Методология анализа угловых зависимостей критического тока

Метод анализа угловых зависимостей критического тока предложен нами ранее [24,25]. Учитывая его новизну и то обстоятельство, что он пока не стал общепринятым инструментом, целесообразно кратко изложить здесь основные положения. В основе метода лежит модель анизотропного пиннинга (АРМ), использующая понятие кооперативной потенциальной ямы. Эта потенциальная яма сформирована кооперативным действием всех центров пиннинга, находящихся в физически малом объеме вихревой материи [26]. Таким образом, модель АРМ рассматривает не индивидуальный пиннинг отдельных вихрей, а пиннинг некоего представительного объема вихревого вещества — вихревого ансамбля. В отсутствии транспортного тока вихревой ансамбль

занимает наиболее выгодное положение на дне кооперативной ямы, причем минимум удельной энергии магнитного потока 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. Объемную силу пиннинга можно выразить как:

$$F_p = -\max\left(\frac{\delta U}{\delta L}\right) = -\frac{U_0(\boldsymbol{B})}{L_0(\boldsymbol{j}, B)}, \qquad (1)$$

где U и L — глубина и ширина кооперативной потенциальной ямы, $L_0 = U_0/\max(\delta U/\delta L)$ — эффективный геометрический размер (ширина) кооперативной потенциальной ямы, U_0 — эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы.

Модель постулирует, что эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы $U_0(\boldsymbol{B})$ зависит только от величины и направления магнитной индукции, но не от силы Лоренца. Ширина кооперативной потенциальной ямы $L_0(\boldsymbol{j}, B)$, напротив, определяется абсолютным значением магнитной индукции (плотностью вихрей) и силой Лоренца. Таким образом, учитывается дуальный характер анизотропии: не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца. Эффективная ширина кооперативной 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: среднее межвихревое расстояние или характерное расстояние между соседними (в направлении возможного движения) центрами пиннинга.

Все особенности пиннинга сверхпроводника определяются угловыми зависимостями глубины кооперативной ямы U_0 и ее размера L_0. На основании большого числа взаимодополняющих экспериментов [25–30] было показано, что как для сверхпроводящей Nb–Ti-ленты, так и для ВТСП-2 [25] угловые зависимости U_0 и L_0 описываются эллипсоидами:

$$\left(\frac{\cos(\alpha)}{U_x}\right)^2 + \left(\frac{\cos(\beta)}{U_y}\right)^2 + \left(\frac{\cos(\gamma)}{U_z}\right)^2 = \frac{1}{U_0^2}, \qquad (2a)$$

где $\cos(\alpha)$, $\cos(\beta)$, $\cos(\gamma)$ — направляющие косинусы вектора индукции, U_x, U_y, U_z — полуоси энергетического эллипсоида.

Аналогично для размерного тела

$$\left(\frac{\cos(\alpha')}{L_{x'}}\right)^2 + \left(\frac{\cos(\beta')}{L_{y'}}\right)^2 + \left(\frac{\cos(\gamma')}{L_{z'}}\right)^2 = \frac{1}{L_0^2}, \qquad (2b)$$

где $\cos(\alpha')$, $\cos(\beta')$, $\cos(\gamma')$ — направляющие косинусы вектора силы Лоренца, $L_{x'}$, $L_{y'}$, $L_{z'}$ — полуоси размерного эллипсоида.

В соответствии с базовым постулатом модели (1), чтобы определить критическую величину силы пиннинга при заданных условиях, надо величину энергетического эллипсоида (в направлении вектора индукции) разделить на величину размерного эллипсоида (в направлении действия силы Лоренца).

Для геометрии эксперимента, соответствующей измерению угловых зависимостей критического тока, эта модель приводит к следующей зависимости [25]:

$$I_c(\theta) = I_c^0\sqrt{\frac{[k^L\cos\theta]^2 + [\sin\theta]^2}{[k^U\cos(\theta-\theta_0)]^2 + [\sin(\theta-\theta_0)]^2}}. \qquad (3)$$

Здесь I_c^0, k^L, k^U, θ_0 — подгоночные параметры со следующим физическим смыслом: I_c^0 — масштабный множитель, имеющий размерность тока; $k^U = U_y/U_z$ и $k^L = L_{z'}/L_{y'} = L_N/L_T$ — отношение полуосей энергетического и размерного эллипсоидов, которые для размерного эллипсоида совпадают с поперечным (T) и нормальным (N) направлениями композитной ВСТП ленты [25]. Параметр θ_0 отвечает за степень асимметрии угловых зависимостей и характеризует угол относительного поворота энергетического $U(\theta)$ и размерного $L(\theta)$ эллипсоидов [25]. Микроскопической причиной возникновения ненулевого угла θ_0 является отклонение кристаллографической плоскости ab от плоскости ленты [25], часто наблюдающееся на лентах, в которых текстура получена с помощью ассистирующего ионного пучка [31].

При величине параметра $\theta_0 \approx 0$ критический ток I_c при ориентации магнитного поля в плоскости ленты ($\theta = 0^\circ$) совпадает с масштабным множителем I_c^0. По определению $I_c(\theta = 0^\circ)$ задается силой пиннинга (1), прямо пропорционален глубине кооперативной ямы в поперечном направлении U_T (в соответствии с направлением магнитного поля) и обратно пропорционален ширине кооперативной ямы в направлении нормали L_N (в соответствии с направлением силы Лоренца): $I_c(\theta = 0^\circ) \sim F_p(0^\circ) = U_T/L_N$. Аналогично $I_c(90^\circ) \sim U_N/L_T$. Из этого следует, что при углах θ_0, близких к нулю, $I_c(0^\circ)/I_c(90^\circ) \approx k^U/k^L$.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 2 показаны изображения поперечного сечения композитных ВТСП лент (рис. 1), полученные на сканирующем электронном микроскопе. Толщина буферного слоя CeO_2 составляет примерно $0.15\,\mu$m для всех образцов, толщина слоя LMO в модифицированной архитектуре около $0.04\,\mu$m. Толщины YBCO варьируются от 0.5 до $1.2\,\mu$m и примерно одинаковые для парных (с одной и той же толщиной YBCO) образцов обеих рассматриваемых архитектур.

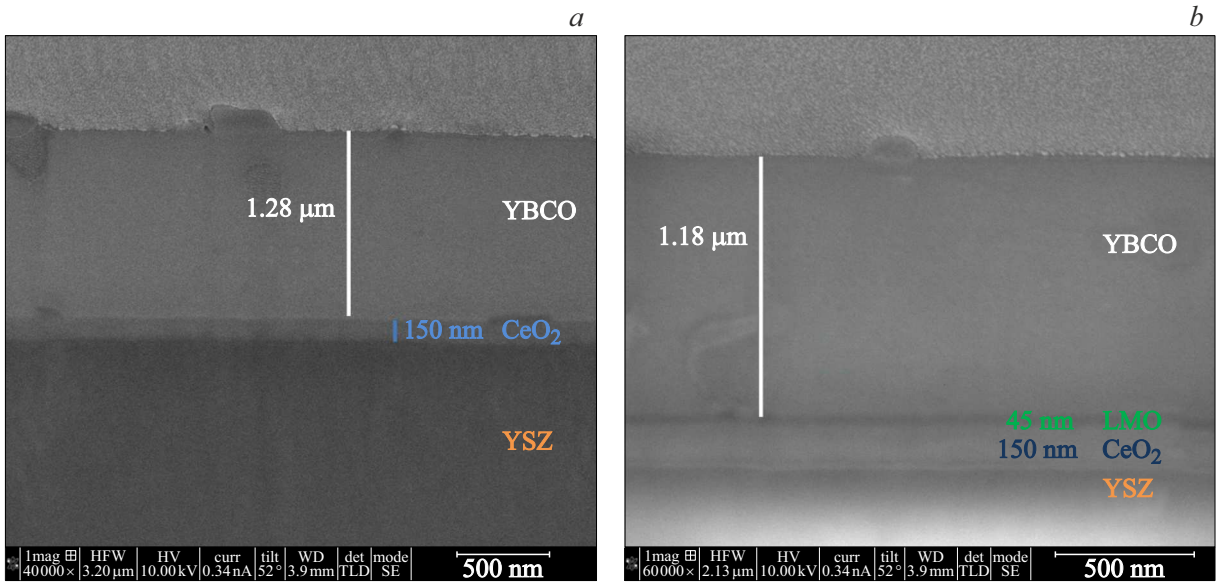

Рис. 2. СЭМ изображения поперечного сечения образцов с архитектурами YSZ/CeO_2/YBCO (a) и YSZ/CeO_2/LMO/YBCO (b).

Таблица 1. Структурные характеристики для архитектур CeO_2/YBCO и CeO_2/LMO/YBCO

	CeO_2/YBCO	CeO_2/LMO/YBCO
YBCO $\Delta\varphi\{103\}$ (°)	4.2 ± 0.5	5.1 ± 0.5
CeO_2 $\Delta\varphi\{111\}$ (°)	5.8 ± 0.3	7.0 ± 0.3
I(005)/I(006)	0.61	0.64
Δ_{mis}	−0.5 %	0.8 %

В табл. 1 приведены рентгеновские данные для обеих архитектур. Острота текстуры для слоя YBCO меньше 6°. Содержание кислорода в YBCO, оцененное по отношению интенсивностей отражений (005) и (006), согласно [32], максимальное, $\delta \approx 0$ в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Величина $\Delta_{mis} = (a_{buf} - a_{av})/a_{buf}$, характеризующая рассогласование параметра верхнего буферного слоя a_{buf} со средним параметром YBCO $a_{av} = (a + b)/2$, меньше 1 %.

На рис. 3 показана зависимость критического тока от толщины слоя YBCO. Известно, что с увеличением толщины сверхпроводящего слоя критический ток выходит на насыщение, что связано с появлением a-фазы, кристаллографическая ось c которой ориентирована в плоскости ленты [33]. При этом на вероятность появления a-фазы влияет рассогласование Δ_{mis} параметров сверхпроводящего слоя и слоя, на который он нанесен [34], т. е. материал верхнего буферного слоя. На рис. 3 видно, что при одной и той же толщине слоя YBCO критический ток для модифицированной архитектуры CeO_2/LMO/YBCO показывает более высокие значения, чем для базовой архитектуры CeO_2/YBCO, и эта разница увеличивается с ростом толщины YBCO. При этом текстура в слое YBCO для модифицированной

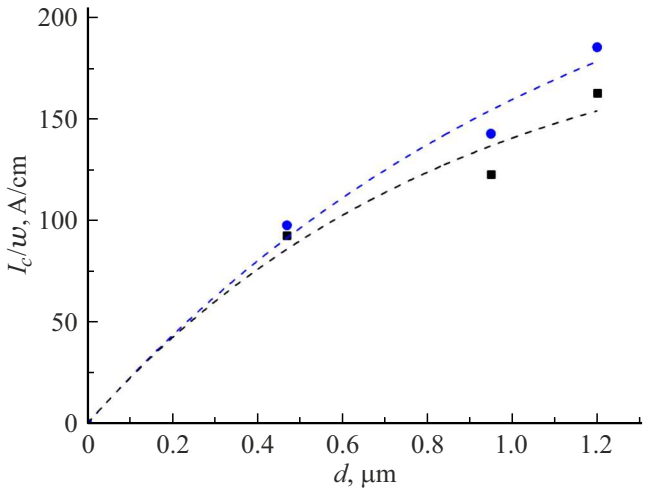

Рис. 3. Зависимость критического тока в собственном магнитном поле от толщины слоя YBCO (точки). Черные квадраты соответствуют базовой архитектуре CeO_2/YBCO, синие кружки — модифицированной CeO_2/LMO/YBCO. Линиями показана экспоненциальная аппроксимация в соответствии с формулой (4) (см. разд. 3).

архитектуры хуже, чем для базовой (ширина отражений $\Delta\varphi\{103\}$ больше (табл. 1)).

На рис. 4 проведено сравнение угловых зависимостей критического тока в полях 0.1, 0.3 и 1 T. При ориентации поля в плоскости ленты критические токи образцов с обеими архитектурами практически идентичны. Анизотропия критического тока заметно снижается в модифицированной архитектуре, с верхним буферным слоем LMO: отношение токов в двух крайних ориентациях $I_c(\theta = 0°)/I_c(\theta = 90°)$ меньше примерно на 15 %, чем в базовой архитектуре. Кроме того, на образце с буфер-

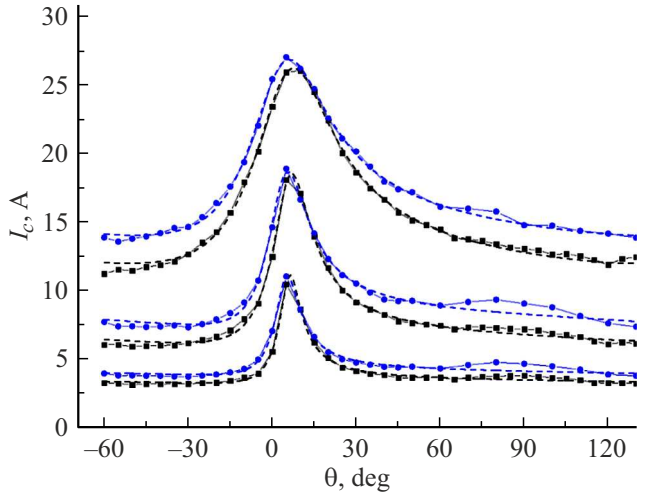

Рис. 4. Угловые зависимости критического тока для образцов двух архитектур с толщиной слоя YBCO 0.45 μm в полях 0.1, 0.3 и 1 T (сверху вниз). Угол $\theta = 0^\circ$ соответствует ориентации поля в плоскости ленты, $\theta = 90^\circ$ — по нормали к ленте. Черные квадраты — базовая архитектура CeO_2/YBCO, синие кружки — модифицированная архитектура CeO_2/LMO/YBCO, пунктирные линии — аппроксимация в соответствии с (3).

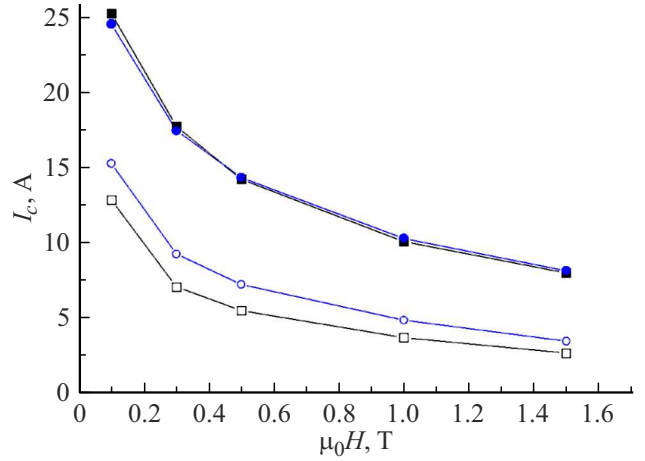

Рис. 5. Полевые зависимости критического тока при азотной температуре в перпендикулярном поле (открытые символы) и в поле в плоскости ленты (закрытые символы) для базовой архитектуры CeO_2/YBCO (черный цвет) и модифицированной CeO_2/LMO/YBCO (синий цвет).

ным слоем LMO в полях 0.3 и 1 T наблюдается слабый размытый пик. Подобный эффект обычно связывают с системой длинных пронизывающих всю толщину слоя YBCO дефектов, выступающих как центры пиннинга [35,36]. Для базовой архитектуры CeO_2/YBCO столь выраженного пика при ориентации поля по нормали к ленте не наблюдается.

Уменьшенная по сравнению с базовой архитектурой анизотропия в случае равенства критических токов при ориентации поля в плоскости ленты сохраняется для всех значений поля в диапазоне от 0.1 до 1.5 T (рис. 5).

Среди работ, изучавших влияние верхнего буферного слоя на токонесущую способность ВТСП [34,37], можно найти только одну, где проводилось прямое сравнение LMO и CeO_2 в качестве верхних буферных слоев [38]. Как и в нашем случае, в [38] наблюдалось уменьшение анизотропии критического тока YBCO (при использовании мишени без искусственных центров пиннинга) при замене CeO_2 на LMO. Заметим, что в [38] в качестве основного буферного слоя был взят IBAD-MgO (Ion Beam Assisted Deposition), принципиально отличный от нашего ABAD-YSZ. Это обстоятельство может указывать на независимость полученных результатов от используемой технологии.

3. Обсуждение

Для оценки характерной толщины, на которой плотность критического тока падает в e раз, мы аппроксимировали данные на рис. 3 экспоненциальной зависимостью:

$$I_c(d) = I^{sat}\{1 - \exp(-d/d_0)\}, \qquad (4)$$

где I^{sat} и d_0 — подгоночные параметры, имеющие смысл тока в пределе большой толщины и характерной толщины падения плотности тока соответственно. Оцененные значения параметра d_0 составили 1.2 и 0.87 μm, I^{sat} — 282 и 206 A для архитектур CeO_2/LMO/YBCO и CeO_2/YBCO соответственно. Зависимость (4) подразумевает экспоненциальное снижение плотности критического тока от некоторого начального значения $j_c(0) = I^{sat}/(wd_0)$ до нуля в пределе больших толщин [33]. Примечательно, что найденные значения I^{sat} и d_0 приводят к одному и тому же значению критической плотности тока в пределе малых толщин для обеих архитектур: $j_c(0) = 2.37 \cdot 10^6$ A/cm^2.

Отметим, что метод анализа угловых зависимостей критического тока, изложенный в разд. 1.3, не учитывает размытый пик при ориентации поля по нормали к плоскости ленты, наблюдающийся в архитектуре CeO_2/LMO/YBCO. Однако, как можно заключить из сравнения аппроксимации (3) и экспериментальных данных (рис. 4), он не вносит заметный вклад в общую угловую зависимость, и может рассматриваться как малая поправка.

В табл. 2 приведены подгоночные параметры из формулы (3) для полей от 0.1 до 1.5 T для рассматриваемых архитектур ВТСП ленты. Следует отметить несколько тенденций, а также близость значений некоторых параметров (выделены в табл. 2 подчеркиванием).

Наблюдается устойчивый тренд уменьшения величины θ_0 при увеличении магнитного поля с 0.1 до 1.5 T: с 11.2 до 3.3° для архитектуры CeO_2/YBCO и с 7.5 до 3.0° для CeO_2/LMO/YBCO, что отражает уменьшение

Таблица 2. Подгоночные параметры в формуле (3) для двух архитектур ВТСП ленты и среднее межвихревое расстояние a (пояснения в тексте)

Магнитное поле, T	a, nm	CeO_2/YBCO				CeO_2/LMO/YBCO			
		I_c^0	θ_0	k^L	k^U	I_c^0	θ_0	k^L	k^U
0.1	144	24.5	11.2	1.85	3.56	25.1	7.5	2.17	3.53
0.3	83	16.9	6.9	3.16	8.06	17.1	5.5	3.82	7.87
0.5	64	14.0	5.5	4.05	11.11	14.1	4.6	4.56	10.3
1	45	10.4	3.8	5.01	15.03	10.2	3.4	5.08	12.81
1.5	37	8.0	3.3	4.75	14.96	8.0	3.0	4.72	12.90

степени асимметрии угловых зависимостей. Уменьшение θ_0 можно интерпретировать как проявление возрастающей роли коллективных эффектов в системе вихрей, когда энергетический профиль начинает в большей степени определяться взаимодействием между вихрями, а не только их связью с центрами пиннинга.

Как уже отмечалось, критические токи при ориентации поля в плоскости ленты $I_c(0^\circ)$ близки для двух архитектур во всех исследованных полях, что находит отражение в близости соответствующих параметров I_c^0. Из этого следует равенство $U_T^{\mathrm{LMO}}/L_N^{\mathrm{LMO}} = U_T^{\mathrm{CeO}}/L_N^{\mathrm{CeO}}$, по крайней мере, при малых θ_0, т. е. в достаточно высоких полях. Здесь индексы LMO и CeO соответствуют архитектурам CeO_2/LMO/YBCO и CeO_2/YBCO. Однако учитывая, что слои YBCO получены при распылении одной и той же мишени и при одном и том же режиме, мы предполагаем выполнение более сильных равенств: $U_T^{\mathrm{LMO}} = U_T^{\mathrm{CeO}}$, $L_N^{\mathrm{LMO}} = L_N^{\mathrm{CeO}}$.

Внешнее поле определяет среднее межвихревое расстояние (табл. 2), которое можно оценить как $a \approx \sqrt{(\Phi_0/B)}$, где Φ_0 — квант магнитного потока, B — индукция внешнего поля. В малом поле, 0.1 T, когда межвихревое взаимодействие мало, параметры k_{CeO}^U и k_{LMO}^U практически совпадают, а k_{CeO}^L и k_{LMO}^L существенно отличаются. Таким образом, энергия связи вихревого ансамбля с системой центров пиннинга одинакова для обеих архитектур, а характерное расстояние между двумя энергетически эквивалентными позициями различно. Учитывая равенства $U_T^{\mathrm{LMO}} = U_T^{\mathrm{CeO}}$ и $L_N^{\mathrm{LMO}} = L_N^{\mathrm{CeO}}$, можно сделать вывод о наличии вытянутых вдоль направления нормали центров пиннинга, характерное расстояние между которыми в поперечном направлении существенно меньше для архитектуры CeO_2/LMO/YBCO, чем для CeO_2/YBCO: $L_T^{\mathrm{LMO}} < L_T^{\mathrm{CeO}}$. Такая интерпретация находится в качественном согласии с ранее упомянутым объяснением размытого пика вблизи 90° [35,36]. Из определения k^L в формуле (3) и значений из табл. 2 следует $L_T^{\mathrm{CeO}} = L_T^{\mathrm{LMO}}(k_{\mathrm{LMO}}^L/k_{\mathrm{CeO}}^L) = 1.17 L_T^{\mathrm{LMO}}$, т. е. L_T^{CeO} больше L_T^{LMO} примерно на 17 %.

При увеличении поля от 0.5 до 1 T межвихревое расстояние уменьшается с 64 до 45 nm, и ситуация меняется на обратную: параметры k_{CeO}^L и k_{LMO}^L близки, а k_{CeO}^U и k_{LMO}^U отличаются. При дальнейшем увеличении поля, от 1 до 1.5 T, параметры k_{CeO}^U и k_{LMO}^U практически не меняются, а параметры k_{CeO}^L и k_{LMO}^L уменьшаются. Это можно интерпретировать как уменьшение межвихревого расстояния до величин меньших, чем характерное расстояние между центрами пиннинга в поперечном направлении. Такая интерпретация позволяет сделать следующую оценку: $45\,\mathrm{nm}\,(0.5\,\mathrm{T}) < L_T^{\mathrm{LMO}} < 64\,\mathrm{nm}\,(1\,\mathrm{T})$.

Основываясь на полученной величине L_T^{LMO} и данных о параметре k_{LMO}^L в табл. 2, можно оценить ширину кооперативной ямы в направлении нормали L_N^{LMO}, от 100 до 330 nm. Эта оценка превышает межвихревое расстояние практически для всех исследованных полей, и выглядит завышенной. Однако следует учесть, что при ориентации магнитного поля в плоскости ленты и толщине YBCO в несколько межвихревых расстояний влияние краевых эффектов (барьеров для входа и выхода вихрей на границах YBCO/Ag и YBCO/верхний буфер) велико, и оценивать ширину кооперативной ямы с использованием межвихревого расстояния и характерного расстояния между центрами пиннинга (см. разд. 1.3) нельзя.

Заключение

Проведен сравнительный анализ токонесущей способности композитных ВТСП лент двух архитектур — с верхним буферным слоем из диоксида церия CeO_2 и слоем из манганита лантана $LaMnO_3$. Экспериментальные результаты демонстрируют преимущество $LaMnO_3$ в следующих аспектах:

1) заметное увеличение характерной толщины сверхпроводящего слоя, на которой снижается плотность критического тока — с $0.9\,\mu$m для CeO_2 до $1.2\,\mu$m для $LaMnO_3$;

2) значительное, на уровне 15 %, уменьшение анизотропии критического тока при близких значениях критического тока в магнитном поле, ориентированном в плоскости ленты.

Однако следует отметить принципиальное ограничение в применении $LaMnO_3$, связанное с отсутствием эффекта самоэпитаксии, что делает невозможным его использование на подложках с умеренной остротой текстуры, $\Delta\varphi > 7^\circ$, и требует сохранения промежуточного слоя CeO_2.

На основе анализа, проведенного в рамках модели анизотропного пиннинга, сделан вывод об увеличении концентрации центров пиннинга с преимущественной ориентацией вдоль нормали к плоскости ленты для архитектуры с верхним буферным слоем $LaMnO_3$. Расстояние между энергетически эквивалентными положениями вихревого ансамбля в поперечном направле-

нии составляет 45–64 nm для $LaMnO_3$ и 52–77 nm для CeO_2.

Благодарности

Рентгеновские измерения проведены на оборудовании Курчатовского комплекса синхротронных и нейтронных исследований. Микроскопические исследования проведены на оборудовании ресурсного центра зондовой и электронной микроскопии.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.G. Bednorz, K.A. Müller. Z. Physik B — Condensed Matter., **64**, 189 (1986). https://doi.org/10.1007/BF01303701
[2] J.L. MacManus-Driscoll, S.C. Wimbush. Nature Rev. Mater., **6**, 587 (2021). https://doi.org/10.1038/s41578-021-00290-3
[3] K. Heine, J. Tenbrink, M. Thöner. Appl. Phys. Lett., **55**, 23 (1989). https://doi.org/10.1063/1.102295
[4] T.D. Aksenova, P.V. Bratukhin, S.V. Shavkin, V.L. Melnikov, E.V. Antipova, N.E. Khlebova, A.K. Shikov. Physica C, **205** 3–4 (1993). https://doi.org/10.1016/0921-4534(93)90392-4
[5] A. Gurevich. Nature Mater., **10**, 255 (2011). https://doi.org/10.1038/nmat2991
[6] Н.А. Мощалкова. В сб.: *Обзоры по высокотемпературной сверхпровдимости,* под ред. Т.Ю. Масленникова (МЦНТИ, М. 1990), в. 1.
[7] B. Holzapfel, J. Wiesmann. In: *Handbook of superconductivity,* ed. by A. Gardwell, C. Larbalestier, I Braginski (CRC Press, 2023), v. II.
[8] J.M. Phillips. J. Appl. Phys., **79**, 1829 (1996). https://doi.org/10.1063/1.362675
[9] S.R. Foltyn, P.N. Arendt, Q.X. Jia, J.L. MacManus-Driscoll, L. Stan, Y. Li, X. Zhang, P.C. Dowden. J. Mater. Research., **19**, 6 (2011). https://doi.org/10.1557/JMR.2004.0244
[10] M.T. Paulose, J.S. Sandra, M.A. Sayeed, V. Selvamanickam. IEEE Trans Appl. Supercond., **35**, 5 (2025). https://doi.org/10.1109/TASC.2024.3513942
[11] T. Montini, M. Melchionna, M. Monai, P. Fornasiero. Chem. Rev., **116** (2016). https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.5b00603
[12] K. Ackland, J.M.D. Coey. Phys. Reports, **746**, 1 (2018). https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.04.002
[13] P. Rivero, V. Meunier, W. Shelton. Phys. Rev. B, **93**, 024111 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.024111
[14] W. Wong-Ng, Z. Yang, G. Liu, Q. Huang, L.P. Cook, S. Diwanji, C. Lucas, M.-H. Jang, J.A. Kaduk. In: *Advances and Applications in Electroceramics,* ed. by K.M. Nair. et al. (Wiley, 2011)
[15] F. Fan, Y. Lu, Z. Liu, D. Zhou, Y. Guo, C. Bai, M. Li, C. Cai. Supercond. Sci. Technol., **33**, 055003 (2020). https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab7c51
[16] K. Venkataraman, E. Hellstrom. J. Mater. Res., **24**, 4 (2009). https://doi.org/10.1557/JMR.2009.0180
[17] S. Dong-Qi, M. Ping, K. Rock-Kil, K. Ho-Sup, C. Jun-Ki, S. Kyu-Jeong, P. Chan. Chin. Phys. Soc., **16**, 7 (2007). https://doi.org/10.1088/1009-1963/16/7/058
[18] А.В. Боряков, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, П.А. Юнин. ФТТ, **66**, 6 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58235.20HH
[19] В.В. Гурьев, И.В. Куликов, И.М. Абдюханов, М.В. Алексеев, Ю.Н. Белотелова, П.В. Волков, П.В. Коновалов, В.С. Круглов, В.Е. Крылов, Д.В. Лазарев, А.А. Никонов, А.В. Овчаров, Д.Н. Раков, С.В. Шавкин. ФТТ, **65**, 12 (2023). http://dx.doi.org/10.61011/FTT.2023.12.56725.5015k
[20] В.В. Гурьев, В.Е. Крылов, И.В. Куликов, И.М. Абдюханов, М.В. Алексеев, Ю.Н. Белотелова, П.В. Коновалов, П.А. Лукьянов, М.В. Мальцева, С.Н. Николаев, С.В. Шавкин. ФТТ, **12** (2024). http://journals.ioffe.ru/articles/59565
[21] А.В. Иродова, И.Д. Карпов, В.С. Круглов, В.Е. Крылов, С.В. Шавкин, В.Т. Эм. ЖТФ. **91**, 12 (2021). http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2021.12.51761.169-21
[22] T. Taneda, M. Yoshizumi, T. Takahashi, R. Kuriki, T. Shinozaki, T. Izumi, Y. Shiohara, Y. Iijima, T. Saitoh, R. Yoshida, T. Kato, T. Hirayama, T. Kiss. IEEE Trans. Appl. Supercond., **3** (2013). https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2235113
[23] H. Hilgenkamp, J. Mannhart. Rev. Modern Phys., **74** (2002). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.485
[24] V. Guryev, S. Shavkin, V. Kruglov. J. Phys.: Conf. Ser., **2103** (2021). https://doi.org/10.1088/1742-6596/2103/1/012096
[25] В.В. Гурьев, С.В. Шавкин, И.В. Куликов. ВАНТ: серия термоядерный синтез, **47**, 3 (2024). DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-93-107
[26] Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин, П.В. Волков. ЖЭТФ, **112**, 3(9), 1055 (1997). [E.Yu. Klimenko, S.V. Shavkin, P.V. Volkov. J. Exp. Theor. Phys., **85**, 3 (1997). https://doi.org/10.1134/1.558341]
[27] S. Shavkin,V. Guryev, V. Kruglov, A. Ovcharov, I. Likhachev, A. Vasiliev, A. Veligzhanin, Y. Zubavichus. EPJ Web Conf., **182** (2018). doi.org/10.1051/epjconf/201818508007
[28] V.V. Guryev, S.V. Shavkin, V.S. Kruglov. Physica C, **599**, 1354080 (2022). https://doi.org/10.1016/j.physc.2022.1354080
[29] V.V. Guryev, S.V. Shavkin, V.S. Kruglov. J. Phys.: Conf. Ser., **1697** (2020). doi.org/10.1088/1742-6596/1697/1/012202
[30] V.V. Guryev, A.V. Irodova, N.K. Chumakov, S.V. Shavkin. St. Petersburg State Polytechnical University J. Phys. Mathemat., **16**, 1.1 (2023). https://doi.org/10.18721/JPM.161.111
[31] J. Lee, J. Bang, G. Bradford, D. Abraimov, E. Bosque, D. Larbalestier. IEEE Trans. Appl. Supercond., **35**, 5 (2025). https://doi.org/10.1109/TASC.2024.3505115
[32] J. Ye, K. Nakamura. Phys. Rev. B, **48**, 10 (1993). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.7554
[33] G. Majkic. In: *Superconductivity. From Materials Science to Practical Applications,* ed. by Mele (Springer, 2020)
[34] A.E. Shchukin, A.R. Kaul'. Inorg Mater., **58** (2022). https://doi.org/10.1134/S0020168522130015
[35] Z.L. Wang, D.H. Lowndes, D.K. Christen, D.M. Kroeger, C.E. Klabunde, D.P. Norton. Physica C, **252**, 1–2 (1995). https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00428-9

[36] Y.V. Cherpak, V.A. Komashko, S.A. Pozigun, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, E.A. Pashitski, V.M. Pan. IEEE Trans. Appl. Supercond., **15**, 2 (2005). https://doi.org/10.1109/TASC.2005.848212
[37] T.G. Holesinger, S.R. Foltyn, P.N. Arendt, Q. Jia, P.C. Dowden, R.F. DePaula, J.R. Groves. IEEE Trans. Appl. Supercond., **11**, 1 (2001). https://doi.org/10.1109/77.919783
[38] M.Z. Khan, E. Rivasto, Y. Wu, Y. Zhao, C. Chen, J. Zhu, H. Palonen, J. Tikkanen, H. Huhtinen, P. Paturi. J. Phys.: Conf. Ser., **1559** (2020). https://doi.org/10.1088/1742-6596/1559/1/012037