

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.311.1:538.945

СИСТЕМА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВИХРЕЙ В СЛОИСТОМ ЭЛЕКТРОННО-ЛЕГИРОВАННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$

© 2023 г. Т. Б. Чарикова^а, Н. Г. Шелушина^а, А. С. Клепикова^а, М. Р. Попов^{а, *}

^аИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: popov_mr@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 05.04.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.

Принята к публикации 19.06.2023 г.

Представлен краткий обзор транспортных и гальваномагнитных свойств электронно-легированного слоистого сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с акцентом на роль структуры джозефсоновских вихрей, формирующихся в кристалле в магнитном поле, параллельном плоскостям CuO_2 . Проведен анализ экспериментальных данных по продольному и холловскому магнитосопротивлению, полученных за последнее время в синтезированных нами эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$. Возможность образования системы джозефсоновских вихрей в этой сильно анизотропной системе обусловлена оригинальной ориентацией оси c и проводящих плоскостей CuO_2 соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ относительно плоскости подложки.

Ключевые слова: слоистые сверхпроводники, магнитосопротивление, эффект Холла, джозефсоновские вихри

DOI: 10.31857/S0015323023600557, **EDN:** EDAJSA

1. ВВЕДЕНИЕ

Оксидные сверхпроводники представляют собой слоистые соединения со строительными блоками, состоящими из проводящих слоев CuO_2 , разделенных буферными слоями, которые служат резервуарами заряда (подробное описание см. в монографиях [1–4]). Транспортные свойства можно считать одноосными, с большой анизотропией между осью c и плоскостями ab из-за слоистой структуры и, по существу, с изотропным поведением в плоскостях CuO_2 .

Сильноанизотропные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) можно рассматривать как “стопку” сверхпроводящих слоев CuO_2 , связанных джозефсоновскими взаимодействиями [5–8]. Для слабой анизотропии применимо описание в терминах непрерывной анизотропной теории Гинзбурга–Ландау или теории Лондонов. С другой стороны, при сильной анизотропии становится актуальной дискретность структуры, и более подходящим является описание с точки зрения набора слабосвязанных сверхпроводящих слоев.

Такое описание обеспечивается дискретной моделью, предложенной Лоуренсом и Дониахом [5]. Сравнительно простая и в то же время достаточно общая модель Лоуренса–Дониаха служит основой для обсуждения физики слоистых сверхпроводников (см., напр., [1], [6–8]). Она охваты-

вает весь класс анизотропных систем от слабо-анизотропных трехмерных до сильно-анизотропных слоистых и даже двумерных сверхпроводников.

Обычно принимаемый критерий перехода от непрерывно-анизотропного к дискретно-слоистому описанию — это малость длины когерентности вдоль оси c , ξ_c , относительно расстояния между слоями d , выраженная безразмерным отношением $\tau_c = 2\xi_c^2(0)/d^2$ [8]. Отношение τ_c характеризует переход от квазидвумерного слоистого к непрерывному трехмерному анизотропному поведению:

для большой длины когерентности $\xi_c(0)$, т.е. для $\tau_c \gg 1$, всегда уместно непрерывное описание;

с другой стороны, для малых $\tau_c \ll 1$, при температуре $T_{cr} = (1 - \tau_c)T_c < T_c$, будет иметь место кроссовер, когда система ведет себя квазидвумерным образом при низких температурах, $T < T_{cr}$, и демонстрирует трехмерное анизотропное поведение при $T > T_{cr}$.

В целом, непрерывное анизотропное описание применимо к YBCO в широком температурном режиме, тогда как слоистые соединения Bi и Tl относятся к классу материалов с $\tau_c \ll 1$, и, следовательно, к ним применима модель Лоуренса–Дониаха.

Сильноанизотропные высокотемпературные сверхпроводники образуют многослойные металлические системы, в которых сверхпроводящие плоскости CuO_2 разделены изолирующими барьерными слоями. Примерами являются системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) или $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (TBCCO). Перенос между плоскостями происходит посредством последовательного туннелирования носителей заряда, и, следовательно, собранные соответствующим образом структуры можно рассматривать как совокупность собственных джозефсоновских туннельных переходов. Основное внимание в данном обзоре будет уделено эффектам туннелирования джозефсоновских вихрей в смешанном состоянии сверхпроводника 2-го рода.

В этом обзоре мы проанализируем транспортные свойства носителей в условиях движения джозефсоновских вихрей в электронно-легированном ВТСП $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ для недолегированных ($x = 0.135, 0.145$) и оптимально легированных ($x = 0.15$) образцов в области квантового фазового перехода антиферромагнетик–сверхпроводник, проводя сравнение процессов, происходящих в проводящих плоскостях (слоях) CuO_2 и поперек плоскостей (слоев).

2. ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ

В семействе купратных сверхпроводников соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ обладает множеством уникальных свойств, которые делают его подходящим объектом для исследований.

Легированный церием купратный сверхпроводник $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с электронным типом носителей заряда был синтезирован в 1989 г. [9]. Соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет объемно-центрированную кристаллическую решетку и соответствует T -фазе, где ион меди окружен четырьмя ионами кислорода, образуя плоскости CuO_2 с одной плоскостью на элементарную ячейку [1]. В оптимально отожженных кристаллах между соседними проводящими плоскостями CuO_2 отсутствуют апексные атомы кислорода, благодаря чему соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет четко выраженные квазидвумерные свойства.

Соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород, и его свойства сильно чувствительны к содержанию кислорода. Исходное соединение Nd_2CuO_4 является диэлектриком [10], сверхпроводимость появляется только в твердых растворах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($0.12 \leq x \leq 0.2$) после дополнительного отжига в бескислородной атмосфере [9]. По мере увеличения содержания Ce^{4+} концентрация электронов увеличивается, а удельное сопротивление уменьшается.

После отжига в бескислородной атмосфере при $T \approx 800\text{--}900^\circ\text{C}$ характер температурной зависимости удельного сопротивления изменяется на металлический и появляется сверхпроводимость. Основная роль отжига состоит в том, чтобы удалить избыточный нестехиометрический кислород. Такая обработка уменьшает беспорядок и понижает порог подвижности для электронов: электроны становятся делокализованными и при низких температурах демонстрируют сверхпроводящие свойства. После оптимального легирования и отжига соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ становится сильноанизотропным, структуру которого схематически можно представить в виде набора проводящих плоскостей CuO_2 , расположенных на расстоянии $6 \text{ \AA}$ друг от друга и разделенных непроводящими буферными $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ -слоями [11].

После замещения ионов Nd^{3+} ионами Ce^{4+} (неизовалентная примесь замещения), плоскости CuO_2 получают избыток электронов. Добавленный электрон занимает дырку в d -оболочке меди, что приводит к ее полному заполнению и конфигурации с $S = 0$. Эволюция квазидвумерной ферми-поверхности по мере легирования является одним из наиболее важных вопросов для выяснения природы носителей тока в высокотемпературных сверхпроводящих купратах. Эксперименты, выполненные в последние несколько лет, продемонстрировали, что ключевым аспектом для понимания наблюдаемых аномальных зависимостей физических свойств квазидвумерных сверхпроводящих соединений от легирования является именно реконструкция формы поверхности Ферми. Для качественного объяснения ARPES-экспериментов [12–15] предложена и развивается модель волн спиновой плотности (SDW-модель) [16]. В этой модели квазистатическое спиновое упорядочение индуцирует реконструкцию поверхности Ферми, что приводит к эволюции ее формы с ростом легирования: от карманов электронного типа в недолегированной области к сосуществованию электронных и дырочных карманов в области оптимального легирования, а затем к единой поверхности Ферми дырочного типа в перелегированной области (топологические переходы Лифшица). Таким образом, в слабо недолегированной ($x = 0.135, 0.145$) и оптимально легированной ($x = 0.15$) областях содержания церия в соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ установлено, что носителями заряда преимущественно являются электроны [17].

Серия высококачественных эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси с по отношению к плоскости подложки SrTiO_3 (001) была синтезирована в Национальном исследовательском ядерном университете “МИФИ” методом импульсного лазерного осаждения [18]: эпитаксиальные пленки со стан-

дартной (001) ориентацией (ось c перпендикулярна плоскости подложки) и пленки с ориентацией $(1\bar{1}0)$ (ось c параллельна плоскости подложки).

В данной работе мы представляем результаты измерений транспортных свойств эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 и оптимальным режимом отжига ($\delta = 0$) для монокристаллических пленок трех типов [19–21]:

– пленки *I* типа со стандартной ориентацией (001), где ось c кристаллической решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ перпендикулярна плоскости (001) подложки SrTiO_3 для измерения продольного ρ_{xx}^{ab} и холловского ρ_{xy}^{ab} сопротивлений в слоях CuO_2 (в плоскости ab);

– пленки *II* типа с ориентацией $(1\bar{1}0)$, где ось c кристаллической решетки соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ направлена вдоль длинной стороны подложки SrTiO_3 для измерения продольного сопротивления ρ_{xx}^c поперек слоев CuO_2 (вдоль оси c);

– пленки *III* типа с ориентацией $(1\bar{1}0)$, где ось c кристаллической решетки соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ направлена вдоль короткой стороны подложки SrTiO_3 для измерения холловского сопротивления ρ_{xy}^c поперек слоев CuO_2 (вдоль оси c).

Синтезированные пленки были подвергнуты термической обработке (отжигу) в различных условиях (подробнее см. [19–21]) для получения образцов с максимальной температурой сверхпроводящего перехода. Рентгеноструктурный анализ на дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2 (излучение CoK_α) показал, что все образцы являются высококачественными эпитаксиальными пленками. Толщина пленок составляла $d = 140\text{--}520$ нм.

Для корректных измерений с использованием стандартного четырехзондового метода образец был изготовлен в виде шестиконтактного холловского мостика. Были выполнены измерения напряжения для двух направлений как тока, так и магнитного поля, для того чтобы выделить истинное напряжение Холла.

Зависимости от магнитного поля для продольного, $\rho_{xx}^{ab}(B)$, $\rho_{xx}^c(B)$ и холловского $\rho_{xy}^{ab}(B)$, $\rho_{xy}^c(B)$ удельного сопротивления для всех типов пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ были измерены на установке Quantum Design PPMS 9 и на экспериментальной установке в соленоиде 12Т “Oxford Instruments” в Центре нанотехнологий и перспективных материалов ИФМ УрО РАН. Электрическое поле было направлено параллельно плоскости подложки

SrTiO_3 , внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ – перпендикулярно плоскости подложки SrTiO_3 .

3. ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ С РАЗНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ЦЕРИЯ

3.1. Анизотропия сопротивления для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$

Как показывают наши исследования (см., напр., [20] и ссылки там), поведение сопротивления в зависимости от температуры является металлическим в проводящих плоскостях, $d\rho_{ab}/dT > 0$, а зависимость $\rho_c(T)$ носит явно неметаллический характер, $\rho_c(T) \sim 1/T$, для оптимально отожженных образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с содержанием церия, близким к оптимальному. Таким образом, механизмы проводимости в этих системах радикально различаются в разных направлениях: в проводящих плоскостях и между проводящими плоскостями, т.е. процессы переноса заряда имеют квазидвумерный характер. Неметаллическое поведение сопротивления $\rho_c(T)$ обычно связывают с некогерентным туннелированием носителей вдоль направления c [22, 23].

На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента анизотропии удельного сопротивления ρ_c/ρ_{ab} для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различным содержанием церия, $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 . Коэффициент анизотропии максимален при низких температурах (при $T = T_c$ $\rho_c/\rho_{ab} \approx 1600$ для $x = 0.145$, $\rho_c/\rho_{ab} \approx 800$ для $x = 0.135$ и $\rho_c/\rho_{ab} \approx 120$ для $x = 0.15$) и уменьшается более чем на порядок в исследуемом температурном диапазоне от $(10\text{--}20)$ К до 300 К. Сильная температурная зависимость отношения ρ_c/ρ_{ab} свидетельствует об усилении квазидвумерного характера проводимости в соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ при $T \rightarrow T_c$.

3.2. Сопоставление режима потока для абрикосовских и джозефсоновских вихрей

Режим потока вихрей (flux flow regime) в смешанном состоянии слоистого сверхпроводника 2-го рода – это сложное явление. Фундаментальным свойством сильноанизотропных слоистых сверхпроводников является наличие сильного взаимодействия между вихрями и слоистой кристаллической структурой, известного как “собственный пиннинг” [8]. Исследования транспортных свойств в смешанном состоянии высокотемпературных сверхпроводников дают важную информацию о динамике вихревой решетки.

Как известно, проникновение магнитного поля $\mathbf{B}$ в сверхпроводник 2-го рода происходит в ви-

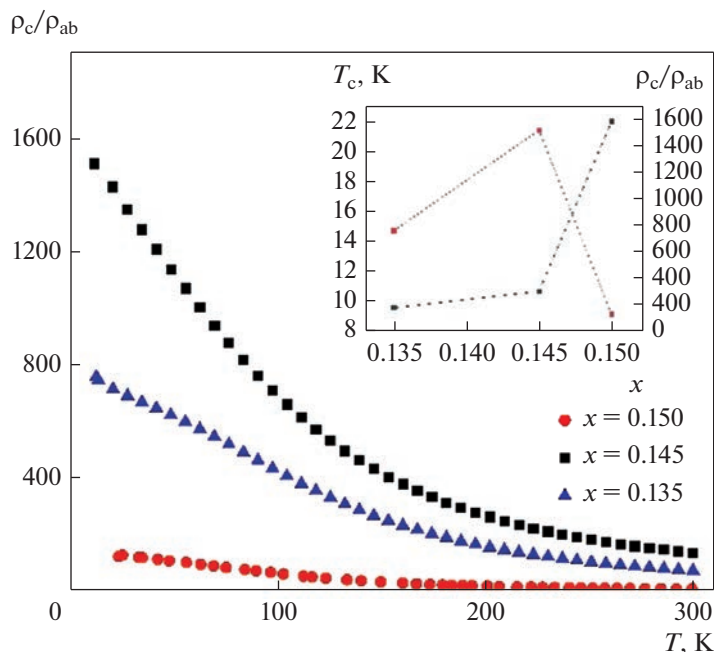


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента анизотропии удельного сопротивления для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с содержанием церия $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 (по [20]).

де квантованных вихревых нитей [2, 3, 8]. В трехмерном сверхпроводнике это **абрикосовские** вихри [24]. Абрикосовский вихрь имеет нормальную (несверхпроводящую) сердцевину, которая представляет собой длинный тонкий цилиндр, вытянутый вдоль направления внешнего магнитного поля, окруженный циркулирующими незатухающими сверхпроводящими токами.

В слоистом сверхпроводнике, когда длина когерентности по оси c меньше, чем расстояние между плоскостями, описание абрикосовских вихрей необходимо модифицировать с учетом того, что вихри локализованы в плоскостях. Для магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскостям, одиночную вихревую линию можно рассматривать как набор плоских вихрей (“блинов”), сосредоточенных в отдельных сверхпроводящих плоскостях, связанных между собой джозефсоновскими взаимодействиями (см., напр., обзор [8]). Под действием транспортного тока $\mathbf{j}$ плоские вихри будут двигаться по ab -плоскостям в направлении силы Лоренца (перпендикулярно $\mathbf{j}$), что приводит к процессам диссипации и резистивному состоянию. Соответствующее удельное сопротивление, вызванное потоком вихрей (flux flow) пропорционально B/B_{c2} , где B_{c2} — верхнее критическое поле [25]. Движение вихрей (и диссипация энергии) начинается лишь в магнитных полях, в которых сила Лоренца превышает силы пиннинга вихрей. Пиннинг абрикосовских (в том числе модифицированных) вихревых нитей обеспечивают дефекты в сверхпровод-

никах, которые выступают в качестве энергетически выгодных мест для закрепления линий потока [26].

Магнитное поле, параллельное слоям (проводящим плоскостям), проникает в материал в виде **джозефсоновских** вихрей, аналогичных квантованным вихрям в джозефсоновских контактах структур сверхпроводник/диэлектрик/сверхпроводник, поскольку слоистая структура ВТСП образует внутренние джозефсоновские контакты [27, 28]. В сверхпроводимости джозефсоновский вихрь — это квантовый вихрь сверхтоков в джозефсоновском переходе в присутствии внешнего магнитного поля [29]. Вихри Джозефсона, каждый из которых несет квант магнитного потока и центр которых находится между сверхпроводящими слоями, не сильно подавляют параметр порядка в соседних сверхпроводящих плоскостях.

Движение джозефсоновских вихрей под действием силы Лоренца в слоистых ВТСП существенно отличается от движения абрикосовских вихрей. Вихри Джозефсона могут легко двигаться вдоль сверхпроводящих плоскостей, но не перпендикулярно им. Это так называемый собственный (intrinsic) пиннинг джозефсоновских вихрей [8, 26–28].

Когда магнитное поле B направлено параллельно плоскостям ab (ось y), вихревая решетка пытается приспособиться к слоистой структуре, так что ядра вихрей оказываются между сверхпроводящими плоскостями CuO_2 . Транспортный

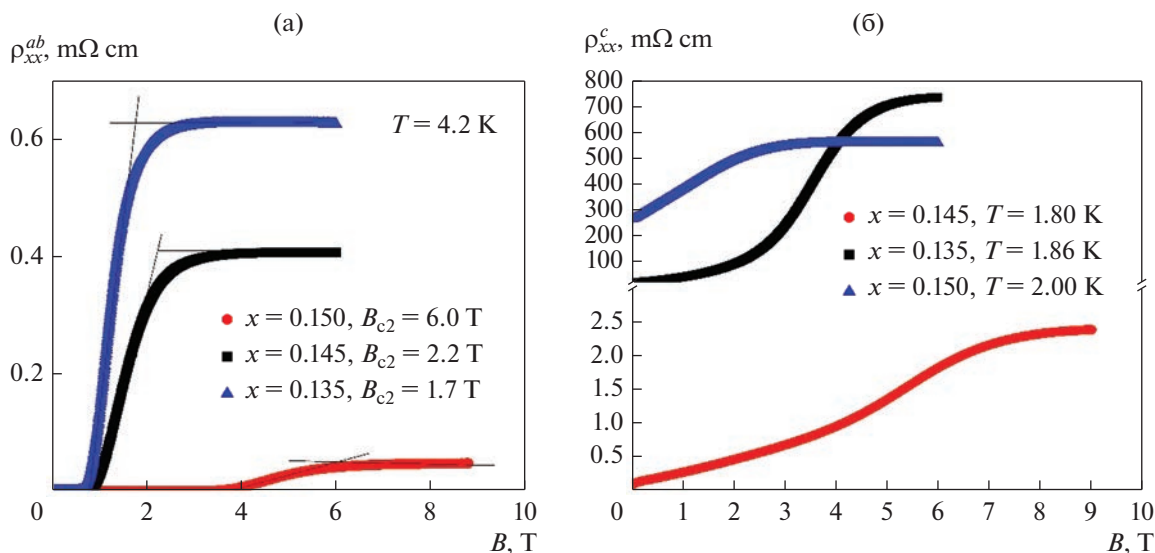


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля для удельного сопротивления в плоскости ρ_{xx}^{ab} (а) и между плоскостями ρ_{xx}^c (б) для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 (по [21]).

ток $\mathbf{j}$ ($\parallel$ оси x), текущий вдоль плоскостей, будет приводить к появлению силы Лоренца, направленной вдоль оси c и действующей на вихри.

Чтобы двигаться, вихри должны пересечь сверхпроводящие слои, что влечет за собой большие затраты энергии конденсации, создавая таким образом внутренние барьеры пиннинга. Именно в этой особой геометрии реализуется туннелирование джозефсоновских вихрей.

Имеющийся у нас набор образцов с разной ориентацией c -оси и проводящих плоскостей CuO_2 относительно плоскости подложки позволил нам изучить процессы как стандартного (в плоскостях CuO_2), так и латерального (между плоскостями CuO_2) переноса носителей в нормальном и смешанном состояниях сверхпроводника. В режиме потока вихрей в магнитном поле $\mathbf{B}$ проанализирована динамика как абрикосовских ($B \parallel$ оси c), так и джозефсоновских ($B \parallel$ плоскости ab) вихрей в слоистом электронно-легированном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$.

Нами проведены исследования продольного магнитосопротивления пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ в (ab) -плоскости, $\rho_{xx}^{ab}(B)$, (на пленках I типа) и между плоскостями, вдоль оси c , $\rho_{xx}^c(B)$, (на пленках II типа) с различным уровнем легирования $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 при $T = 1.8$ K и $T = 4.2$ K [21]. В смешанном состоянии (в режиме потока вихрей) зависимости $\rho_{xx}^{ab}(B)$ и $\rho_{xx}^c(B)$ существенно различаются (рис. 2).

На зависимости $\rho_{xx}^{ab}(B)$, где актуально движение модифицированных абрикосовских вихрей (рис. 2а), видна четко выраженная граница перехода от сверхпроводящего ($\rho = 0$) к резистивному ($\rho \neq 0$) состоянию в магнитном поле депиннинга вихрей, B_{dp} . Это поле, в котором блинчатые вихри, нормальные ядра которых находятся внутри слоев, начинают двигаться перпендикулярно транспортному току, вдоль слоев, что и приводит к диссипации и конечному сопротивлению. При $B_{dp} < B < B_{c2}$ обнаружено согласие с обычным поведением $\rho_{xx}^{ab}(B) \sim B/B_{c2}$ [25].

С другой стороны, для магнитосопротивления вдоль оси c , где существенно движение джозефсоновских вихрей, выстроенных параллельно сверхпроводящим плоскостям, переход в резистивное состояние происходит постепенно (рис. 2б), согласно зависимости:

$$\rho_{xx}^c(B) \sim aB + cB^2. \quad (1)$$

Геометрия измерений $\rho_{xx}^c(B)$ в образцах II типа соответствует теоретическим моделям Клема и Коффи [30] и Кошелева [31] для динамики вихрей Джозефсона в слоистом сверхпроводнике: ток $\mathbf{j}$ направлен вдоль оси c , магнитное поле $\mathbf{B}$ перпендикулярно оси c , $\mathbf{B} \perp \mathbf{j}$. Движение джозефсоновских вихрей под действием силы Лоренца вдоль проводящих плоскостей происходит свободно, а зависимость типа (1) согласно [31], [30] соответствует сочетанию двух каналов рассеяния: диссипативных квазичастичных токов в плоскости ab и

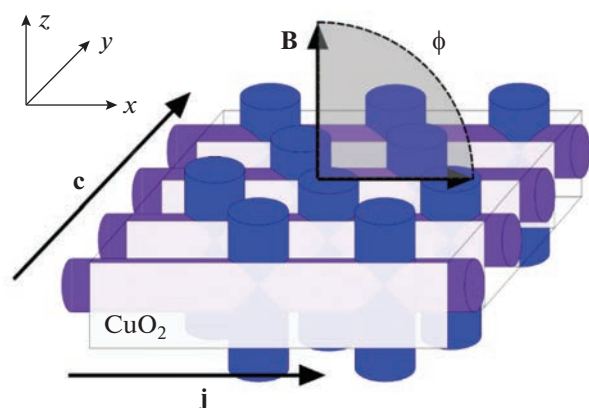


Рис. 3. Схематическая структура ориентации вихрей при следующей конфигурации электрического тока и магнитного поля: электрический ток ($\mathbf{j}$) и магнитное поле ($\mathbf{B}$) параллельны плоскостям CuO_2 ; угол ϕ между электрическим током и магнитным полем изменяется от $\phi = 90^\circ$ до $\phi = 0^\circ$. Синие цилиндры — джозефсоновские вихри для перпендикулярной к току компоненты магнитного поля, $\phi = 90^\circ$, фиолетовые цилиндры — джозефсоновские вихри для параллельной току компоненты магнитного поля, $\phi = 0^\circ$ (по [32]).

диссипации за счет туннелирования квазичастиц между слоями (см. также рис. 1 в [31]).

3.3. Продольное магнитосопротивление в смешанном состоянии сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ в наклонных магнитных полях

Благодаря достижениям в технологии выращивания высококачественных эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c относительно подложки, в магнитном поле, параллельном слоям CuO_2 , нам удалось реализовать, ситуацию с наличием джозефсоновских вихрей, локализованных за счет собственного пиннинга.

В нашей работе [32] измерения транспортных свойств проведены на пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4 + \delta/\text{SrTiO}_3$ III типа: плоскости CuO_2 ориентированы перпендикулярно плоскости подложки, ось c направлена вдоль короткой стороны образца. Электрическое поле приложено параллельно плоскости подложки SrTiO_3 , при этом ток $\mathbf{j}$ подается перпендикулярно оси c , вдоль длинной стороны образца. Внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ всегда перпендикулярно оси c (параллельно плоскостям ab), при этом оно было направлено под разными углами к сверхтоку (рис. 3).

Такое расположение плоскостей привело к тому, что при приложении магнитного поля, перпендикулярного подложке, вдоль направления поля возникала решетка джозефсоновских вихрей, а абрикосовские вихри (“блины”) отсутствовали. В наших измерениях мы изменяли наклон

магнитного поля от $\phi = 90^\circ$ до $\phi = 0^\circ$ таким образом, чтобы ось вращения была параллельна оси c . При $\phi = 90^\circ$ оси джозефсоновских вихрей перпендикулярны $\mathbf{j}$, далее, при наклоне магнитного поля появлялась дополнительная составляющая поля вдоль направления тока, что при $\phi = 0^\circ$ приводило к формированию системы джозефсоновских вихрей, направленных вдоль $\mathbf{j}$ (рис. 3).

Все джозефсоновские вихри ориентированы параллельно проводящим плоскостям. Взаимодействие с неоднородной пиннинговой средой приводит к собственному пиннингу: энергия вихря становится зависимой от положения вихря по отношению к плоскостям и создает силу пиннинга, которая пытается удерживать вихри между проводящими плоскостями.

Мы представляем результаты исследования зависимостей продольного магнитосопротивления в ab -плоскости, $\rho_{xx}^{ab}(B)$, для образца, геометрия которого показана на рис. 3 (пленка III типа). Именно в этой геометрии реализуется часто обсуждаемый “собственный пиннинг” для джозефсоновских вихрей [8, 26–28]. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ имеют вид, типичный для сверхпроводников второго рода при действии внешнего тока вдоль оси x и магнитного поля, перпендикулярного ей. Магнитное поле, приложенное вдоль плоскостей CuO_2 , создает решетку джозефсоновских вихрей, а транспортные свойства смешанного состояния определяются динамикой джозефсоновской решетки [33].

Вихревые линии в сверхпроводниках 2-го рода подвержены действию силы Лоренца, и когда сила Лоренца превышает силу пиннинга при $B = B_{dp}$ (поле депиннинга), начинается их движение перпендикулярно направлениям тока и магнитного поля. Это режим потока вихрей, при котором движение вихревой решетки приводит к диссипации энергии и возникновению конечного сопротивления [3].

Магнитолевые зависимости продольного сопротивления в ab -плоскости, $\rho_{xx}^{ab}(B)$, для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ III типа с уровнем легирования $x = 0.145$, при $T = 1.8$ и 4.2 К, для различных значений угла ϕ между направлениями магнитного поля и транспортного тока, представлены на рис. 4.

Для $T = 1.8$ К при $\phi = 90^\circ$ магнитосопротивление равно нулю в области полей $B = 0\text{--}3$ Тл (рис. 4а), что соответствует области смешанного состояния с запиннированными вихрями, с полем депиннинга $B_{dp} \approx 3$ Тл. Пиннинг в этой геометрии обусловлен, в основном, модуляцией параметра порядка перпендикулярно слоям, закрепляющей джозефсоновские вихри между слоями (собственный пиннинг) [8].

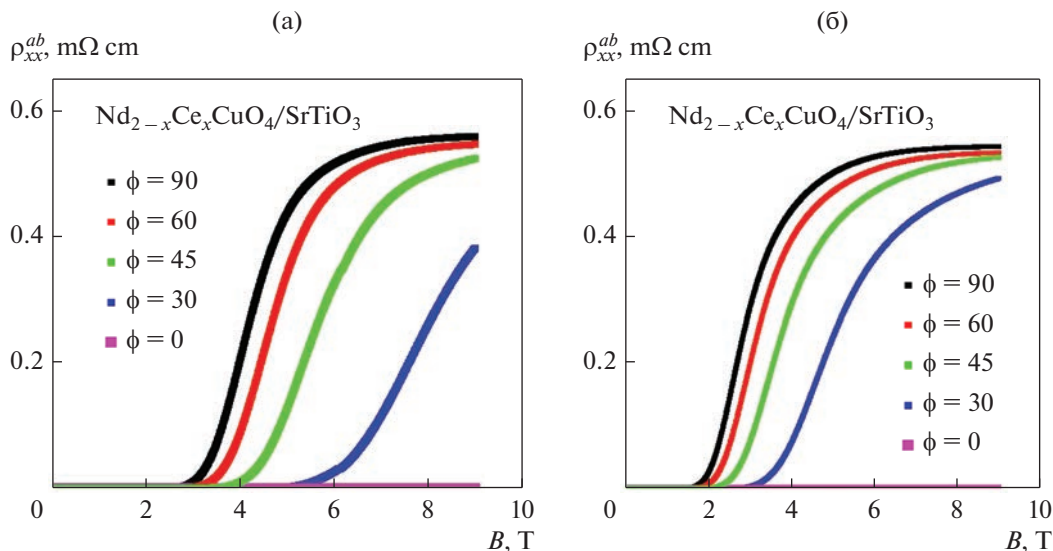


Рис. 4. Зависимости магнитосопротивления в плоскости $\rho_{xx}^{ab}(B)$ от магнитного поля при $T = 1.8$ (а) и 4.2 К (б) для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и оптимальным отжигом для транспортного тока $I = 50$ мкА при разном наклоне магнитного поля относительно направления тока (по [32]).

Область резистивного смешанного состояния $B = 3\text{--}7$ Тл демонстрирует плавный рост магнитосопротивления $\rho_{xx}^{ab}(B)$. В сильном магнитном поле $B \geq 7$ Тл наблюдается переход в нормальное состояние с конечным значением сопротивления.

Уменьшение угла между направлением магнитного поля и направлением транспортного тока приводит к уширению сверхпроводящего перехода и смещению его в область более сильных магнитных поля. В ситуации, когда магнитное поле направлено вдоль транспортного тока ($\phi = 0^\circ$), величины приложенного поля ($B = 9$ Тл) недостаточно для разрушения сверхпроводимости.

Аналогичные зависимости магнитосопротивления в плоскости $\rho_{xx}^{ab}(B)$ при разных углах между направлением магнитного поля и направлением транспортного тока для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с уровнем легирования $x = 0.145$ и транспортным током $I = 50$ мкА найдены при температуре $T = 4.2$ К (рис. 4б). Как видим, величина удельного сопротивления и общий ход зависимостей $\rho_{xx}^{ab}(B)$ не изменились, однако начало сверхпроводящего перехода сместилось в область более низких полей.

Оценим критическое поле $B_{cr} = \Phi_0/\pi\gamma d^2$, в котором ядра джозефсоновских вихрей начинают перекрываться [34], [35]. Здесь γ — анизотропия лондоновской глубины проникновения, $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$, где λ_c и λ_{ab} — глубина проникновения в направлении оси c и вдоль плоскостей ab , соответственно. Для исследуемого образца ($\gamma = 40$, $d = 0.6$ нм) находим $B_{cr} = 45.8$ Тл, и рассматриваемая нами об-

ласть магнитных полей $B < 9$ Тл соответствует режиму разреженной джозефсоновской вихревой решетки.

Насколько нам известно, теоретические расчеты удельного сопротивления в режиме потока джозефсоновских вихрей выполнены только для следующей геометрической ситуации: ток $\mathbf{j}$ направлен вдоль оси c , $\mathbf{B} \perp$ оси c , $\mathbf{B} \perp \mathbf{j}$ [31], [30]. Наша геометрическая ситуация (см. рис. 3) не соответствует условиям этих работ.

Если чисто эмпирически представить магнитопольные зависимости ρ_{xx} для разных ϕ как функции параметра $B_\perp = B\sin\phi$ на едином графике, то данные практически сливаются в одну кривую как для 1.8 К, так и для 4.2 К (рис. 5). Этот факт естественно связать с определяющей ролью силы Лоренца $\mathbf{F}_L \propto [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$, приводящей к движению джозефсоновских вихрей и, как следствие, к процессам диссипации в резистивном смешанном состоянии.

Еще одной особенностью многослойных сверхпроводников является необычное поведение верхнего критического магнитного поля B_{c2} при ориентации $\mathbf{B}$ параллельно слоям (см., напр., [2] и ссылки в ней):

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi d^2} \frac{\xi_c}{\xi_{ab}} \frac{1}{\sqrt{1 - (d^2/2\xi_c^2)}}. \quad (2)$$

Из уравнения (2) видно, что верхнее критическое поле расходится по мере приближения (сверху) зависящей от температуры длины когерентности $\xi_c(T)$ к величине d при понижении

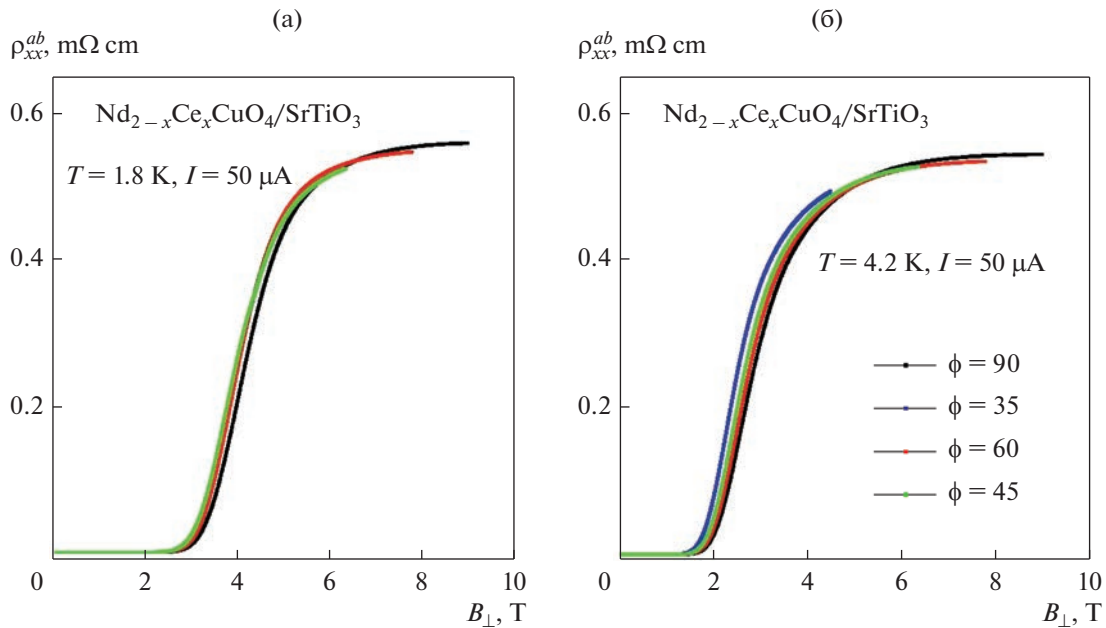


Рис. 5. Зависимости магнитосопротивления в плоскости ab ρ_{xx}^{ab} от перпендикулярной к току составляющей магнитного поля, $B_{\perp} = B \sin \phi$, для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и оптимальным отжигом при $T = 1.8$ К (а) и $T = 4.2$ К (б) для транспортного тока $I = 50$ мкА при различном угле наклона магнитного поля (по [32]).

температуры [36]. В этом пределе нелинейные ядра джозефсоновских вихрей помещаются между сверхпроводящими слоями, и супертоки не разрушают сверхпроводимость.

Оценим степень двумерности исследуемой структуры в зависимости от температуры с точки зрения модели Лоуренса—Дониаха [5] (см. Введение). В этой модели справедливость дискретно-слоистого (квазидвумерного) описания системы при $T = 0$ определяется малостью параметра $\tau_c(0) = 2\xi_c^2(0)/d^2$. Однако даже в системах с $\tau_c(0) < 1$, с ростом температуры будет иметь место переход от квазидвумерного поведения при $T < T_{cr}$ к трехмерному анизотропному поведению при $T > T_{cr}$, где $T_{cr} = (1 - \tau_c)T_c < T_c$.

Используя известные параметры исследуемого образца с $x = 0.145$ (см. [32]):

$\xi_c(0) = 2.75$ Å, $\xi_c(0)/d = 0.46$, $T_c = 10.7$ К, находим, что $\tau_c(0) = 0.42$, а температура кроссовера $T_{cr} = 6.2$ К. Таким образом, в нашем образце ситуация с $\xi_c(T) < d$ реализуется при $T \leq 6$ К, и, в соответствии с этим, при $T = 1.8$ К и $T = 4.2$ К для $\phi = 0$ ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$) разрушение сверхпроводимости и переход в нормальное состояние не происходит по крайней мере до 9 Тл (см. рис. 4).

Для $\phi \neq 0$ присутствует составляющая магнитного поля, перпендикулярная направлению тока (и параллельная плоскостям CuO_2), так что разру-

шение сверхпроводимости при $B_{\perp} \geq 6$ Тл связано не с достижением критического поля, B_{c2} , а с процессом диссипации из-за движения джозефсоновских вихрей перпендикулярно как току, так и полю, под действием силы Лоренца (рис. 5).

Установлено, что в смешанном состоянии, обусловленном возникновением джозефсоновских вихрей, поведение продольного сопротивления в плоскости ab , $\rho_{xx}^{ab}(B)$, при изменении угла наклона магнитного поля $\mathbf{B}$ по отношению к току $\mathbf{j}$ практически полностью определяется величиной $B_{\perp}$, перпендикулярной к $\mathbf{j}$ компоненте поля. Это указывает на решающую роль силы Лоренца $\mathbf{F}_L \sim [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$, вызывающей движение джозефсоновских вихрей вдоль оси c , поперек слоев CuO_2 , что и приводит к процессам диссипации и переходу в резистивное состояние.

4. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПЛЕНКАХ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ С РАЗНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ЦЕРИЯ

Исследование эффекта Холла в смешанном состоянии дает важную информацию о динамике вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках. Магнитное поле $\mathbf{B}$ проникает в сверхпроводник 2-го рода с помощью квантовых вихрей [3], [8]. Движение вихря вдоль направления силы Лоренца (перпендикулярно транспортному току $\mathbf{j}$) генерирует диссипативное поле ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{j}$) и приводит к

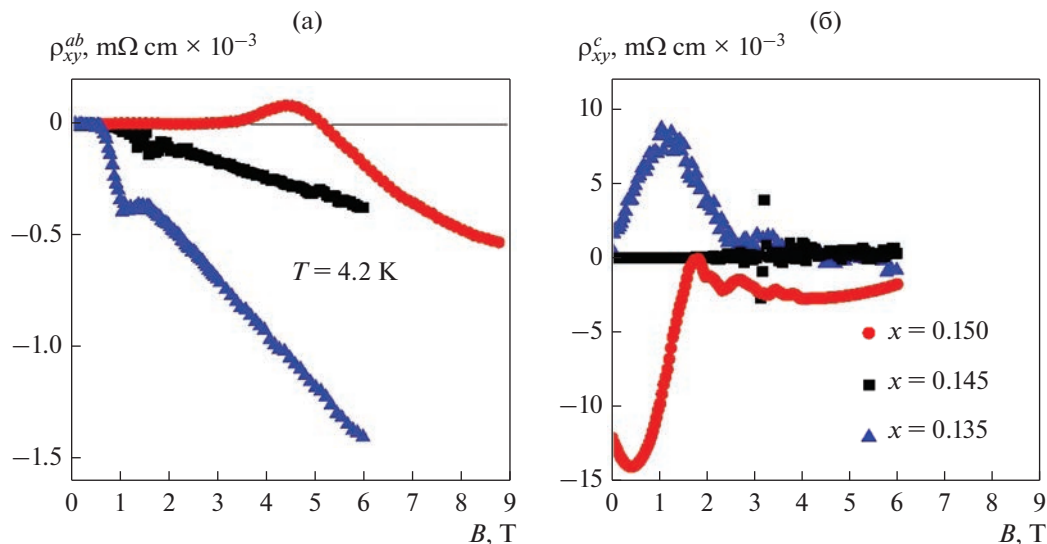


Рис. 6. Зависимости сопротивления Холла от магнитного поля для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135, 0.145, 0.15$ при $T = 4.2$ К: (а) сопротивление Холла в ab -плоскости, (б) сопротивление Холла вдоль оси c (по [21]).

конечному значению продольного сопротивления. С другой стороны, движение вихрей вдоль направления транспортного тока приводит к возникновению электрического поля Холла ($\mathbf{E}_H \perp (\mathbf{j}, \mathbf{B})$). Таким образом, измерение эффекта Холла в смешанном состоянии является полезным методом изучения динамики вихрей в исследуемых системах.

4.1. Анизотропия сопротивления Холла в пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$

Мы провели сравнительное исследование зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля вдоль плоскостей CuO_2 , $\rho_{xy}^{ab}(B)$ (измерения на пленках I типа), и сопротивления Холла между плоскостями, $\rho_{xy}^c(B)$ (измерения на пленках III типа) [21]. Результаты для пленок с $x = 0.135, 0.145, 0.15$ при $T = 4.2$ К представлены на рис. 6.

При измерении в стандартной ситуации на пленках I-типа, мы имеем $\mathbf{j} \parallel (ab)$, $\mathbf{B} \parallel c$ и поле Холла, ($\mathbf{E}_H \perp (\mathbf{j}, \mathbf{B})$), параллельно слоям, т.е. в смешанном состоянии мы имеем дело с вихрями Абрикосова, перемещающимися в ab -плоскостях (рис. 6а).

Как и в случае ρ_{xx}^{ab} , на зависимостях $\rho_{xy}^{ab}(B)$ мы видим ярко выраженное поле депиннинга вихрей B_{dp} ($\rho_{xy}^{ab} = 0$ при $B < B_{dp}$), затем узкую область смешанного состояния с немонотонной зависимостью от B и далее переход в нормальное состояние. Для пленки с оптимальным легированием, $x = 0.15$, в смешанном состоянии наблюдается смена знака холловского сопротивления, что отражает трансформацию поверхности Ферми [37].

В нормальном состоянии холловское сопротивление в плоскости имеет стандартную зависимость от магнитного поля: $\rho_{xy}^{ab} = R_H B$, где R_H — коэффициент Холла. Эффект Холла отрицателен для всех трех образцов (электронный тип легирования). По значению коэффициента Холла можно оценить концентрацию носителей (электронов) в нормальной фазе: $n = 3.05 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ($x = 0.135$); $n = 6.25 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ($x = 0.145$); $n = 2.16 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ($x = 0.15$).

Другая ситуация имеет место в пленках III типа, где $\mathbf{j} \parallel (ab)$, $\mathbf{B} \parallel (ab)$, $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$ и поле Холла $\mathbf{E}_H \perp (\mathbf{j}, \mathbf{B})$ вызывает движение квазичастиц поперек плоскостей CuO_2 , вдоль оси c . В смешанном состоянии это соответствует потоку вихрей Джозефсона вдоль оси c с преодолением собственного пиннинга.

В этом случае для $x = 0.135$ и $x = 0.15$ в слабых магнитных полях нет области, где $\rho_{xy}^c = 0$: в смешанном состоянии наблюдается немонотонная зависимость $\rho_{xy}^c(B)$, при этом знак эффекта Холла положителен (с максимумом) для $x = 0.135$ и отрицателен (с минимумом) для $x = 0.15$ (рис. 6б). Для $x = 0.145$ в смешанном состоянии до $B \approx 3$ Тл $\rho_{xy}^c \approx 0$.

Обратим внимание на то, что для всех трех составов сопротивление Холла между плоскостями CuO_2 в нормальном состоянии практически не зависит от магнитного поля (с некоторыми флуктуациями), и его величина близка к нулю, $|\rho_{xy}^c| \approx 0$.

Согласно [38–40], аномальный (топологический) вклад в эффект Холла из-за движения вих-

рей вдоль направления транспортного тока может быть представлен в виде: $\sigma_{xy} \sim \delta n$, где δn есть вариация электронной плотности, вызванная изменением электронного спектра после перехода в сверхпроводящее состояние. При этом δn определяется характером зависимости критической температуры T_c от химпотенциала μ , и, следовательно, знак эффекта эффект Холла в смешанном состоянии зависит от деталей зонной структуры исследуемой системы. Знак σ_{xy} в смешанном состоянии электронно-легированных ВТСП может быть различным для сложной поверхности Ферми, имеющей части (карманы) как электронного, так и дырочного типа [41].

Зависимости $\rho_{xy}^c(B) \sim \sigma_{xy}(B)$, наблюдаемые нами в смешанном состоянии сверхпроводящих пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ III типа (рис. 6б), могут быть обусловлены аномальным вкладом в эффект Холла в режиме потока вихрей с $\delta n = \delta n_h > 0$ для $x = 0.135$ и $\delta n = \delta n_e < 0$ для $x = 0.15$, где δn_e и δn_h — электроно- и дырочно-подобные части δn . Можно предположить, что для $x = 0.145$ $\delta n = \delta n_h + \delta n_e$ с почти равными электронным и дырочным вкладами, которые компенсируют друг друга, $\delta n \approx 0$, при $B < 3$ Тл.

4.2. Сопротивление холла в смешанном состоянии сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ в наклонных магнитных полях

Для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ III типа с уровнем легирования $x = 0.145$, наряду с измерениями продольного магнитосопротивления $\rho_{xx}^{ab}(B)$, были также исследованы магнитополевые зависимости сопротивления Холла между проводящими плоскостями, $\rho_{xy}^c(B)$, для разных углов наклона магнитного поля относительно направления транспортного тока [32].

Напомним, что для пленок III типа плоскости CuO_2 расположены перпендикулярно плоскости подложки, ось c направлена вдоль короткой стороны образца, а ток подается вдоль длинной стороны образца, перпендикулярно оси c .

При такой геометрии опыта, как уже говорили в разд. 3.3, приложение магнитного поля перпендикулярно подложке приводит к появлению решетки джозефсоновских вихрей, ориентированных вдоль поля. При изменении наклона магнитного поля от $\varphi = 90^\circ$ до $\varphi = 0^\circ$ (при этом ось вращения параллельна оси c) вихри, оставаясь джозефсоновскими, меняют ориентацию своих вихревых линий относительно направления электрического тока (см. рис. 3).

Для $T = 1.8$ К при $\varphi = 90^\circ$ сопротивление Холла (как и ρ_{xx}^{ab}) равно нулю в области слабого магнит-

ного поля $B = 0-3$ Тл (рис. 7а), что соответствует области запиннигованных вихрей, с полем депиннинга $B_{dp} \approx 3$ Тл. Пиннинг джозефсоновских вихрей, препятствующий их движению поперек плоскостей, является собственным, вызванным модуляциями параметра порядка перпендикулярно слоям в многослойном сверхпроводнике (см. разд. 3.3).

Область резистивного смешанного состояния $B = 3-7$ Тл при $\varphi = 90^\circ$ демонстрирует нетривиальную двойную смену знака сопротивления Холла ρ_{xy}^c в зависимости от магнитного поля. В сильном магнитном поле $B \geq 7$ Тл наблюдается переход в нормальное состояние, при этом значение ρ_{xy}^c близко к нулю (рис. 7а).

В области смешанного состояния сопротивление Холла вдоль оси c обнаруживает необычное поведение для всех значений угла φ : при малых углах между направлением магнитного поля и направлением транспортного тока ($\varphi = 30^\circ, 45^\circ$) наблюдается положительный пик $\rho_{xy}^c(B)$, для большого угла, $\varphi = 60^\circ$, пик отрицателен, а при $\varphi = 90^\circ$, как уже говорили выше, наблюдается двойная смена знака.

Аналогичные зависимости $\rho_{xy}^c(B)$ при разных углах между направлением магнитного поля и направлением транспортного тока для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с уровнем легирования $x = 0.145$ и транспортным током $I = 50$ мкА найдены и при температуре $T = 4.2$ К (рис. 7б). Как видно, общий ход зависимостей $\rho_{xy}^c(B)$ слегка изменился, а начало перехода в резистивное состояние (поле депиннинга) сместилось в область более низких полей.

Отметим, что в нормальном состоянии отсутствует линейная зависимость ρ_{xy} от B , присущая обычному сопротивлению Холла в сплошной среде (следствие циклотронного “закручивания” носителей тока), а также то, что значение $|\rho_{xy}|$ близко к нулю.

Такая же ситуация наблюдается для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$, $x = 0.135$ и $x = 0.15$, (см. рис. 6б) с аналогичной геометрией, соответствующей движению носителей (до установления стационарного состояния для напряжения Холла V_{xy}) между плоскостями CuO_2 под действием силы Лоренца. Это можно рассматривать как “блокировку” циклотронного закручивания для движения носителей между плоскостями, вдоль оси c , из-за дискретности многослойной системы в сильно анизотропной системе.

Уже в ранних работах [25, 42] по теории движения вихрей в сверхпроводниках II рода было показано, что угол Холла в режиме потока абрикос-

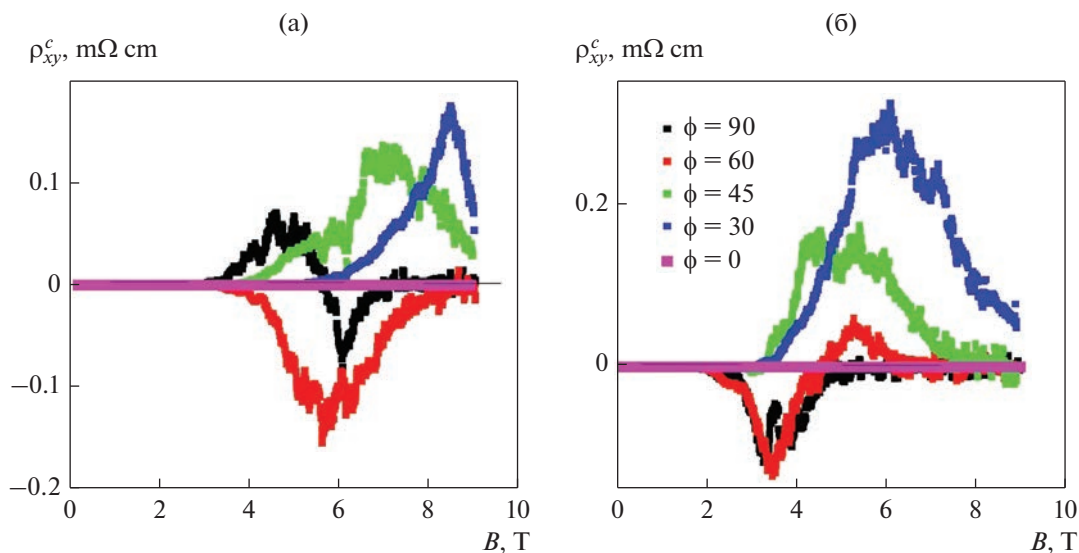


Рис. 7. Зависимости сопротивления Холла между плоскостями, $\rho_{xy}^c(B)$, при $T = 1.8$ К (а) и 4.2 К (б) для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и оптимальным отжигом для транспортного тока $I = 50$ мкА при разном наклоне магнитного поля относительно направления тока (по [32]).

совских вихрей отличен от нуля только при движении вихрей по транспортному току под действием соответствующих сил: силы Магнуса (иногда называемой подъемной силой) [4], силы Иорданского, силы спектрального потока (spectral flow force) и т.д. (подробнее см. монографию Копнина [2], п. 14.6.3). Выбор сил, действующих на движущийся вихрь, различен для разных моделей.

В работе [2] динамика абрикосовских вихрей рассматривается в рамках нестационарной модели Гинзбурга–Ландау (TDGL). Рассмотрена модификация модели TDGL, позволяющая учитывать эффект Холла в режиме потока вихрей. Согласно [2], аномальный вклад в эффект Холла в режиме течения потока за счет движения вихрей, параллельных транспортному току, можно представить в виде (см. п. 12.9, уравнение (12.78)):

$$\sigma_{xy} = -e\delta n/B, \quad (3)$$

где δn — “виртуальная” вариация электронной плотности, вызванная изменением электронного спектра после перехода в сверхпроводящее состояние из-за разности химического потенциала в сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным. В сверхпроводнике реального изменения электронной плотности не происходит из-за зарядовой нейтральности: все изменения компенсируются соответствующими изменениями химического потенциала.

Для вариации электронной плотности Копниным получено следующее выражение (см. формулу (12.79) в [2]):

$$\delta n = (1/\lambda)(dv/d\mu)\Delta^2, \quad (4)$$

где λ , v , μ и Δ — глубина проникновения, плотность состояний в нормальной фазе, химический потенциал и величина параметра порядка (сверхпроводящая щель), соответственно. Таким образом, знак эффекта Холла в смешанном состоянии зависит от деталей зонной структуры (см. также [41]).

Ввиду отсутствия каких-либо теоретических разработок для эффекта Холла в условиях движения джозефсоновских вихрей под действием силы Лоренца, мы эмпирически используем выражение (3) для нашей ситуации (что, конечно, требует особого теоретического исследования).

На рис. 8 представлены графики зависимости сопротивления Холла ρ_{xy}^c от компоненты магнитного поля, перпендикулярной транспортному току, $B_\perp = B \sin \phi$, для исследуемого образца. Видно, что область существования ненулевого холловского сопротивления ограничена, с одной стороны, полями депиннинга $(B_\perp)_{dp}$, а с другой стороны, полями перехода в нормальное состояние $(B_\perp)_{c2}$, причем значения этих полей фактически универсальны для разных значений ϕ (при заданной температуре). Область полей $(B_\perp)_{dp} < B_\perp < (B_\perp)_{c2}$ соответствует области смешанного резистивного состояния в режиме потока вихрей.

В то же время зависимость $\rho_{xy}^c(B_\perp)$ в указанных пределах не универсальна, вплоть до изменения знака эффекта как при изменении угла наклона, так и величины магнитного поля (при $\phi = 90^\circ$ для $T = 1.8$ К). Для качественного описания результатов в модели Копнина [2] можно предположить

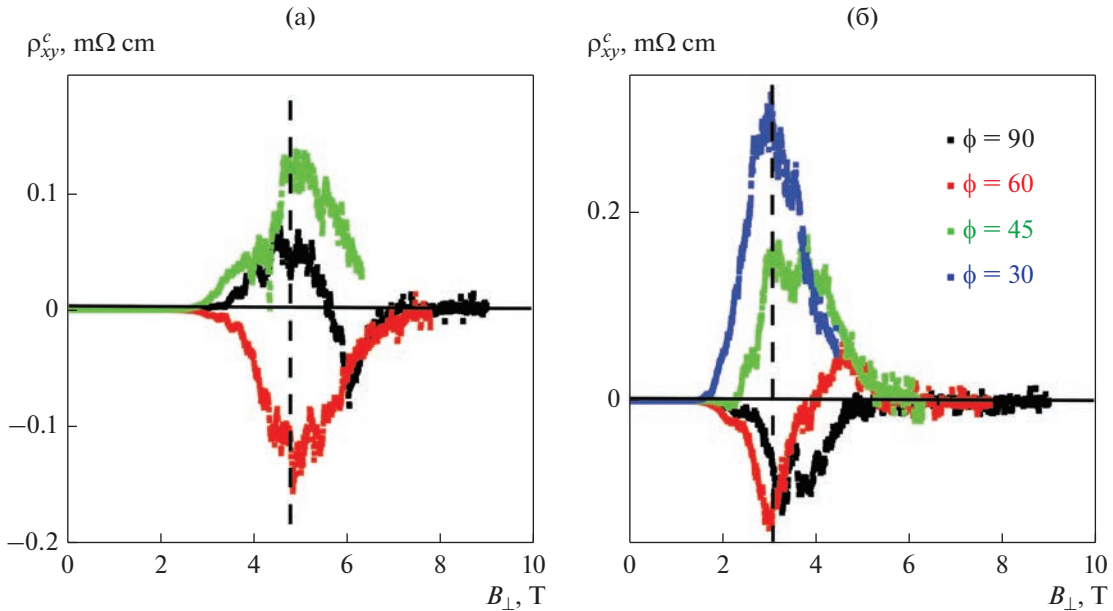


Рис. 8. Зависимости холловского сопротивления между плоскостями ρ_{xy}^c от перпендикулярной к току составляющей магнитного поля, $B_{\perp} = B \sin \phi$, для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и оптимальным отжигом при $T = 1.8$ К (а) и $T = 4.2$ К (б) для транспортного тока $I = 50$ мкА при различном наклоне магнитного поля. Вертикальные пунктирные линии отмечают положение поля, $B_{\perp}^*$, определяемое формулой (6) (по [32]).

наличие двух типов аномальных вкладов в эффект Холла в режиме потока вихрей: электроноподобного вклада с $\delta n = \delta n_e < 0$ и дырочно-подобного вклада с $\delta n = \delta n_h > 0$. При этом соотношение различных вкладов зависит от ориентации магнитного поля в ab -плоскости.

Это предположение может быть обосновано сложностью поверхности Ферми в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ при $x = 0.145\text{--}0.15$, с наличием как электронных, так и дырочных карманов (подробнее см., напр., [43] и ссылки в ней).

Тогда для $\rho_{xy}(B) \sim \sigma_{xy}(B)$ в смешанном состоянии, наблюдаемом нами (см. рис. 7, рис. 8), имеем $\delta n_e \gg \delta n_h$ при $\phi = 60^\circ$; $\delta n_e \approx \delta n_h$ при $\phi = 90^\circ$; $\delta n_e \ll \delta n_h$ при $\phi = 30^\circ$ и 45° для $T = 1.8$ К и $\delta n_e \gg \delta n_h$ при $\phi = 60^\circ$ и 90° ; $\delta n_e \ll \delta n_h$ при $\phi = 30^\circ$ и 45° при $T = 4.2$ К. Для $T = 1.8$ К при $\phi = 90^\circ$ электронная $\delta n_e(B)$ и дырочная части δn в значительной степени компенсируют друг друга, что приводит к изменению знака эффекта Холла в промежуточной области магнитных полей.

Немонотонные зависимости $\rho_{xy}^c(B_{\perp})$, наблюдаемые нами в смешанном состоянии при $(B_{\perp})_{\text{дп}} < B_{\perp} < (B_{\perp})_{\text{с2}}$ (см. рис. 8), эмпирически можно описать формулой типа

$$\rho_{xy}^c(B) \sim B(B_{\text{с2}} - B), \quad (5)$$

если учесть как эффект пиннинга, так и наклон магнитного поля, заменив B на $B_{\text{эфф}} \equiv B_{\perp} - (B_{\perp})_{\text{дп}}$.

Тогда зависимость $\rho_{xy}^c(B_{\perp})$ должна иметь пик (максимум или минимум) в середине интервала полей резистивного смешанного состояния, при $B_{\perp} = B_{\perp}^*$, где

$$B_{\perp}^* = (B_{\perp})_{\text{дп}} + \{(B_{\perp})_{\text{с2}} - (B_{\perp})_{\text{дп}}\}/2 = \{(B_{\perp})_{\text{с2}} - (B_{\perp})_{\text{дп}}\}. \quad (6)$$

На рис. 8 значения $B_{\perp}^*$ для $T = 1.8$ и 4.2 К отмечены вертикальными штриховыми линиями. Видим, что позиции экстремумов на экспериментальных зависимостях $\rho_{xy}^c(B_{\perp})$ близки к $B_{\perp}^*$, а некоторые отклонения могут быть связаны с вкладом вихрей второго типа.

Заметные флуктуации на кривых $\rho_{xy}^c(B_{\perp})$ в смешанном состоянии могут быть связаны как с некоторыми неоднородностями в ab -плоскостях, так и с флуктуациями (включая температурные) вероятности туннелирования джозефсоновских вихрей при их движении поперек плоскостей в условиях собственного пиннинга.

5. ВЫВОДЫ

Обзор посвящен гальваномагнитным эффектам (ρ_{xx} , ρ_{xy}) в смешанном состоянии электрон-

но-легированного сверхпроводника NdCeCuO , связанным с движением джозефсоновских вихрей (магнитное поле перпендикулярно оси c и параллельно плоскостям ab). Благодаря достижениям в технологии выращивания высококачественных эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c относительно подложки, нам удалось реализовать в магнитном поле, параллельном слоям CuO_2 , ситуацию джозефсоновских вихрей, локализованных за счет собственного пиннинга.

Наши исследования показывают, что теоретические разработки для описания изучаемой экспериментальной ситуации на джозефсоновских вихрях с собственным пиннингом недостаточны (для ρ_{xx}) или даже полностью отсутствуют (для ρ_{xy}). Для интерпретации данных по зависимостям мы используем некоторые теоретические концепции, развитые для абрикосовских вихрей, что, несомненно, требует дальнейшего анализа.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4. Авторы выражают благодарность А.А. Иванову за изготовление высококачественных образцов, С.М. Подгорных и В.Н. Неверову за помощь в измерении магнитосопротивления и сопротивления Холла, выполненные в ЦКП ИФМ УрО РАН, а также О.Е. Петуховой за плодотворное сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Plakida N.M.* High-Temperature Superconductivity: Experiment and Theory. Berlin; New York: Springer, 2012. 230 p.
2. *Kopnin N.B.* Theory of Nonequilibrium Superconductivity. Clarendon Press. 2001. 342 p.
3. *Tinkham M.* Introduction to superconductivity. Dover publications, Mineola, New York. 2004.
4. *Poole C., Farach H., Creswic R., Prozorov R.* Superconductivity. Elsevier. 2014.
5. *Lawrence W.E., Doniach S.* Theory of layer-structure superconductors // Proc. Twelfth Int. Conf. Low Temp. Physics, okyo Keigaku Publ. Co., Ltd. 1971. 361.
6. *Bulaevskii L.N.* Magnetic properties of layered superconductors with weak interaction between the layers // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1973. V. 64. P. 2241–2247.
7. *Bulaevskii L.N., Domínguez D., Maley M.P., Bishop A.R., Ivlev B.I.* Collective mode and the c -axis critical current of a Josephson-coupled superconductor at high parallel magnetic fields // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 14601–14610. <https://doi.org/10.1103/Phys.RevB.53.14601>
8. *Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* Vortices in high-temperature superconductors // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125–1388. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
9. *Tokura Y., Takagi H., Uchida S.* A superconducting copper oxide compound with electrons as the charge carriers // Nature. 1989. V. 337. P. 345–347. <https://doi.org/10.1038/337345a0>
10. *Charikova T., Ignatenkov A., Ponomarev A., Ivanov A., Klimczuk T., Sadowski W.* In-plane and out-of-plane temperature dependencies of the resistivity in single crystals and films of Nd_2CuO_4 // Phys. C Supercond. 2003. V. 323–324. P. 388–389. [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02474-7](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02474-7)
11. *Ignatenkov A.N., Ponomarev A.I., Sabirzyanova L.D., Charikova T.B., Kharus G.I., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Churkin O.A.* Effect of disorder on the transport properties of the high-T c superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // J. Exp. Theor. Phys. 2001. V. 92. P. 1084–1089. <https://doi.org/10.1134/1.1385650>
12. *Armitage N.P., Ronning F., Lu D.H., Kim C., Damascelli A., Shen K.M., Feng D.L., Eisaki H., Shen Z.-X., Mang P.K., Kaneko N., Greven M., Onose Y., Taguchi Y., Tokura Y.* Doping Dependence of an n-Type Cuprate Superconductor Investigated by Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 257001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.257001>
13. *Armitage N.P., Fournier P., Greene R.L.* Progress and perspectives on electron-doped cuprates // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 2421–2487. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2421>
14. *Matsui H., Terashima K., Sato T., Takahashi T., Wang S.-C., Yang H.-B., Ding H., Uefuji T., Yamada K.* Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy of the Antiferromagnetic Superconductor $\text{Nd}_{1.87}\text{Ce}_{0.13}\text{CuO}_4$: Anisotropic Spin-Correlation Gap, Pseudogap and the Induced Quasiparticle Mass Enhancement // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 047005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.047005>
15. *Matsui H., Terashima K., Sato T., Takahashi T., Fujita M., Yamada K.* Direct Observation of a Nonmonotonic dx^2-y^2 -Wave Superconducting Gap in the Electron-Doped High-T c Superconductor $\text{Pr}_{0.89}\text{La}_{0.11}\text{CuO}_4$ // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 017003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.017003>
16. *Lin J., Millis A.J.* Theory of low-temperature Hall effect in electron-doped cuprates // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 214506. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.214506>
17. *Charikova T.B., Kharus G.I., Shelushinina N.G., Neverov V.N., Petukhov D.S., Ivanov A.A.* Magnetoresistance and Hall effect in electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ with different degrees of non-stoichiometric disorder: A two-band model // Phys. Met. Metallogr. 2014. V. 115. P. 446–456. <https://doi.org/10.1134/S0031918X14050032>
18. *Ivanov A.A., Galkin S.G., Kuznetsov A.V., Menushenkov A.P.* Smooth homogeneous HTSC thin films produced by laser deposition with flux separation // Phys. C Supercond. 1991. V. 180. P. 69–72. [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90638-F](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90638-F)
19. *Popov M.R., Klepikova A.S., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Charikova T.B.* Interlayer Hall Effect in n-type doped high temperature superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // Phys. C Supercond. its Appl. 2019. V. 566. P. 1353515. <https://doi.org/10.1016/j.physc.2019.1353515>

20. *Charikova T.B., Ponomarev A.I., Kharus G.I., Shelushinina N.G., Tashlykov A.O., Tkach A.V., Ivanov A.A.* Quasi-two-dimensional transport properties of the layered superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // J. Exp. Theor. Phys. 2007. V. 105. P. 626–635.
<https://doi.org/10.1134/S1063776107090208>
21. *Petukhova O.E., Popov M.R., Klepikova A.S., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Charikova T.B.* Lateral vortex motion in highly layered electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // Phys. C Supercond. its Appl. 2020. V. 578. P. 1353738.
<https://doi.org/10.1016/j.physc.2020.1353738>
22. *Cassam-Chenai A., Maily D.* Transport in quasi-two-dimensional systems under a weak magnetic field // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 1984–1995.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.52.1984>
23. *McKenzie R.H., Moses P.* Incoherent Interlayer Transport and Angular-Dependent Magnetoresistance Oscillations in Layered Metals // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4492–4495.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4492>
24. *Abrikosov A.A.* My years with Landau // Phys. Today. 1973. V. 26. P. 56–60.
<https://doi.org/10.1063/1.3127896>
25. *Bardeen J., Stephen M.J.* Theory of the Motion of Vortices in Superconductors // Phys. Rev. 1965. V. 140. P. A1197–A1207.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.140.A1197>
26. *Kwok W.K., Welp U., Vinokur V.M., Fleshler S., Downey J., Crabtree G.W.* Direct observation of intrinsic pinning by layered structure in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 390–393.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.390>
27. *Kleiner R., Steinmeyer F., Kunkel G., Müller P.* Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2394–2397.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2394>
28. *Rapp M., Murk A., Semerad R., Prusseit W.* C-Axis Conductivity and Intrinsic Josephson Effects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 928–931.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.928>
29. *Josephson B.D.* Possible new effects in superconductive tunnelling // Phys. Lett. 1962. V. 1. P. 251–253.
[https://doi.org/10.1016/0031-9163\(62\)91369-0](https://doi.org/10.1016/0031-9163(62)91369-0)
30. *Clem J.R., Coffey M.W.* Viscous flux motion in a Josephson-coupled layer model of high- T_c superconductors // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 6209.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.6209>
31. *Koshelev A.E.* Role of in-plane dissipation in dynamics of a Josephson vortex lattice in high-temperature superconductors // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. R3616–R3619.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.R3616>
32. *Petukhova O.E., Klepikova A.S., Popov M.R., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Charikova T.B.* Vortex motion in tilted magnetic fields in highly layered electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // Phys. C Supercond. 2021. V. 591. P. 135396–1353974.
<https://doi.org/10.1016/j.physc.2021.1353968>
33. *Kes P.H., Aarts J., Vinokur V.M., van der Beek C.J.* Dissipation in highly anisotropic superconductors // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1063–1066.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1063>
34. *Bulaevskii L., Clem J.R.* Vortex lattice of highly anisotropic layered superconductors in strong, parallel magnetic fields // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 10234–10238.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.10234>
35. *Koshelev A.E., Dodgson M.J.W.* Josephson vortex lattice in layered superconductors // J. Exp. Theor. Phys. 2013. V. 117. P. 449–479.
<https://doi.org/10.1134/S1063776113110125>
36. *Klemm R.A., Luther A., Beasley M.R.* Theory of the upper critical field in layered superconductors // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. P. 877–891.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.12.877>
37. *Klepikova A.S., Charikova T.B., Shelushinina N.G., Petukhov D.S., Ivanov A.A.* Anisotropy of the Hall Effect in a Quasi-Two-Dimensional Electron-Doped $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ Superconductor // Phys. Solid State. 2018. V. 60. P. 2162–2165.
<https://doi.org/10.1134/S1063783418110124>
38. *Khomskii D.I., Freimuth A.* Charged Vortices in High Temperature Superconductors // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1384–1386.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1384>
39. *Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur M.V.* Sign Change of the Flux Flow Hall Effect in HTSC // JETP Lett. 1995. V. 62. P. 834–840.
40. *Van Otterlo A., Feigel'man M., Geshkenbein V., Blatter G.* Vortex Dynamics and the Hall Anomaly: A Microscopic Analysis // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3736–3739.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3736>
41. *Aronov A.G., Hikami S., Larkin A.I.* Gauge invariance and transport properties in superconductors above T_c // Phys. Rev. B. 1995. V. 51 P. 3880–3885.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.3880>
42. *Nozières P., Vinen W.F.* The motion of flux lines in type II superconductors // Philos. Mag. A J. Theor. Exp. Appl. Phys. 1966. V. 14. P. 667–688.
<https://doi.org/10.1080/14786436608211964>
43. *Charikova T.B., Shelushinina N.G., Harus G.I., Petukhov D.S., Neverov V.N., Ivanov A.A.* Upper critical field in electron-doped cuprate superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$: Two-gap model // Phys. C Supercond. 2013. V. 488. P. 25–29.
<https://doi.org/10.1016/j.physc.2013.02.010>