

Пространственная характеристика краевого барьера в широких сверхпроводящих пленках

А.Г. Сиваков, О.Г. Турутанов, А.Е. Колинко, А.С. Похила

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: turutanov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 10 ноября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Рассмотрен вопрос разрушения сверхпроводимости током в широких (с шириной, значительно большей глубины проникновения магнитного поля) сверхпроводящих тонких пленках в слабых магнитных полях. Особое внимание уделено роли краевого потенциального барьера (барьера Бина–Ливингстона) в формировании критического состояния и выявлению края, ответственного за это критическое состояние, при различных взаимных ориентациях внешнего перпендикулярного магнитного поля и транспортного тока. Визуализированы критическое и резистивное состояния пленки с помощью пространственно-разрешающего метода низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии (НТЛСМ), что позволило выявить области на краях пленки, определяющие критический ток. На основании этих наблюдений выработана простая методика исследования критического состояния пленки на каждом краю отдельно, а также оценки остаточных магнитных полей в криостате. Предлагаемая методика не требует применения сложной техники НТЛСМ, а лишь записи вольт-амперных характеристик пленки в слабом магнитном поле. Получаемая таким образом информация важна, в частности, для интерпретации экспериментов со сверхпроводящими пленочными однофотонными детекторами оптического излучения.

Розглянуто питання руйнування надпровідності струмом в широких (з шириною, що значно перевищує глибину проникнення магнітного поля) надпровідних тонких плітках в слабких магнітних полях. Особливу увагу приділено ролі краевого потенційного бар'єра (бар'єра Біна–Лівінгстона) у формуванні критичного стану та виявленню краю, який відповідальний за цей критичний стан, при різних взаємних орієнтаціях зовнішнього перпендикулярного магнітного поля і транспортного струму. Візуалізовано критичний та резистивний стани плівки за допомогою просторово-роздільного методу низькотемпературної лазерної скануючої мікроскопії (НТЛСМ), що дозволило виявити області на краях плівки, які визначають критичний струм. На підставі цих спостережень вироблено просту методику дослідження критичного стану плівки на кожному краю окремо, а також оцінки залишкових магнітних полів в криостаті. Пропонована методика не вимагає застосування складної техніки НТЛСМ, а лише запису вольт-амперних характеристик плівки в слабкому магнітному полі. Отримувана таким чином інформація важлива, зокрема, для інтерпретації експериментів з надпровідними плівковими однофотонними детекторами оптичного випромінювання.

PACS: 74.25.Sv Критические токи;
74.78.-w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
07.79.-v Сканирующие зондовые микроскопы и компоненты;
68.37.-d Микроскопия поверхностей, границ раздела и тонких пленок.

Ключевые слова: барьер Бина–Ливингстона, краевой барьер, широкие сверхпроводящие пленки, критический ток, низкотемпературная лазерная сканирующая микроскопия.

1. Введение

Подавление сверхпроводимости, критический ток и резистивное состояние в 1D и 2D сверхпроводниках вызывает интерес теоретиков и экспериментаторов в течение нескольких последних десятилетий. Благодаря усилиям исследователей, эти процессы теперь в значительной мере понятны. Однако в настоящее время наблюдается всплеск интереса к вопросу разрушения сверхпроводимости в промежуточном случае относительно узких пленок в связи с разработкой новых сверхпроводящих приборов однофотонных детекторов (SSPD) [1] оптического и инфракрасного излучения на базе ультратонких (1–10 нм) пленок NbN, MoSi, MoRe и других аналогичных сверхпроводящих материалов с малой (единицы нанометра) длиной когерентности. Ширина нанопроводника в SSPD такова, что их можно отнести не к 1D, а к квази-2D сверхпроводникам. В этих приложениях важно точное понимание локальных механизмов критического тока, влияние ширины и геометрии краев пленки, в том числе неоднородности края, а также слабых (остаточных) магнитных полей. Согласно устоявшимся представлениям, считается, что в 1D проводах разрушение сверхпроводимости происходит благодаря термически активированным [2–4] и созданным транспортным током [5–8] центрам проскальзывания фазы (ЦПФ) параметра порядка, с которыми связывается и дальнейшее развитие резистивного состояния.

В квази-2D сверхпроводящих пленочных системах возникновение резистивности связывается с термически активированными парами вихрь–антивихрь [9–11] в области сверхпроводящего перехода и вхождением абрикосовских вихрей [12] внешнего магнитного поля или поля тока. В случае слабого объемного пиннинга вихрей в пленке можно было бы ожидать малую величину критического тока, однако вхождению вихрей препятствует возникающий на краю пленки потенциальный энергетический барьер (барьер Бина–Ливингстона [13]), который и определяет величину критического тока.

Известно, что в «широких» пленках с неоднородным распределением сверхтока по сечению любые дефекты края — засечки, резкие сужения и даже уширения поперечного сечения — приводят к понижению критического тока. Геометрия края оказывает настолько сильное влияние на критический ток, что было специально введено понятие «геометрический барьер» [14,15]. Эксперименты Glover и Coffey [16] показали, что, с учетом известного неоднородного распределения плотности тока по ширине пленочной полоски, разрушение сверхпроводимости током происходит, когда плотность тока на краю достигает плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау. В работе [17], в рамках теории Гинзбурга–Ландау, был использован унифицированный подход к сверхпроводникам любой ширины, позволяющий находить критическое состояние сверхпроводника путем

поиска наиболее вероятной траектории перехода системы между метастабильными состояниями в конфигурационном пространстве через седловые точки функционала Гинзбурга–Ландау. Вероятность этих переходов определяется высотой энергетического барьера. Поведение сверхпроводника меняется при его ширине $w = 4,4\xi$, которая разграничивает 1D область с решением типа проскальзывания фазы и 2D область с вихревым решением. Тем не менее именно краевой барьер определяет возникновение критического состояния вне зависимости от ширины и размерности сверхпроводника. Более того, было показано [18], что размер и форма дефекта края нелинейно влияет на величину критического тока даже в случае 1D канала с однородным распределением тока и параметра порядка.

Все эти работы объединяет концепция краевого энергетического барьера, определяющего границу устойчивости сверхпроводящего состояния. Ранее [19] мы визуализировали краевой барьер в широких сверхпроводящих пленках олова с помощью методики низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии (НТЛСМ) [20]. В предлагаемой работе мы решили вернуться к вопросу о важной роли краевого барьера, так как зачастую игнорируется тот факт, что критический ток определяется одним из краев сверхпроводника, причем каким именно, обычно неизвестно, а также может определяться величиной слабого остаточного магнитного поля, замороженного в криостате. В частности, это затрудняет понимание механизма детектирования отдельных фотонов в сверхпроводящих пленочных детекторах оптического и инфракрасного излучения. В работе мы покажем с помощью пространственно-разрешающей методики НТЛСМ пространственную картину разрушения сверхпроводимости током в пленках олова, моделирующую процессы в нанопроводниках, используемых в SNSPD. (Визуализировать резистивное состояние в реальных нанопроводах этим методом невозможно из-за принципиальных ограничений пространственного разрешения метода длиной световой волны.) На основании полученных результатов мы предложим простую методику оценки состояния обоих краев, асимметрии краевого барьера и остаточного магнитного поля, захваченного в криостате, включающую запись вольт-амперных характеристик (ВАХ) в слабом магнитном поле. Такая методика общедоступна и не требует наличия довольно сложной установки НТЛСМ.

2. Экспериментальная методика, результаты и обсуждение

Образцами в нашем эксперименте служили тонкие (30–50 нм) пленки олова, сформированные различными способами (скрайбирование, лазерная резка, электронная литография) в виде полосок шириной 20–100 мкм с потенциальными отводами и расширяющимися токоподводами. Большие длина когерентности и глубина

проникновения магнитного поля в пленках олова по сравнению с соответствующими параметрами сверхпроводящих соединений типа NbN, MoSi, MoRe позволили моделировать ситуацию с разрушением сверхпроводимости током в последних при значительно больших ширинах полоски, чем в оригинальных нанопроводниках указанных материалов. Это дало возможность использовать НТЛСМ с пространственной разрешающей способностью порядка микрометра для визуализации процесса возникновения критического состояния и перехода пленок в резистивное состояние. Сущность метода НТЛСМ и его возможности для исследования локальных критических токов и визуализации резистивного состояния широких пленок подробно описано в обзоре [20]. Напомним, что откликом образца в этом методе служит изменение напряжения δV на концах образца в резистивном состоянии или при переходе пленки из сверхпроводящего в резистивное состояние, возникающее вследствие подавления сверхпроводимости в облучаемой световым зондом точке при заданном транспортном токе. Как правило, интенсивность луча модулируется с частотой 1–100 кГц, а переменное напряжение отклика δV усиливается и детектируется синхросигналом (lock-in). Амплитуда отклика визуализируется путем представления его пространственного распределения в плоскости пленки в виде 3D-профиля, полутоновой карты или кривых зависимости от поперечной координаты в отдельных сечениях. Отметим, что для широкой пленки величина отклика отдельного поперечного сечения в зависимости от продольной координаты (направления течения транспортного тока) обратно пропорционально величине локального сверхпроводящего тока в этом сечении. Кроме того, амплитуда отклика поперек образца (т.е. распределение отклика по сечению) пропорциональна локальной плотности критического тока [21].

Запись вольт-амперных характеристик $V(I)$ и зависимостей критических токов от магнитного поля $I_c(H)$ производилась в автоматизированной установке под управлением ПК. Для определения зависимостей критического тока от внешних параметров записывалось семейство ВАХ, а величина критического тока фиксировалась программно по появлению малого заданного напряжения в процессе автоматической записи ВАХ или при последующем их просмотре.

Рассмотрим сценарий разрушения сверхпроводимости током в широких пленочных полосках, ширина которых w превышает как температурно-зависящую длину когерентности $\xi(T)$, так и глубину проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ (точнее, величину $\lambda_{\perp}(T) = 2\lambda^2(T)/d$, где d — толщина пленки), в отсутствие внешнего магнитного поля. Такая большая ширина предполагает вихревой механизм резистивности. Мы хотим обратить здесь особое внимание на роль краевого барьера в формировании критического, а далее и резистивного состояния.

Одной из первых работ, объясняющих основные особенности разрушения сверхпроводимости током и развитие резистивного состояния вплоть до тока срыва на ВАХ, была теория Асламазова и Лемпицкого [22] на основе анализа условий возникновения неустойчивости мейснеровского состояния под влиянием бесконечно малого возмущения параметра порядка и вектор-потенциала, приводящая к подавлению краевого барьера и проникновению в пленку вихрей в рамках приближения теории Гинзбурга–Ландау. В этой модели полное подавление барьера Бина–Ливингстона происходит тогда, когда плотность тока на краю достигает плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау, при этом критическая неустойчивость имеет пространственную периодичность вдоль края пленки. С момента достижения критического тока и подавления барьера строчки («шеренги») вихрей различных знаков входят в пленку с противоположных краев и движутся навстречу друг другу, аннигилируя на центральной линии. Вихри дают вклад в плотность тока, которая имеет максимум на центральной линии пленочной полоски, а величина максимума, как показывают численные расчеты [23] для умеренно широких пленок, растет линейно с увеличением транспортного тока, пока не достигнет плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау. При этом токе возникает неустойчивость стационарного течения вихрей, выражающаяся в точке срыва на ВАХ. Альтернативное объяснение точки срыва дает теория [24], которая учитывает нелинейность динамики вихрей (уменьшение вязкости при движениях вихрей с увеличением их скорости). Дальнейшую эволюцию резистивного состояния обе теории не рассматривают, неявно полагая, что далее следует переход в нормальное состояние.

Эксперимент [25] показал, что при достаточно хорошем теплоотводе при больших токах, соответствующих точке срыва в теориях [22,24], происходит переход в другое резистивное состояние, названное линиями проскальзывания фазы (ЛПФ), которое является обобщением понятия центров проскальзывания фазы в узких сверхпроводящих каналах. В этой работе резистивное состояние с ЛПФ не обсуждается. Мы сосредоточимся на анализе возникновения критического состояния под действием транспортного тока и магнитного поля и его пространственной локализации.

На рис. 1(а) и (б) приведены трехмерные карты резистивного НТЛСМ отклика токонесящей сверхпроводящей пленки олова толщиной 30 нм, осажденной в вакууме на подложку кристаллического кварца, при двух характерных значениях транспортного тока, а на рис. 1(в) — конфигурация образца. Там же указаны размеры области сканирования (рабочая часть пленки с однородным поперечным сечением). Расширяющиеся токоподводы в область сканирования не входят. На рис. 1(г) и (д) показаны соответствующие зависимости отклика от поперечной координаты в

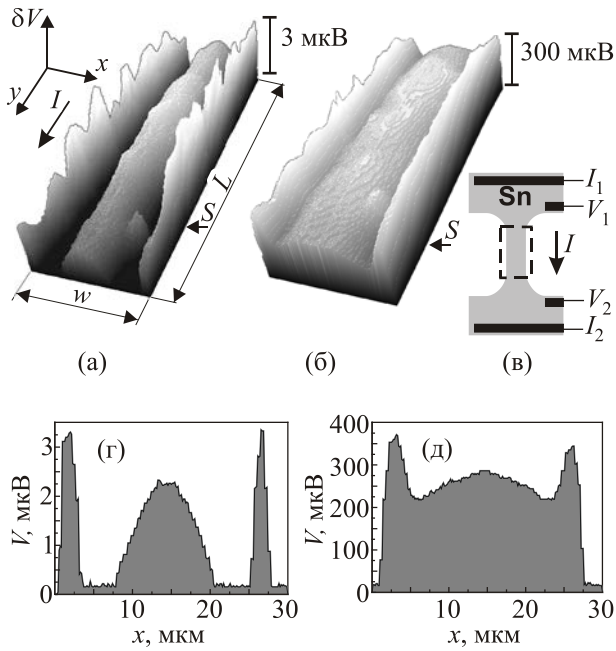


Рис. 1. Визуализация резистивного состояния широкой сверхпроводящей пленки олова в нулевом магнитном поле с помощью НТЛСМ. Трехмерная карта вольтового отклика δV («горный ландшафт») прямоугольной рабочей части образца при транспортном токе (а) $I \approx I_c, I > I_c$ и (б) $I \gg I_c$. Ширина области сканирования $w = 30$ мкм, длина $L = 100$ мкм. Стрелками показаны направление транспортного тока (I) и выбранные сечения (S) для построения (г), (д) одномерных распределений отклика поперек пленки. Показана (в) конфигурация пленочного образца с токовыми и потенциальными отводами, штриховой линией ограничена область сканирования.

одном из сечений образца, обозначенного стрелкой и буквой S на рис. 1(а) и (б) соответственно.

При транспортном токе, слегка превышающем критический ($I \approx I_c, I > I_c$), вдоль пленки наблюдается почти периодическое изменение амплитуды НТЛСМ отклика (рис. 1(а)), обратно пропорциональной плотности критического тока сечения, что отражает периодическое изменение краевого барьера. Максимумы отклика соответствуют местам с подавленным барьером, т.е. точкам вхождения вихрей. В то же время распределение сверхтока поперек пленки демонстрирует три максимума, два на краях и один в центре (рис. 1(г)). (Напомним, что в поперечном направлении отклик пропорционален локальной плотности сверхтока.)

При увеличении транспортного тока распределение локальной плотности сверхтока по сечению становится все более однородным (рис. 1(б) и (д)), приближаясь к плотности тока распаривания (заметим, что масштабы отклика по напряжению для двух приведенных карт отклика (а) и (б) отличаются в 100 раз вследствие роста дифференциального сопротивления на ВАХ перед точкой срыва в состояние с ЛПФ).

Такая картина является экспериментальным подтверждением выводов теории [22], расчетов [23] и находится в полном соответствии с описанным выше сценарием. Благодаря хорошему качеству краев электронолитографированной пленки (отсутствию острых неровностей) и малой величине остаточного магнитного поля в криостате, барьеры на обоих краях почти одинаковы.

В отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) описанная выше картина аксиально-симметрична при одинаковых краевых барьерах, а магнитные поля тока на краях H_{IL} и H_{IR} равны по величине и противоположны по знаку, $H_{IL} = -H_{IR}$. Приложение внешнего магнитного поля H нарушает симметрию барьеров. На рис. 2(а)–(в) показаны результаты визуализации потенциального барьера в широкой токонесущей пленке без поля и в присутствии внешнего перпендикулярного магнитного поля различного знака. На рис. 2(г)–(е) приведены соответствующие зависимости отклика от поперечной координаты в одном из сечений образца, отмеченного стрелкой и буквой S на рис. 2(а)–(в).

При $H = 0$ и предкритическом значении транспортного тока I ($I \approx I_c, I < I_c$) переход в резистивное со-

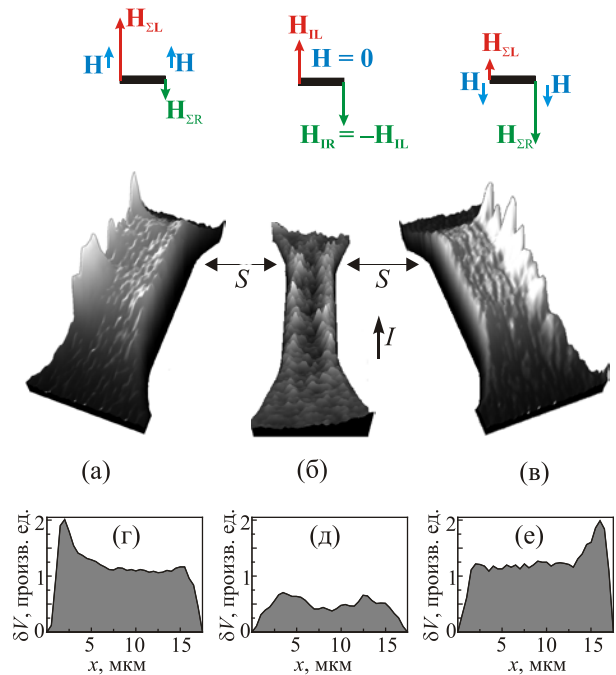


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Влияние внешнего магнитного поля на распределение плотности сверхпроводящего тока и высоту краевого барьера. Трехмерная НТЛСМ карта вольтового отклика δV сверхпроводящей пленки олова в предкритическом состоянии ($I \approx I_c (H = 0), I < I_c (H = 0)$) во внешнем перпендикулярном магнитном поле H с индукцией, мТл: $-0,06$ (а), 0 (б) и $+0,06$ (в). Стрелками показаны направление транспортного тока (I) и выбранные сечения (S) для построения (г)–(е) одномерных распределений отклика поперек пленки. На вставке сверху — схема сложения внешнего поля H и поля тока H_I на левом (L) и правом (R) краях образца.

стояние происходит локально только под действием лазерного зонда, и наблюдается мейснеровское предкритическое состояние — локальная плотность тока практически симметрично повышена на обоих краях пленки (рис. 2(б) и (д), см. также пояснения к предыдущему рисунку о связи отклика и плотности тока). Магнитные поля тока на краях пленки H_{IL} и H_{IR} одинаковы по величине и противоположны по направлению (вставка над картами отклика, рис. 2). При приложении внешнего поля $H \neq 0$ оно складывается алгебраически с полем тока $H_{I(L/R)}$ на левом (L) и правом (R) крае, $H_{\Sigma(L/R)} = H_{I(L/R)} + H$ (вставка на рис. 2, случай $|H| < |H_I|$). Это приводит к существенному перераспределению плотности тока по сечению (рис. 2(г), (е)) и асимметричному изменению высоты барьера на краях в противоположных направлениях (рис. 2(а), (в)).

В такой несимметричной ситуации вихри начинают входить только с одного края и выходить на другом, при этом дополнительный максимум плотности тока внутри пленки отсутствует. Критическое состояние возникает на том крае, где в результате сложения внешнего поля и поля тока барьер становится ниже, а плотность сверхтока выше, чем на противоположном крае, на чем мы подробнее остановимся ниже. Таким образом, при неизменном транспортном токе приложение внешнего магнитного поля того или другого знака приводит к изменению пространственной локализации критического состояния в зависимости от взаимного направления внешнего поля и поля тока.

Характерные величины магнитных полей, вызывающих принципиальное изменение критического поведения пленки, сравнимы с величиной магнитного поля Земли. Даже для относительно узкой пленки шириной 1 мкм транспортный ток 1 мА создает на краю индукцию поля 0,06 мТл (соответствует напряженности поля 0,6 Э), равное земному. (Для оценки поля тока на краю пленочной полоски существует простая практическая внесистемная формула $H_{I\ edge}[\text{Э}] = 0,2\pi I[\text{мА}]/w[\text{мкм}]$, которую можно получить из более строгого выражения, записанного в системных единицах [26].) Поля такой величины вполне могут захватываться деталями конструкции криостата, если магнитное экранирование отсутствует или недостаточно. Степень экранирования может ухудшаться, например, из-за наличия оптических окон в криостатах. Кроме того, такие поля могут создаваться неудачно расположенными питающими проводами.

Это позволяет еще раз напомнить о необходимости тщательного магнитного экранирования криостата при резистивных исследованиях и практических применениях относительно широких (десятки λ_{\perp}) сверхпроводящих пленок.

Так как критический ток имеет пространственную локализацию, то для ряда задач, в которых важно знать, где именно возникает критическое состояние, недостаточно

измерять критический ток I_c и его зависимость от перпендикулярного магнитного поля $I_c(H)$ при одном произвольном направлении тока и одном направлении приложенного магнитного поля H . Ниже мы покажем, какую информацию можно извлечь, получив зависимости $I_c(H)$ для всех комбинаций направлений поля и тока.

В дальнейшем изложении мы будем различать ситуации с различными взаимными направлениями поля и тока, введя для кривых $I_c(H)$ обозначения I_+H_+ , I_+H_- , I_-H_+ , I_-H_- . Одинаковые знаки поля и тока означают, что направления внешнего поля и поля тока совпадают на более «слабом» крае.

На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости критического тока широкой оловянной пленки от перпендикулярного магнитного поля $I_c(H)$ для двух направлений транспортного тока I и поля H . Все кривые совпадают и имеют максимум в нулевом магнитном поле $H = 0$.

НТЛСМ карты отклика пленки (вставка) показывают, что, в зависимости от знака магнитного поля при фиксированной величине и направлении тока, критическое состояние возникает на одном либо другом крае образца, хотя измеренный критический ток при этом не меняется. Такая же картина наблюдается, если фиксировать величину и направление поля, а менять знак транспортного тока. Полная симметрия по отношению к изменению направлений поля и тока означает идентичность обоих краевых барьеров.

Такой случай скорее исключение, чем правило, так как достичь полной идентичности краев барьеров с технологической точки зрения сложно. Тем не менее

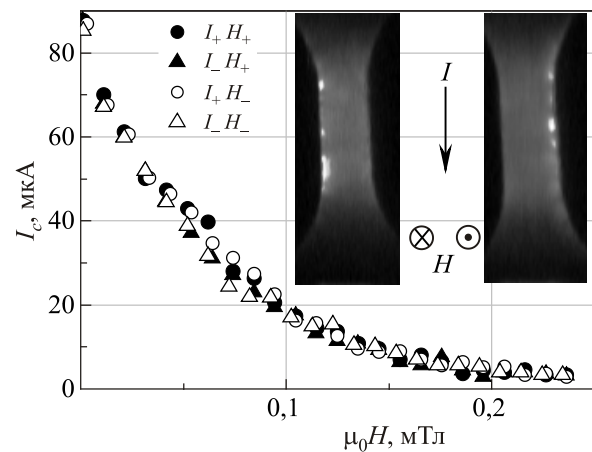


Рис. 3. Зависимость критического тока от магнитного поля для пленки с симметричными краевыми барьерами. Плотность экспериментальных точек на графике понижена в 2 раза для лучшей различимости. В легенде обозначены взаимные направления поля и тока (обозначения объяснены в тексте). На вставке — НТЛСМ карты отклика пленки для двух противоположных направлений приложенного магнитного поля H при неизменном транспортном токе.

исследуемая пленка, сформированная с помощью электронной литографии, имела достаточно хорошее качество краев, чтобы обеспечить равенство потенциальных краевых барьеров.

В более распространенном случае краевые барьеры различаются вследствие неоднородности толщины, структуры, геометрии края и т.п. Причины неравенства барьеров здесь не важны и не рассматриваются. Однако заметим, что критический ток пленки в вихревом механизме резистивности всегда определяется краем с более низким барьером. Этот случай иллюстрирует рис. 4.

Для положительного направления транспортного тока (экспериментальные точки I_c обозначены кружками) приложение внешнего магнитного поля H в направлении, совпадающем с полем тока H_I на более «слабом» крае (ситуация, которую мы обозначили как I_+H_+), подавляет барьер на этом крае, что приводит к падению критического тока (часть кривой с залитыми кружками на рис. 4(a)). В то же время на противоположном крае поля вычитаются, а барьер растет до тех пор, пока внешнее поле не скомпенсирует поле тока.

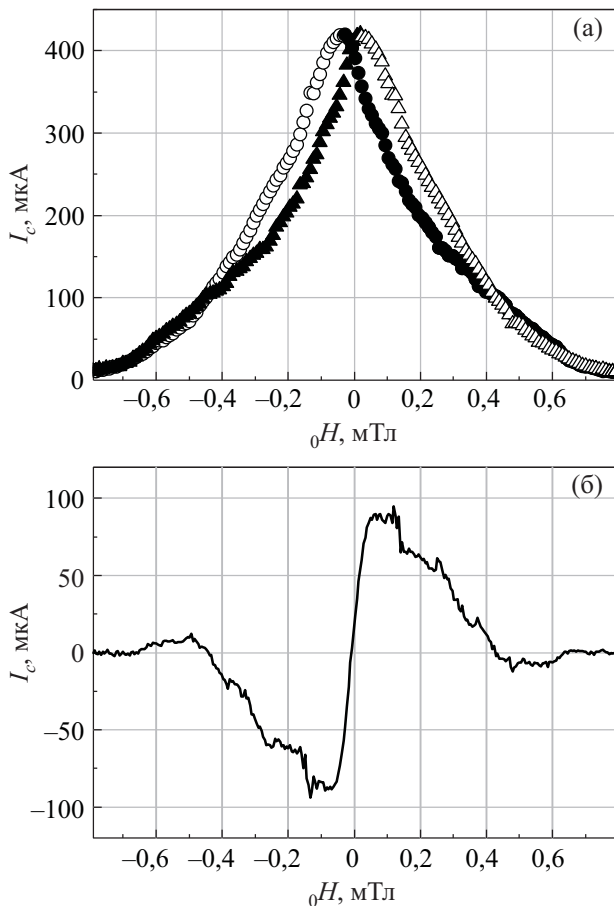


Рис. 4. Зависимость (а) критического тока I_c и (б) разности критических токов от магнитного поля H для пленки с асимметричными барьерами при различных направлениях транспортного тока I . Плотность экспериментальных точек на графике понижена в 2 раза для лучшей различимости.

При увеличении поля H в другом направлении (случай I_+H_-) оно компенсирует поле тока H_I , происходит повышение более низкого барьера для вхождения вихрей, а критический ток пленки растет. На другом крае поля складываются, барьер вхождению антивихрей уменьшается. Критический ток образца растет, достигая максимума в поле, при котором барьеры становятся одинаковыми. При дальнейшем увеличении поля барьеры перекашиваются в другую сторону, и другой край становится «слабым» и ответственным за величину критического тока, который начинает уменьшаться (часть кривой, обозначенной пустыми кружками).

Те же рассуждения справедливы для противоположного направления тока (случаи I_-H_- и I_+H_-), при этом направление приложенного поля также следует изменить. В результате для отрицательного направления транспортного тока получим кривую $I_c(H)$, зеркально симметричную относительно оси $H=0$ (кривая с экспериментальными точками, обозначенными треугольниками). На рис. 4(б) показана разность критических токов, измеренных при противоположных направлениях транспортного тока, характеризующая асимметрию барьеров. Как видно, кривая $\Delta I_c(H)$ полностью симметрична относительно центра $I=0$, $H=0$, вплоть до мельчайших деталей. Тонкая структура $\Delta I_c(H)$ может служить инструментом изучения особенностей физического механизма формирования критического тока. Симметрия кривых $I_c(H)$ и $\Delta I_c(H)$ относительно $H=0$ говорит об отсутствии остаточного (захваченного) поля H_{res} , а симметрия $\Delta I_c(H)$ относительно $I=0$ свидетельствует о независимости высот барьеров от направления магнитного поля, а лишь от его абсолютной величины.

При больших полях, в которых барьер исчезает, критический ток определяется не краевым барьером, а объемным пиннингом вихрей, который не зависит от направления тока и поля, поэтому при больших приложенных полях кривые сливаются (рис. 4(a)), т.е. $\Delta I_c = 0$ (рис. 4(б)).

Таким образом, для асимметричного барьера мы можем определить зависимость $I_c(H)$ для каждого барьера в отдельности.

Еще одним фактором, влияющим на экспериментально измеренные зависимости $I_c(H)$ и который отсутствовал в наших экспериментах, является остаточное поле H_{res} , захваченное в криостате. Оно приводит к сдвигу всех кривых $I_c(H)$ на величину $-H_{res}$.

Все возможные экспериментальные ситуации схематически изображены на рис. 5(a)–(г).

В верхнем ряду на рис. 5(a)–(г) зависимости $I_c(H)$ для наглядности показаны в четырех квадрантах, для двух направлений транспортного тока и приложенного перпендикулярного магнитного поля. Кривые, относящиеся к одному определенному (левому или правому) краю, условно обозначены буквами L и R. Картинки в

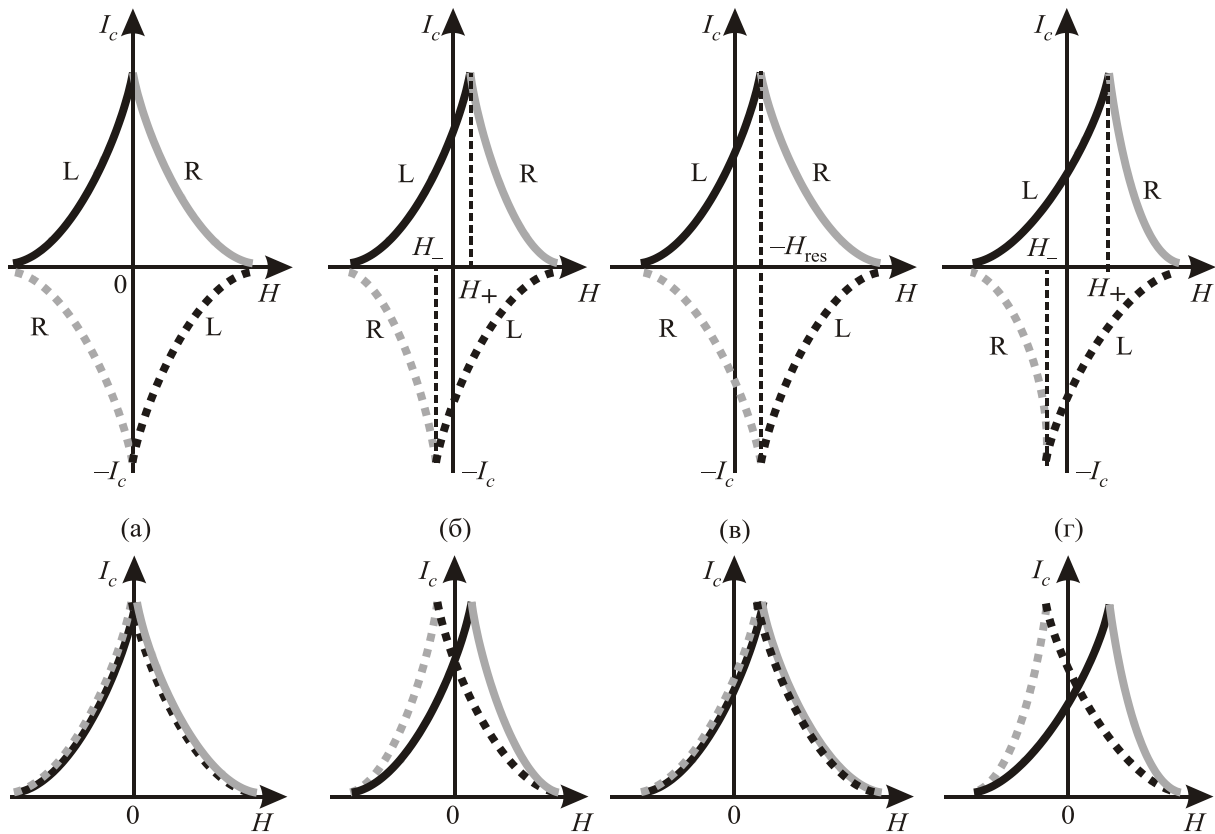


Рис. 5. Схема влияния симметрии краевых барьеров и захваченного (остаточного) магнитного поля H_{res} на зависимость критического тока I_c широкой сверхпроводящей пленки от внешнего магнитного поля H при различных направлениях транспортного тока I и поля H : (а) симметричные барьеры, $H_{\text{res}} = 0$, (б) асимметричные барьеры, $H_{\text{res}} = 0$, (в) симметричные барьеры, $H_{\text{res}} \neq 0$, (г) асимметричные барьеры, $H_{\text{res}} \neq 0$. H_- и H_+ — значения приложенного поля H , соответствующие максимумам $I_c(H)$. Кривые, относящиеся к одному определенному (левому или правому) краю, условно обозначены буквами L и R.

нижнем ряду соответствуют верхним, но кривые, как это обычно принято в эксперименте, сведены в положительную полуплоскость (критический ток I_c — положительная величина). На них лучше видно, как меняется в разных случаях зависимость $I_c(H)$ при изменении направления измерительного транспортного тока (за направлением которого часто в эксперименте не следят).

Рисунок 5(а) иллюстрирует тривиальный случай, когда края одинаковы, высоты краевых барьеров в нулевом поле равны, а дополнительное остаточное поле отсутствует. В условиях такой симметрии зависимость $I_c(H)$ не зависит от направлений тока и внешнего приложенного поля. Экспериментальный пример такой ситуации мы показывали выше на рис. 3.

Случай с исходно асимметричными барьерами в отсутствие захваченного магнитного поля (рис. 5(б)) был подробно рассмотрен нами выше при объяснении экспериментальных зависимостей на рис. 4. Максимумы $I_c(H)$ для разных полярностей транспортного тока должны наблюдаться при различных ненулевых значениях поля (H_- и H_+), причем $H_- = -H_+$, так как $H_{\text{res}} = 0$. Чем больше асимметрия барьеров, тем больше абсолютная величина смещения максимумов по

полю $|H_+| = |H_-|$. Семейство кривых $I_c(H)$ оказывает симметричным относительно центра координат.

Если в криостате есть остаточное магнитное поле $H_{\text{res}} \neq 0$, то для пленки оно является таким же внешним полем, как и явно приложенное поле H , поэтому все кривые сдвигаются по оси H на величину $-H_{\text{res}}$. В случае исходно равных барьеров максимум $I_c(H)$ для обоих направлений транспортного тока приходится на это же значение поля, $H = -H_{\text{res}}$ (рис. 5(в)). Измеренный критический ток не зависит от направления транспортного тока, но будет различным для противоположных направлений приложенного магнитного поля. Графически это выражается в том, что семейство кривых $I_c(H)$ симметрично относительно оси H .

На рис. 5(г) показана самая общая ситуация, которая является комбинацией вариантов (б) и (в), т.е. имеется замороженное магнитное поле $H_{\text{res}} \neq 0$, а барьеры исходно различны. Максимумы зависимости $I_c(H)$ для противоположных направлений тока будут наблюдаться при различных значениях поля H_- и H_+ , но теперь $|H_+| \neq |H_-|$. Их алгебраическая полусумма определяет остаточное поле в криостате, $H_{\text{res}} = -(H_- + H_+)/2$, а разность $(H_+ - H_-)$ характеризует асимметрию барьеров. В эксперименте в таком случае будут получаться

четыре различные кривые $I_c(H)$ при перемене знаков поля и тока и, соответственно, четыре различных значения критического тока при любом произвольном фиксированном поле H .

Ко всем этим схемам следует заметить, что при различных значениях поля H пространственная локализация критического состояния может меняться, но максимальный критический ток пленки на всех зависимостях $I_c(H)$ одинаков при любых комбинациях направлений поля и тока и определяется самым «слабым» местом, расположенным на одном, определенном, крае пленки.

Мы подробно остановились на разборе этих четырех вариантов, поскольку они, вместе с результатами визуализации критического и резистивного состояния широких пленок с помощью НТЛСМ, позволили разработать простую, общедоступную, методику анализа критического тока пленки. Эта методика более не требует применения достаточно сложной пространственно-разрешающей техники НТЛСМ и позволяет по семейству ВАХ в слабом магнитном поле H получить информацию о состоянии каждого из двух краевых барьеров в исследуемых образцах и определяемых ими критических токах, а также установить величину остаточного поля в криостате. Такая информация поможет избежать ошибочной трактовки экспериментальных данных по измерению критического тока широких пленок.

Высота краевого барьера влияет не только на величину критического тока, но и на последующее резистивное состояние, вплоть до точки срыва, смещая по току резистивные участки ВАХ.

На рис. 6 приведены ВАХ пленки с искусственно заданным асимметричным барьером (на одном из краев была сделана небольшая засечка), снятые при различных взаимных ориентациях внешнего магнитного поля и транспортного тока. Так же, как и зависимости $I_c(H)$ в этом случае, ВАХ группируются попарно (сравни с рис. 5(б)). Как было показано выше, критическое состояние возникает на «слабом» краю, на котором складываются поле тока и внешнее поле. Видно, что, благодаря разным критическим токам, ВАХ смещаются по току. Соответственно, численно изменяется значение тока, при котором наблюдаются точки срыва в состояние с ЛПФ. Таким образом, ток срыва определяется вихревым механизмом [24], а не достижением тока распаривания, равномерно распределенного по сечению [22].

При понижении температуры видимый резистивный участок на ВАХ, соответствующий течению вихрей, исчезает, переход в состояние с ЛПФ становится срывным (рис. 7). Однако срывной характер ВАХ не означает то, что критический ток перестает быть связанным с проникновением вихрей в пленку. Два различных значения критического тока пленки при раз-

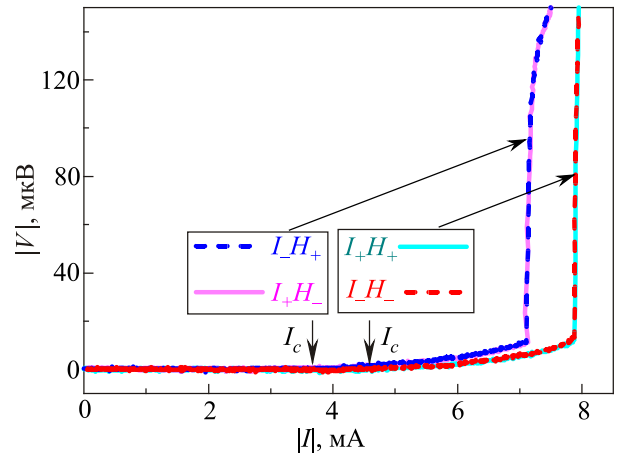


Рис. 6. (Онлайн в цвете) ВАХ широкой пленки с асимметричными краевыми барьерами для различных направлений транспортного тока и магнитного поля с индукцией $\pm 0,05$ мТл.

личных ориентациях транспортного тока и внешнего магнитного поля и попарное совпадение значений критического тока I_c для кривых I_+H_+ и I_-H_- , I_+H_- и I_-H_+ показывает, что разрушение сверхпроводимости происходит на одном из краев, а пространственную локализацию критического состояния можно изменить магнитным полем. Это означает, что и в этом случае вихревой механизм ответственен за возникновение критического тока и резистивности, с тем различием, что входящий в пленку вихрь сразу начинает двигаться со скоростью, превышающей скорость неустойчивости Ларкина–Овчинникова [24].

3. Заключение

Использование пространственно-разрешающего метода низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии позволило визуализировать критическое и

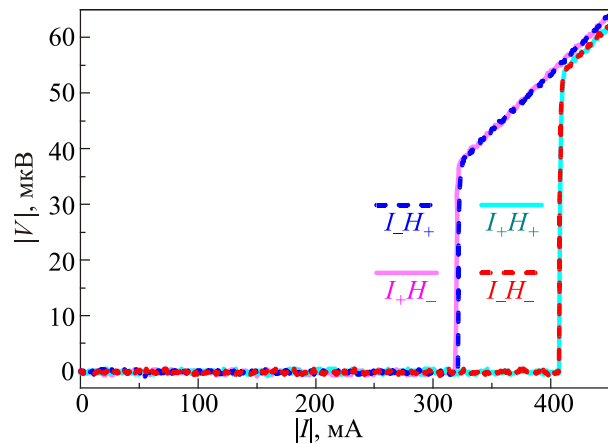


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Срывные ВАХ широкой пленки с асимметричными краевыми барьерами для различных направлений транспортного тока и магнитного поля с индукцией $\pm 0,06$ мТл.

резистивное состояние в широких пленках олова и показать, что критическое состояние локализовано на краю пленки, причем критический ток определяется минимальным из краевых барьеров. Приложение внешнего магнитного поля, меняя высоту краевых барьеров, может менять локализацию критического состояния с одного края на другой. Если края отличаются по своим сверхпроводящим и геометрическим характеристикам, зависимости критического тока от приложенного магнитного поля для одного и другого края также могут отличаться. Также важно знать в ряде практических применений (например, сверхпроводящие пленочные однофотонные детекторы оптического излучения), каким именно краем определяется критический ток. Так как сверхпроводники типа NbN, MoSi, MoRe имеют очень малые длины когерентности, они являются «широкими» даже при ширине микрометр и десятые микрометра, и можно считать, что результаты, полученные на оловянных пленках, моделируют поведение пленочных полосок этих сверхпроводников, используемых в однофотонных детекторах. Кроме того, из приведенных результатов следует, что при измерении критических токов в малых полях необходимо обращать внимание на направление транспортного тока и внешнего перпендикулярного магнитного поля, и иметь возможность их менять в эксперименте.

На основе полученных карт НТЛСМ отклика и анализа ВАХ пленочных образцов олова в магнитном поле в работе предложен простой метод характеристики асимметрии краевого барьера и изучения каждого барьера в отдельности. Кроме того, этот метод позволяет определять остаточные («замороженные») магнитные поля в криостате. Предлагаемая методика не требует применения НТЛСМ и включает в себя запись четырех ВАХ, соответствующих комбинациям двух направлений транспортного тока и двух противоположных направлений перпендикулярного магнитного поля.

Предложенный в работе подход позволяет менять пространственную локализацию зонной чувствительности сверхпроводящих детекторов электромагнитного излучения и может быть полезен в изучении различных механизмов, связанных с конкретным краем.

1. С.М Natarajan, M.G Tanner, and R.H. Hadfield, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 063001 (2012).
2. W.A. Little, *Phys. Rev.* **156**, 396 (1967).
3. J.S. Langer and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **164**, 498 (1967).
4. D.E. McCumber and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **1**, 1054 (1970).
5. W.J. Scocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
6. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984) [*Sov. Phys. Usp.* **27**, 206 (1984)].
7. B.I. Ivlev and N.B. Kopnin, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 453 (1981).

8. R. Tidecks and G. von Minnigerode, *Phys. Status Solidi A* **52**, 421 (1979).
9. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
10. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970) [*Sov. Phys. JETP* **32**, 493 (1971)].
11. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 610 (1972)].
12. А.А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **5**, 1174 (1957)].
13. C.P. Bean and J.D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
14. E.H. Brandt, *Physica C* **332**, 99 (2000).
15. J.R. Clem and K.K. Berggren, *Phys. Rev. B* **84**, 174510 (2011).
16. R.E. Glover and H.T. Coffey, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 299 (1964).
17. Ch. Qiu and T. Qian, *Phys. Rev. B* **77**, 174517 (2008).
18. C. Qiu, T. Qian, and W. Ren, *Phys. Rev. B* **77**, 104516 (2008).
19. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
20. A.P. Zhuravel, A.G. Sivakov, O.G. Turutanov, A.N. Omelyanchouk, S.M. Anlage, A.V. Lukashenko, A.V. Ustinov, and D. Abraimov, *ФНТ* **32**, 775 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 592 (2006)].
21. R. Gross and D. Koelle, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 651 (1994).
22. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **57**, 1291 (1983)].
23. E.V. Bezuglyi, *ФНТ* **41**, 773 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 602 (2015)].
24. А.И. Ларкин, Ю.И. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 651 (1972)].
25. В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, Л.Е. Мусиенко, А.Г. Сиваков, *ФНТ* **7**, 383 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 188 (1981)].
26. Дж. Бремер, *Сверхпроводящие устройства*, Мир, Москва (1964) [J.W. Bremer, *Superconducting Devices*, McGraw-Hill, New York (1962)].

Spatial characterization of the edge barrier in wide superconducting thin films

A.G. Sivakov, O.G. Turutanov, A.E. Kolinko, and A.S. Pokhila

The paper discusses the issue of current-induced destruction of superconductivity in wide (whose width is much larger than the magnetic penetration depth) superconductive thin films in weak magnetic fields. We focus especially on the role of the edge potential barrier (Bean–Livingston barrier) and determination of the edge which is responsible for the critical state, at various mutual orientations of external normal magnetic field and transport current. Critical and resistive states of the thin film edge are visualized with the spatially-resolved technique of low-temperature laser scanning microscopy (LTLSM) that reveals the near-

edge regions determining the critical current. A simple method based on these observations is elaborated to explore critical state at each edge of the thin film separately, and to estimate residual magnetic field in the cryostat. The proposed method requires no complicated LTLSM technique but only recording voltage-current characteristics in weak magnetic field. The information being obtained in such a way is important particularly to treat experiments with superconductive thin-film single-photon detectors of optical irradiation.

PACS: 74.25.Sv Critical currents;
74.78.-w Superconducting films and low-dimensional structures;
07.79.-v Scanning probe microscopes and components;
68.37.-d Microscopy of surfaces, interfaces, and thin films.

Keywords: Bean–Livingston barrier, edge barrier, wide superconducting thin films, critical current, low-temperature laser scanning microscopy.