

Письма редактору

Взаимная конверсия синглетного и триплетного упорядочений в контактах синглетного сверхпроводника с ферромагнитным никелем

Э.М. Руденко¹, А.А. Краковный¹, И.В. Короташ¹, М.А. Белоголовский^{1,2}

¹*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев-142, 03680, Украина
E-mail: emrudenko@ukr.net;
korotash@imp.kiev.ua*

²*Донецкий национальный университет им. Василя Стуса
ул. 600-летия, 21, г. Винница, 21021, Украина*

Статья поступила в редакцию 11 июля 2017 г., опубликована онлайн 25 октября 2017 г.

Исследована зависимость плотности квазичастичных состояний пленки свинца, традиционного сверхпроводника с синглетным по спину спариванием электронов, от толщины наноразмерного слоя ферромагнитного никеля, который находится в непосредственном контакте со свинцом (обратный эффект близости). Обнаружено, что глубина проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнитный никель имеет тот же порядок величины, что и в контактах свинца с нормальным металлом. Такое поведение можно объяснить возникновением на интерфейсе неоднородного обменного поля, которое приводит к эффективной конверсии спин-синглетных (быстро затухающих в ферромагнетике) куперовских пар в спин-триплетные пары, устойчивые по отношению к обменному взаимодействию.

Досліджено залежність щільності квазічастинкових станів півки свинцю, традиційного надпровідника з синглетним за спіном спаруванням електронів, від товщини нанорозмірного шару феромагнітного нікелю, який знаходиться у безпосередньому контакті зі свинцем (зворотній ефект близькості). Виявлено, що глибина проникнення надпровідних кореляцій у феромагнітний нікель має той же порядок величини, що і в контактах свинцю з нормальним металом. Таку поведінку можна пояснити виникненням на інтерфейсі неоднорідного обмінного поля, яке призводить до ефективної конверсії спин-синглетних (що швидко згасають у феромагнетикі) куперівських пар у спин-триплетні пари, стійкі по відношенню до обмінної взаємодії.

PACS: **74.78.-w** Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
75.50.Cc Другие ферромагнитные металлы и сплавы;
74.45.+c Эффекты близости; андреевское отражение;
74.55.+v Туннельные явления: одночастичное туннелирование и СТМ.

Ключевые слова: мезоскопические сверхпроводники, наноразмерные ферромагнитные пленки, туннелирование, эффект близости, спин-триплетное упорядочение.

Традиционная s -волновая сверхпроводимость, предполагающая наличие куперовских пар электронов с противоположно направленными спинами, и ферромагнитное упорядочение с коллинеарными электронными спинами взаимно исключают друг друга, поэтому их реализация в одном объеме представляет собой сложную задачу. Однако в слоистых структурах, образован-

ных пленками сверхпроводящего (S) и ферромагнитного (FM) металлов, две антагонистические электронные фазы разъединены в пространстве и взаимодействуют лишь в окрестности FM/S интерфейса. Результатом этого взаимодействия является, в частности, образование вблизи FM/S границы новых необычных состояний, обусловленных сосуществованием зонного магне-

тизма и сверхпроводимости, проникновение сверхпроводящих корреляций в нормальную часть системы на глубину ξ (эффект близости) и заметное подавление основных параметров сверхпроводящего слоя, таких как критическая температура T_c и величина энергетической щели Δ (обратный эффект близости). В чистом (баллистическом) пределе $\xi \sim \hbar v_F / \tilde{\epsilon}$, где v_F — фермиевская скорость, $\tilde{\epsilon}$ — характерная энергия процесса разрушения сверхпроводящих корреляций в нормальной (N) обкладке контакта [1]. В немагнитном N металле энергия $\tilde{\epsilon}$ обусловлена температурой эксперимента T и, соответственно, $\xi_N = \hbar v_F / (2\pi k_B T)$. В ферромагнитном металле распаривание электронных состояний возникает из-за наличия обменного поля E_{ex} , что приводит к быстрому затуханию волновой функции на длинах порядка $\xi_{FM} = \hbar v_F / (2E_{ex})$ [1–3]. В «грязных» N и FM металлах, где длина свободного пробега l мала по сравнению с $\xi_{N,FM}$, сверхпроводящие корреляции исчезают на расстояниях $\xi_N = \sqrt{\hbar D / (2\pi k_B T)}$ и $\xi_{FM} = \sqrt{\hbar D / (2E_{ex})}$, здесь $D = v_F l / 3$ — коэффициент диффузии [1–3]. Влияние обратного эффекта близости на сверхпроводник наблюдается на расстояниях порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_S .

В окрестности N/S границы происходит конверсия нормального квазичастичного тока в сверхтекучий ток куперовских пар в результате андреевского отражения электронного возбуждения в дырочное [1]. При этом сверхпроводящие корреляции проникают в обычный нормальный металл на глубину ξ_N порядка десятков нанометров и более, в то время как масштаб затухания в типичных FM слоях, согласно приведенным выше формулам, должен быть несколько нанометров и даже меньше. Однако, как оказалось, этот вывод противоречит данным целого ряда экспериментов, которые были выполнены на гетероструктурах, образованных S и FM слоями (см. обзоры [4–6]). Было установлено, что в некоторых случаях глубина проникновения сверхпроводящих корреляций в FM пленку ξ_{FM} может достигать сотен нм, т.е. быть того же порядка, что и ξ_N , а иногда и больше. Чтобы объяснить это расхождение между теорией и экспериментом, было высказано предположение о возможности конверсии на FM/S границе синглетных куперовских пар в триплетные, образованные электронами с коллинеарными спинами [7]. Последние не разрушаются обменным полем, поэтому в таком случае основным распаривающим фактором, как и в N/S структуре, будет температура. В частности, это означает, что сверхпроводящие триплетные корреляции должны проникать в FM пленку на такие же расстояния, что и синглетные в обычный N слой [1]. Такой «гигантский» эффект близости позволяет объяснить наблюдение эффекта Джозефсона в сверхпроводниковых переходах с магнитной прослойкой, толщина которой составляла доли микрона [8], и реализацию джозефсоновского π -контакта в S/FM/S структурах [9].

Большинство предыдущих исследований в данной области было направлено на анализ аномального проникновения сверхпроводимости в металл со спонтанным магнитным моментом [4–6]. Мы же рассмотрим обратную задачу — выясним, каким образом меняется плотность состояний мезоскопического сверхпроводника с обычным синглетным спариванием электронов при наличии в контакте с ним наноразмерного слоя ферромагнитного никеля, стандартного ферромагнетика с умеренной спиновой поляризацией носителей тока $\approx 40\%$ [10–13]. Более того, в отличие от использованной ранее методики, основанной на изменении толщины сверхпроводника d_S при неизменной толщине ферромагнитной пленки d_{FM} (см., например, теоретическую работу [14]), будем варьировать d_{FM} при условии $d_S = \text{const}$. Наконец, мы не будем предпринимать никаких дополнительных усилий для обеспечения магнитной неоднородности на FM/S границе.

Заметим, что обратный эффект близости в контактах сверхпроводящего алюминия с ферромагнитным никелем ранее обсуждался в работе [15]. Авторы предположили, что проникновение сверхпроводящих корреляций в Ni практически отсутствует, т.е. $\xi_{FM} \rightarrow 0$, и получили хорошее согласие плотности квазичастичных состояний в Al с теоретическими расчетами, выполненными для «грязных» сверхпроводников с использованием уравнения Узаделя. Заметим, что толщина слоя Ni была фиксированной и составляла 25 нм. Ниже мы покажем, что именно это обстоятельство и не позволило авторам публикации [15] обнаружить наличие триплетной компоненты сверхпроводящего параметра порядка в окрестности Al/Ni интерфейса.

Для изучения особенностей сверхпроводящего состояния в окрестности FM/S интерфейса, эффективной регистрации изменения плотности квазичастичных состояний в сверхпроводнике из-за обратного эффекта близости нами был сформирован туннельный контакт к структуре FM/S* со стороны S* слоя, т.е. создана многослойная гетероструктура FM/S*–I–S типа [16–18], где S* — исследуемый сверхпроводник.

В качестве S* материала мы использовали пленки свинца с длиной когерентности $\xi_S = 83$ нм. Толщина пленки ферромагнитного Ni d_{FM} менялась от нуля до 60 нм при фиксированной толщине пленки Pb $d_S = 150$ нм и, значит, выполнялось условие $d_S > d_{FM}$, ξ_S . Многослойные гетероструктуры FM/S*–I–S формировались на сапфировых подложках размером $20 \times 8 \times 0,5$ мм в вакуумной установке ВУП-5М. Первой через специальную маску методом dc магнетронного распыления никелевой мишени при давлении аргона 10^{-2} мм рт. ст. и токе разряда магнетрона 150 мА наносили FM пленку Ni, толщина которой регулировалась временем распыления мишени. Затем для формирования FM/S* структуры на пленку Ni через маску термическим распылением при давлении 10^{-6} мм рт. ст. последовательно наносили плен-

ки Pb^* ($d_{Pb^*} = 150$ нм) и Sn ($d_{Sn} = 15-20$ нм). Окислением пленки Sn формировали изоляционный барьер I ($d_{SnO} = 1,5-3$ нм). Далее через другую маску наносили второй сверхпроводящий электрод Pb ($d_{Pb} = 200$ нм), что позволило сформировать необходимую туннельную гетероструктуру FM/S^{*}-I-S типа Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb (см. правую вставку на рис. 1). Изоляционный барьер I получали окислением пленки Sn в атмосфере кислорода либо окислением на воздухе. Время окисления Sn 30–60 мин. Использование окисления Sn для получения качественного туннельного барьера связано с более высокой стабильностью последнего по сравнению с окисью Pb. Также термическим распылением были сформированы туннельные гетероструктуры Pb^{*}/Sn-I-Pb S^{*}-I-S типа и Sn/Pb^{*}/Sn-I-Pb N/S^{*}-I-S типа.

Вольт-амперные характеристики туннельных переходов Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb, Pb^{*}/Sn-I-Pb и Sn/Pb^{*}/Sn-I-Pb измерялись четырехзондовым методом при температуре 4,2 К в жидком гелии. Потенциальные и токовые контакты подсоединялись к сверхпроводящим электродам Pb^{*} и Pb. На рис. 1 представлены типичные I-V кривые для гетероструктур Pb^{*}/Sn-I-Pb и Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb, которые отличались наличием ферромагнитной пленки Ni ($d_{Ni} = 30$ нм) и имели одинаковую проводимость в нормальном состоянии G_N . Окисление пленки Sn проводилось в атмосфере кислорода. Как видно на рис. 1, при отсутствии Ni наблюдался резкий рост туннельного тока в окрестности напряжения $V^* = (\Delta_{Pb^*/Sn} + \Delta_{Pb}) / e$, определяемого суммой щелей в двух сверхпроводящих обкладках Pb^{*}/Sn и Pb, что свидетельствует о достаточно высоком качестве туннельных образцов. Основным результатом влияния пленки Ni заключался в том, что для структуры Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb I-V кривые были более пологими в окрестностях $V \approx V^*$, чем для Pb^{*}/Sn-I-Pb,

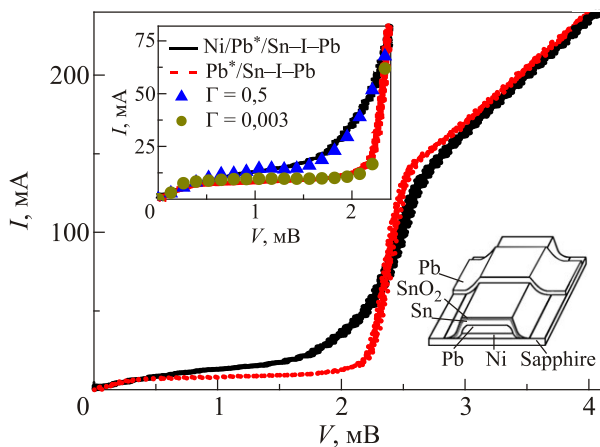


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Вольт-амперные характеристики гибридных гетероструктур Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb (сплошная кривая) и Pb^{*}/Sn-I-Pb (штриховая кривая). $d_{Ni} = 30$ нм. На левой вставке — измеренные I-V кривые в подщелевой области сравниваются с зависимостями (1), соответствующие значения параметра Γ приведены на рисунке. На правой вставке — схема многослойной структуры Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb.

что указывает на размытие плотности квазичастичных состояний вблизи $\Delta_{Pb^*/Sn}$. Далее будем характеризовать этот эффект количественно с помощью отношения динамической проводимости туннельного перехода $G(V) = dI(V)/dV$ в сверхпроводящем состоянии, измеренной в точке $V = V^*$ ($G_{\Delta} = G(V^*)$), к величине динамической проводимости того же перехода в нормальном состоянии G_N .

На рис. 2 приведены зависимости отношения G_{Δ}/G_N от толщины никеля d_{Ni} при фиксированном значении $d_{Pb} = 150$ нм для двух режимов формирования изоляционного барьера (окисление в кислороде и на воздухе). На вставке к рис. 2 проиллюстрирован эффект замены пленки Ni на пленку Sn той же толщины. Отдельные точки были получены путем усреднения соответствующих результатов для двух-трех контактов на одной сапфировой подложке. Заметим, что разброс значений G_{Δ} по подложке был незначительным.

Анализируя рис. 1, обратим внимание на то, что I-V характеристики для Ni/Pb^{*}/Sn-I-Pb переходов в целом подобны соответствующим зависимостям для таких же структур, но без Ni. Основное отличие I-V зависимостей наблюдается в окрестности $V = V^*$ и заключается в заметном уширении переходного вертикального участка вольт-амперной кривой. В работе [19] Дайнсом было показано, что I-V характеристики с конечной динамической проводимостью при щелевых напряжениях могут быть описаны с помощью соотношения

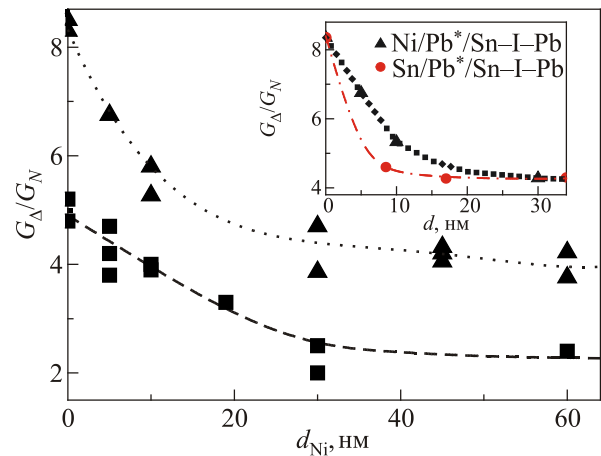


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Влияние толщины пленки Ni d_{Ni} на величину отношения G_{Δ}/G_N при фиксированном значении $d_{Pb} = 150$ нм для двух режимов создания изолирующего слоя: окисления слоя олова в атмосфере кислорода и на воздухе (треугольники и квадраты соответственно; точечная и штриховая линии — результат обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов). На вставке показан эффект замены Ni на пленку Sn той же толщины в гетероструктуре с туннельным барьером, который был создан путем окисления олова в атмосфере кислорода. Все точки на вставке получены усреднением соответствующих значений для двух-трех контактов, расположенных на одной сапфировой подложке.

$$N_T(\omega) = \text{Re} \left[\frac{\omega + i\Gamma}{\sqrt{(\omega + i\Gamma)^2 - \Delta^2}} \right]. \quad (1)$$

Здесь $N_T(\omega)$ — отношение $G(\omega = eV)/G_N$ в N–I–S контакте, Γ — феноменологический параметр, при $\Gamma \rightarrow 0$ получаем стандартный результат теории БКШ. Соотношение (1) выполняется, в частности, для сверхпроводника в контакте с несверхпроводящей областью (см. формулу (28) в теоретической работе МакМиллана [20] и данные эксперимента [21] по туннелированию в сверхпроводник с приповерхностными неоднородностями).

В работе [22] было предложено микроскопическое обоснование формулы (1) для механизма разрушения куперовских пар, основанного на нарушении симметрии относительно обращения времени. Было установлено, что в этом случае возникает зависимость параметра энергетической щели $\tilde{\Delta}(\omega)$ от энергии ω вида

$$\tilde{\Delta}(\omega) = \frac{\omega\Delta}{\omega + i\Gamma}. \quad (2)$$

Если имеет место усиление паразарушающих факторов (например, рост толщины несверхпроводящего слоя в N/S контактах до значений ξ_N), то основным результатом будет последовательное уменьшение отношения G_Δ/G_N . При этом необходимо подчеркнуть, что формула (2), если и выполняется, то, строго говоря, только при энергиях, меньших и сравнимых с величиной энергетической щели Δ . Это связано с тем, что при $\omega > \Delta$ возникают дополнительные процессы затухания квазичастичных состояний, связанные, в первую очередь, с электрон-фононным взаимодействием [23]. Как показано на левой вставке на рис. 1, очень хорошее согласие измеренных и расчетных I – V характеристик действительно достигается именно в этой области.

Сравнение кривых на рис. 1 показывает, что основным результатом наличия пленки ферромагнитного Ni в контакте с пленкой Pb* является не уменьшение сверхпроводящей щели свинца Pb* (появление никеля приводит к сдвигу максимума динамической проводимости всего лишь с 2,34 до 2,32 мэВ), а уширение переходного вертикального участка I – V характеристики в окрестности напряжения $V = V^*$, т.е. увеличение параметра Γ .

Оценим далее глубину проникновения сверхпроводящих корреляций в «грязную» пленку Ni, полагая, что именно она определяет размеры той части пленки Ni, которая может влиять на электронные характеристики контактирующего с ней Pb. Вначале воспользуемся стандартной формулой для ξ_{FM} . Найденная экспериментально фермиевская скорость электронов в Ni $v_F = 0,28 \cdot 10^8$ см/с [24], а длина свободного пробега составляет около 1 нм [25]. Тогда имеем $D \approx 1$ см²/с, $E_{ex} \approx 0,3$ эВ [26] и, следовательно, $\xi_{FM} \leq 1$ нм. В то же время приведенные на рис. 2 зависимости убедительно свидетельствуют о том, что, независимо от режимов

окисления Sn и формирования изоляционного барьера, ферромагнитный Ni толщиной $d_{Ni} \gg \xi_{FM}$ продолжает влиять на синглетную компоненту параметра порядка в низкотемпературном сверхпроводнике Pb* вплоть до $d_{Ni} \approx 30$ нм. Простая оценка величины ξ_N для гипотетического немагнитного металла с параметрами, соответствующими Ni, показывает, что при 4,2 К значение ξ_N составляет около 20 нм, что хорошо согласуется с приведенными выше экспериментальными данными. Более того, зависимости G_Δ/G_N от толщины в гетероструктурах Ni/Pb*/Sn–I–Pb с ферромагнитным никелем и Sn/Pb*/Sn–I–Pb с оловом в нормальном состоянии (вставка на рис. 2) оказались довольно близкими и по характеру поведения, и по величине. Последнее обстоятельство означает, что обратный эффект близости для двух несверхпроводящих пленок — ферромагнитной и немагнитной, которые находились в непосредственном контакте со сверхпроводящим Pb, имеет примерно одну и ту же величину. Объяснить это можно, предположив наличие триплетной компоненты параметра порядка в окрестности интерфейса сверхпроводник–ферромагнитный металл, которая проникает в FM слой на глубину порядка $\xi_{FM}^* \sim \xi_N \gg \xi_{FM}$. Из-за конверсии триплетной компоненты в синглетную на интерфейсе этот эффект будет проявлять себя также в свинце в виде отличного от нуля параметра Γ . Такие изменения должны иметь систематический характер — параметр Γ должен расти, а отношение G_Δ/G_N соответственно уменьшаться по мере утолщения Ni. Эти две величины должны выйти на насыщение после того, когда d_{Ni} сравняется по величине с ξ_{FM}^* в ферромагнитном металле. Именно такое поведение и наблюдается на рис. 2. Вставка на рис. 2 демонстрирует, что глубина проникновения сверхпроводящих корреляций в Ni ξ_{FM}^* практически совпадает с той же величиной для немагнитного нормального металла ξ_N , что свидетельствует о наличии в ферромагнетике триплетного спаривания, устойчивого к декогеренции в собственном магнитном поле.

Обычно полагают, что процесс конверсии спин-синглетных в спин-триплетные пары требует наличия на FM/S интерфейсе магнитных неоднородностей. Тем не менее, как показано в работе [27], он возможен, если между s -волновым сверхпроводником и однородным ферромагнетиком находится слой нормального металла с достаточно сильным спин-орбитальным взаимодействием (см. рис. 1 в [27]). Заметим, что именно в контактах Ni/Pb [28] возникает «мертвый» с магнитной точки зрения слой на поверхности Ni толщиной в два атомных слоя. Хотя Ni не относится к достаточно тяжелым металлам, не исключено, что дополнительным фактором, способствующим превращению триплетной пары в синглетную в Pb, может служить магнитный беспорядок атомов Ni в «мертвом» слое, как это происходит, например, в половинных металлах [14].

В заключение подчеркнем еще раз, что наше исследование контактов Ni/Pb* путем создания туннельного перехода Pb*/Sn-I-Pb демонстрирует возникновение на FM/S интерфейсе неоднородного обменного поля, которое приводит к эффективной конверсии спин-синглетных (быстро затухающих в FM слое) куперовских пар в спин-триплетные, устойчивые к обменному взаимодействию. Благодаря этому в FM/S контактах реализуется дальнедействующий обратный эффект близости того же порядка величины, что и обратный эффект близости в N/S образцах. В нашем случае он проявляет себя в аномальном влиянии на плотность квазичастичных состояний s -волнового сверхпроводника тех участков ферромагнитного слоя, которые удалены от FM/S интерфейса на расстояния ξ_{FM}^* , намного превосходящие ту оценку ξ_{FM} , которая следует из стандартной теории эффекта близости с ферромагнитным металлом и не учитывает возможность взаимной конверсии синглетного и триплетного упорядочений.

1. M. Belogolovskii, in: *Applied Superconductivity. Handbook on Devices and Applications*. vol. 1, P. Seidel (ed.), Wiley-VCH, Weinheim (2015), p. 49.
2. N. Bulaevskii, A.I. Buzdin, and S.V. Panjukov, *Solid State Commun.* **44**, 539 (1982).
3. A.I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
4. J.W.A. Robinson and M.G. Blamire, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
5. M. Eschrig, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 10 (2015).
6. J. Linder and J.W.A. Robinson, *Nat. Phys.* **11**, 307 (2015).
7. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
8. R.S. Keizer, S.T.B. Goennenwein, T.M. Klapwijk, G.X. Miao, G. Xiao, and A. Gupta, *Nature* **439**, 825 (2006).
9. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, В.К. Перепелица, *Металлофиз. новейшие технол.* **36**, 1465 (2014).
10. R.J. Soulen, J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry, and J.M.D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
11. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.А. Белоголовский, И.В. Бойло, *ФНТ* **36**, 234 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 186 (2010)].
12. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, Ю.В. Шлапак, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.В. Дякин, *ФНТ* **37**, 614 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 483 (2011)].
13. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, Ю.В. Кудрявцев, Ю.В. Шлапак, *ФНТ* **42**, 236 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 181 (2016)].
14. J.A. Ouassou, A. Pal, M. Blamire, M. Eschrig, and J. Linder, *Sci. Rep.* **7**, 1932 (2017).
15. M.A. Sillanpää, T.T. Heikkilä, R.K. Lindell, and P.J. Hakonen, *Europhys. Lett.* **56**, 590 (2001).
16. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, М.В. Дякин, Д.С. Дубина, Д.А. Соломаха, *ФНТ* **38**, 467 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 363 (2012)].
17. E.M. Rudenko, I.V. Korotash, A.A. Krakovny, D.S. Dubyna, D.A. Solomacha, and D.S. Shchypstov, *J. Low Temp. Phys.* **171**, 779 (2013).
18. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, Д.С. Дубина, *Металлофиз. новейшие технол.* **33**, 1291 (2011).
19. R.C. Dynes, V. Narayanamurti, and J.P. Garno, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1509 (1978).
20. W.L. McMillan, *Phys. Rev.* **175**, 537 (1968).
21. M.I. Tsindlekht, V.M. Genkin, G.I. Leviev, I. Felner, O. Yuli, I. Asulin, O. Millo, M.A. Belogolovskii, and N.Yu. Shitsevalova, *Phys. Rev. B* **78**, 024522 (2008).
22. F. Herman and R. Hlubina, *Phys. Rev. B* **94**, 144508 (2016).
23. A.A. Milchailovsky, S.V. Shulga, A.E. Karalcosov, O.V. Dolgov, and E.G. Maksimov, *Solid State Commun.* **80**, 511 (1991).
24. L.F. Mattheiss, *Phys. Rev. B* **1**, 373 (1970).
25. J. Hong and D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **62**, 5589 (2000).
26. W. Nolting, W. Borgiel, V. Dose, and Th. Fauster, *Phys. Rev. B* **40**, 5015 (1989).
27. S.H. Jacobsen, I. Kulagina, and J. Linder, *Sci. Rep.* **6**, 23926 (2016).
28. G. Tateishi and G. Bergmann, *Eur. Phys. J. B* **73**, 155 (2010).

Mutual conversion of singlet and triplet orderings in contacts of a singlet superconductor with a ferromagnetic nickel

E.M. Rudenko, A.A. Krakovny, I.V. Korotash, and M.A. Belogolovskii

Effect of the thickness of a nanoscale layer of ferromagnetic nickel in direct contact with a superconductor on the density of quasiparticle states of a lead film, a conventional superconductor with singlet pairing of electrons, has been studied (reverse proximity effect). It was found that the penetration depth of superconducting correlations into ferromagnetic nickel is of the same order of magnitude as that in contacts of lead with a normal metal. Such behavior can be explained by the emergence of an inhomogeneous exchange-field which leads to an effective conversion of spin-singlet (rapidly decaying into a ferromagnetic) Cooper pairs into spin-triplet ones, stable with respect to the exchange interaction.

PACS: **74.78.-w** Superconducting films and low-dimensional structures;
75.50.Cc Other ferromagnetic metals and alloys;
74.45.+c Proximity effects; Andreev reflection;
74.55.+v Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM.

Keywords: mesoscopic superconductors, nanoscale ferromagnetic films, tunneling, proximity effect, spin-triplet ordering.