

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Позитроний в микрополости в высокотемпературном сверхпроводнике

В.Л. Седов

Рассматривается состояние позитрония, локализованного в микрополости, находящейся в условиях высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Взаимодействие такого позитрония с электронами зоны проводимости интерпретируется как результат процессов $\text{Ps} \leftrightarrow e^+ + e^-$. Математическое описание этих процессов производится на основе известной модели Андерсона для магнитной примеси в нормальном металле. Согласно этой модели взаимодействие, связанное с превращениями $\text{Ps} \leftrightarrow e^+ + e^-$, возникает как результат гибридизации состояния позитрония с состояниями электронов зоны проводимости и с состоянием позитрона, остающегося внутри полости. Локальная плотность состояний взаимодействующего позитрония, аналогично свойствам магнитной примеси, проявляет эффект кондурезонанса. Исходя из экспериментальных данных о значениях времени жизни τ_2 позитронов, захваченных микрополостями, делается вывод о том, что взаимодействие гибридизации является значительно более сильным, чем внутриатомное релятивистское взаимодействие между электроном и позитроном в атоме Ps. Используемая модель взаимодействующего Ps позволяет связать экспериментально наблюдаемые значения $\tau_2(T)$ со свойствами электронной структуры металлического вещества. Интерпретируются экспериментальные результаты для керамических образцов ВТСП $(\text{Bi},\text{Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ((Bi,Pb)-2223), показывающие, что при $T = T_c$, где T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние, величина $\tau_2(T)$ скачкообразно уменьшается. На основе рассматриваемой модели делаются выводы о связи экспериментально наблюдаемой для (Bi,Pb)-2223 температурной зависимости $\tau_2(T)$ при $T > T_c$ со свойствами псевдощели.

PACS numbers: 71.60.+z, 74.25.Jb, 74.72.-h, 78.70.Bj

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907b.0727

Содержание

1. Введение (727).
 2. Эксперимент (729).
 3. Теория (731).
 - 3.1. Модель. 3.2. Гамильтониан. 3.3. Гибридизация состояний.
 - 3.4. Влияние сверхпроводящего состояния на Ps.
 - 3.5. Влияние состояния псевдощели на Ps.
 4. Заключение (734).
- Список литературы (734).

1. Введение

Исследования свойств твёрдых тел методом аннигиляции позитронов нередко приводят к наблюдению новых, ранее неизвестных явлений [1–7]. Одно из таких явлений

возникает в результате образования связанного состояния позитрона и электрона внутри микрополости в керамическом высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП) [8]. Свойства такого связанного состояния не тождественны свойствам обычного позитрона, находящегося в вакууме. Это различие возникает вследствие взаимодействия позитрона с окружающей полостью средой. Поэтому исследование свойств позитрона, образованного в микрополости ВТСП, является методом изучения электронной структуры сверхпроводника, и, в частности природы псевдощели, образующейся при $T > T_c$, где T_c — температура сверхпроводящего перехода.

Без учёта релятивистского внутриатомного взаимодействия между электроном и позитроном квантовомеханическое описание состояния позитрона аналогично описанию состояния атома водорода. При этом, однако, приведённую массу $mM/(m+M)$ (где M — масса протона, m — масса электрона) в уравнении Шредингера для атома водорода следует заменить приведённой массой $m/2$. Это обстоятельство приводит к тому, что энергия связи для атома Ps в основном состоянии равная 6,8 эВ оказывается в два раза меньше энергии связи атома H. Внутриатомное релятивистское взаимодействие приводит к образованию синглетного состояния 1^1S_0 (парапозитроний) и триплетного состоя-

В.Л. Седов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Воробьёвы горы, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 939-23-87. Факс (495) 932-88-20
E-mail: sedov@mig.phys.msu.ru

Статья поступила 24 июня 2008 г.,
после доработки 8 апреля 2009 г.

ния I^3S_1 (ортопозитроний). Основным состоянием позитрона является I^1S_0 -состояние. Разность между энергиями состояний I^3S_1 и I^1S_0 составляет $8,4 \times 10^{-4}$ эВ.

Квантовая электродинамика подробно описывает свойства позитрона в вакууме. В частности, учёт взаимодействия позитрона с электромагнитным полем приводит к тому, что позитроний оказывается нестабильной частицей. Из законов квантовой электродинамики следует, что парапозитроний превращается (аннигилирует) в два γ -кванта, а ортопозитроний — в три γ -кванта. Время жизни парапозитрона по отношению к аннигиляции составляет $1,25 \times 10^{-10}$ с, а время жизни ортопозитрона — 1420×10^{-10} с.

Вопрос об образовании Ps в твёрдых телах связан с конкретными свойствами среды, в которую попадает позитрон. При некоторых условиях образующийся в твёрдом теле позитрон сохраняет свои свойства, связанные с внутриатомным релятивистским взаимодействием. Тем не менее время жизни такого позитрона уменьшается. Особенно значительно уменьшается время жизни ортопозитрона. Этот эффект возникает вследствие того, что позитрон, входящий в состав Ps, может аннигилировать с электроном из окружающей среды. Это явление называется "*pick-off*"-аннигиляцией. Одним из условий образования Ps в твёрдом теле с сохранением его релятивистских свойств является наличие достаточно большого свободного объёма в атомной структуре вещества. Кроме того, необходимо отсутствие ферми-жидкости в таком веществе. Поэтому "классический" позитроний образуется в основном в молекулярных кристаллах, аморфных веществах и полимерах. Вопросы, связанные с физикой Ps в таких веществах, подробно излагаются в обзорах [1–7] и статьях [9–13].

В металлах сильное многочастичное электрон-позитронное взаимодействие препятствует образованию позитрона. Однако если в металле имеется микрополость, то взаимодействие локализованного в ней Ps с электронами окружающей среды оказывается в значительной мере ослабленным. В этом случае такое взаимодействие осуществляется процессами $Ps \leftrightarrow e^+ + e^-$ [8]. В результате состояние локализованного в микрополости позитрона смешиивается (гибридизуется) с состояниями электронов в зоне проводимости и локализованного в этой же полости позитрона. Это явление аналогично эффекту гибридизации состояния магнитной примеси и состояний электронов зоны проводимости в модели Андерсона [14]. В результате такого взаимодействия среднее число заполнения позитрониевого уровня n_{Ps} оказывается меньше единицы. Кроме того, взаимодействие, возникающее вследствие процессов $Ps \leftrightarrow e^+ + e^-$, оказывается значительно более сильным, чем внутриатомное релятивистское взаимодействие. Поэтому состояние такого Ps нельзя классифицировать как синглетное или триплетное. В этом случае время жизни Ps по отношению к аннигиляции оказывается зависящим от величины n_{Ps} .

В рассматриваемой модели среднее число заполнения позитрониевого уровня n_{Ps} определяется локальной плотностью состояний $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$. Именно

$$n_{Ps} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_{Ps}(\omega) f(\omega) d\omega, \quad (1.1)$$

где $f(\omega)$ — функция распределения Ферми. По аналогии с выводами теории магнитной примеси в нормальной

ферми-жидкости для *U-бесконечной* модели Андерсона [15] можно сделать вывод о том, что $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$ при низких температурах образует два пика [8]. Нижний, относительно широкий пик образуется вследствие уширения исходного уровня ϵ_{Ps}^0 позитрона, происходящего в результате гибридизации состояний. Это явление соответствует простейшему варианту модели Андерсона для магнитной примеси [14]. Второй пик $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$ образуется вблизи уровня Ферми. Его максимум находится при $\omega > 0$. Этот пик соответствует так называемому *резонансу Абрикосова–Сула* или *кондо-резонансу*. Энергетическая щель, образующаяся в сверхпроводящем состоянии, приводит к изменению зависимости $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$ от ω в области возникновения этого резонанса. Таким образом, зависимость $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega, T)$ от температуры в области $T \approx T_c$ влияет на зависимость $n_{Ps}(T)$ в этой области температур. В реальной рассматриваемой системе энергетическая ширина 2Γ позитрониевого уровня много больше энергии релятивистского внутриатомного взаимодействия. Таким образом, за время двухквантовой аннигиляции Ps испытывает многократную конверсию спинового состояния. В результате состояние такого взаимодействующего Ps усредняется по всем четырём $1S$ -состояниям, из которых одно является синглетным, а остальные три — триплетными. При этом, поскольку 2γ -аннигиляция возможна только для парапозитрона, обычное значение времени жизни парапозитрона в вакууме, равное 125 пс в случае позитрона в микрополости переходит в величину $\tau_{Ps} = 4 \times 125$ пс = 500 нс. В результате полная вероятность 2γ -аннигиляции позитрона, захваченного микрополостью, w_2 ($w_2 = \tau_2^{-1}$) равна [8]

$$w_2 = n_{Ps} w_{Ps} + (1 - n_{Ps}) w_p, \quad (1.2)$$

где $w_{Ps} = \tau_{Ps}^{-1}$, w_p — вероятность 2γ -аннигиляции позитрона, захваченного микрополостью и находящегося в одночастичном состоянии. Величина w_p зависит от перекрытия волновых функций позитрона и электронов, частично проникающих внутрь микрополости. Эффект перекрытия волновых функций усиливается взаимодействием притяжения между этими частицами [4–7]. В одночастичном состоянии позитрон, захваченный микрополостью, локализуется вблизи внутренней границы этой полости.

Важным экспериментальным методом исследования твёрдых тел с использованием позитронов является наблюдение времени жизни термализованных позитронов. Здесь следует отметить, что аннигиляция, т.е. процесс превращения электрон-позитронной пары в электромагнитные γ -кванты, происходит на расстояниях между этими частицами порядка комптоновской длины волны, равной $\hbar/(mc) \sim 10^{-10}$ см, где m — масса электрона, c — скорость света [16, 17]. В результате время жизни τ термализованного позитрона, находящегося в ферми-жидкости, оказывается обратно пропорциональным электронной плотности n_e в точке положения позитрона. Дираком [18] было показано, что для такой системы вероятность двухквантовой аннигиляции позитрона w ($w = \tau^{-1}$) выражается в виде

$$w = \pi r_0^2 c n_e, \quad (1.3)$$

где $r_0 = e^2/(mc^2)$ — классический радиус электрона. Величина n_e зависит от концентрации фермionов в

ферми-жидкости и от взаимодействия притяжения между позитроном и электронной средой. Это взаимодействие сильно увеличивает величину n_e по сравнению с таковой в системе, состоящей из свободных частиц.

В экспериментах по исследованию времени жизни термализованных позитронов в твёрдых телах в общем случае наблюдается спектр различных значений τ_2 . Каждая компонента этого спектра соответствует времени жизни позитрона, находящегося в определённом, i -м, состоянии. В случае совершенного монокристалла, не содержащего дефектов, существует только одна компонента — τ_1 . Это время жизни термализованного позитрона, свободно распространяющегося по кристаллу. Дефекты кристаллической решётки, такие как дислокации, вакансии и микрополости, обладают способностью захватывать позитроны. Этот эффект в основном связан с тем, что захваченный позитрон локализуется в месте, наиболее удалённом от атомных ядер кристалла. В некоторых случаях способностью захвата позитронов обладают микроскопические выделения примесных атомов [19]. Каждому типу дефектов соответствует определённое значение времени жизни захваченного позитрона.

В реальном эксперименте число определяемых компонент спектра времени жизни позитронов ограничено разрешающей способностью измеряющей аппаратуры. При исследованиях керамических высокотемпературных сверхпроводников обычно различают три компоненты этого спектра, из которых τ_1 соответствует делокализованным позитронам, τ_2 — позитронам, захваченным дефектами кристаллической решётки, и τ_3 — ортопозитронию, образующемуся в относительно больших полостях. Значение τ_3 несколько редуцировано относительно времени жизни свободного ортопозитрона в результате эффекта *pick-off*-аннигиляции. В тех случаях, когда в микрополостях ВТСП образуется позитроний, $\tau_2 \sim (350-450)$ пс. Следует отметить, что в экспериментах на нормальных металлах, в которых создаются микрополости размерами порядка нескольких десятков ангстрем, значение τ_2 приближается к 500 пс [5, 7]. Этот результат согласуется с выражением (1.2).

Из (1.2) также следует, что значение компоненты τ_2 связано с величиной n_{Ps} . Благодаря этому из экспериментальных данных о поведении $\tau_2(T)$ возникает возможность делать выводы о характере зависимости от температуры электронной структуры исследуемого вещества. Значительная величина интенсивности компоненты τ_2 возникает в керамических веществах, поскольку в них существует большая концентрация микрополостей.

В настоящей статье излагаются экспериментальные результаты о зависимости $\tau_2(T)$ для керамических образцов ВТСП $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ ((Bi,Pb) -2223) в области температур $T \sim T_c$ и даётся их интерпретация. Эти экспериментальные данные представляют интерес в связи с вопросом о природе образующейся в недодопированных образцах ВТСП при $T > T_c$ псевдощели [20–26]. Некоторые авторы [24–30] предполагают, что псевдощель — это *precursor* сверхпроводящей фазы и что превращение одного из этих состояний в другое происходит непрерывно. Другие связывают псевдощель со сверхпроводимостью только косвенно [31–36].

Интерпретация зависимости от температуры $\tau_2(T)$ в области $T \sim T_c$ в настоящей статье даётся на основе модели взаимодействующего Ps , локализованного в

микрополости ВТСП. Предполагается, что в псевдощельевом состоянии система содержит бозе-газ, образованный парами фермионов, и свободные фермионы. Используется трёхмерная модель высокотемпературной сверхпроводимости, согласно которой взаимодействие между электронами осуществляется посредством контактного потенциала притяжения.

2. Эксперимент

Вопрос о влиянии сверхпроводимости на эффекты аннигиляции позитронов не является новым. Ещё в 1950-х годах, когда только начинали осуществлять первые эксперименты по наблюдению эффектов аннигиляции позитронов в твёрдых телах, делались попытки использовать этот метод для изучения явления сверхпроводимости [37]. В данном случае исследователей привлекала возможность непосредственного наблюдения тех изменений электронной структуры металла, которые происходят при возникновении сверхпроводящего состояния. Однако в случае классических сверхпроводников искомые изменения электронной структуры в области температуры T слишком малы для того, чтобы их можно было бы наблюдать методом аннигиляции позитронов. Ситуация изменилась с открытием высокотемпературной сверхпроводимости. Обсуждаемая тематика снова стала актуальной [37–79]. Результаты ряда первоначальных экспериментальных попыток наблюдать эффект влияния сверхпроводящего состояния на явление аннигиляции позитронов в высокотемпературных сверхпроводниках приведены в работе автора [37].

Экспериментальные исследования температурной зависимости спектра компонент времени жизни позитронов в ВТСП, произведённые различными авторами, показывают, что при температурах, близких к T_c , при переходе в сверхпроводящее состояние наблюдается скачкообразное уменьшение компоненты τ_2 , связанной с дефектами решётки [38–44, 55–59, 76–79]. Значения τ_1 и τ_2 для образцов (Bi,Pb) -2223 в области T_c , полученные разными авторами, представлены в таблице.

Наиболее определённые результаты исследования этого эффекта были получены на керамических образцах (Bi,Pb) -2223 [59, 72]. На рисунке 1 показаны температурные зависимости двух компонент спектра времени жизни позитронов, τ_1 и τ_2 , полученные на (Bi,Pb) -2223 в области

Таблица. Компоненты τ_1 и τ_2 спектра времени жизни позитронов при $T = T_c$ для образцов Bi -2223 и (Bi,Pb) -2223 по данным разных авторов

Образцы	τ_1 , пс	τ_2 , пс*	Литература
Bi -2223	230	396 (7 %)	[62]
Bi -(2212 + 2223)	210	400	[70]
(Bi,Pb) -2223	221	420 (26 %)	[59]
(Bi,Pb) -2223	193	359 (10 %)	[72]
(Bi,Pb) -2223	200	310 (20 %)	[66]
(Bi,Pb) -2223	200	540 (80 %)	[60]
(Bi,Pb) -2223	195	373 (31 %)	[99]

* В скобках указана интенсивность компоненты τ_2 .

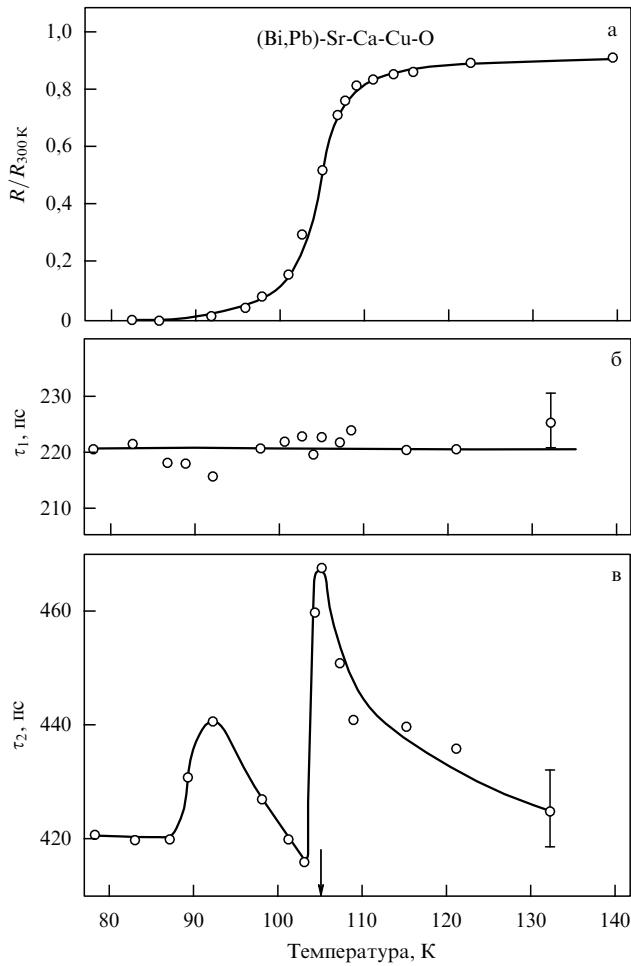


Рис. 1. Температурные зависимости физических величин в области T_c для (Bi,Pb)-2223: (а) электросопротивление $R(T)/R(300\text{ K})$; (б) время жизни делокализованных позитронов $\tau_1(T)$; (в) время жизни позитронов, захваченных микрополостями, $\tau_2(T)$. Стрелка указывает значение температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c [59].

температуры $T_c = 105\text{ K}$ [59]. На этом же рисунке приведена температурная зависимость электросопротивления $R(T)/R$ ($T \approx 300\text{ K}$) исследуемого образца, характеризующая переход в сверхпроводящее состояние.

Компонента спектра $\tau_1 \approx 220\text{ ps}$ представляет собой время жизни делокализованных позитронов, интенсивность этой компоненты $I_1 \approx 75\%$ по данным [59]. Как видно из рис. 1, τ_1 не испытывает заметной зависимости от температуры в окрестности T_c . Возможное объяснение этого результата заключается в том, что плотность пространственного нахождения позитрона в состоянии, которому соответствует функция Блоха, слабо перекрывается со сверхпроводящими плоскостями CuO_2 [80, 81].

Теоретические исследования влияния сверхпроводимости на эффекты аннигиляции позитронов в однородной ферми-жидкости производились в работах [82–88].

Компонента спектра времени жизни позитронов τ_2 соответствует позитронам, захваченным микрополостями. Представленные на рис. 1 данные о температурной зависимости τ_2 вблизи T_c были подтверждены авторами работы [72]. Результаты этих авторов для (Bi,Pb)-2223 показаны на рис. 2.

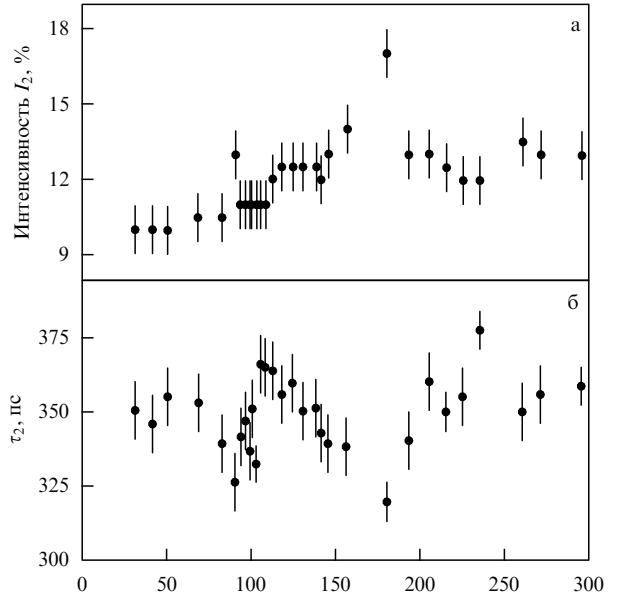


Рис. 2. Температурные зависимости для (Bi,Pb)-2223 времени жизни позитронов, захваченных микрополостями, $\tau_2(T)$ и интенсивности $I_2(T)$ этой компоненты спектра времени жизни позитронов (соответственно рис. б и а) [72].

Температурные зависимости $\tau_2(T)$, представленные на рис. 1 и 2, указывают на связь этой величины с процессами, происходящими в электронной структуре ВТСП в окрестности T_c . При понижении температуры в интервале $\approx (150 - 105)\text{ K}$ наблюдается возрастание $\tau_2(T)$. Этот интервал соответствует области температур, в которой образуется псевдощель. Переход в сверхпроводящее состояние сопровождается скачкообразным уменьшением τ_2 при $T = T_c$. Этот эффект указывает на то, что переход из состояния псевдощели в сверхпроводящее состояние сопровождается скачкообразным изменением электронной структуры ВТСП. Следует отметить, что общий характер поведения зависимости $\tau_2(T)$ в окрестности T_c не соответствует относительно плавной зависимости электросопротивления $R(T)$ в этой же области температур. Результаты экспериментов по наблюдению фотоэмиссии электронов из ВТСП также демонстрируют постепенное изменение этого явления в области T_c при переходе в сверхпроводящее состояние [26]. Эти факты указывают на информативность эффекта зависимости τ_2 от температуры о характере процессов, происходящих в электронной структуре в области T_c .

Таким образом, температурные зависимости $\tau_2(T)$ в псевдощелевых состояниях представляют собой новый эффект, связанный с природой псевдощелевого состояния в высокотемпературных сверхпроводниках.

Что касается второго максимума $\tau_2(T)$, возникающего при $T = 92\text{ K}$ (см. рис. 1), то он связан с присутствием в исследуемом образце включений фазы (Bi,Pb)-2212 в количестве $\approx 20\%$. При этом характер зависимости $\tau_2(T)$, возникающей в области $T_c = 92\text{ K}$ для фазы (Bi,Pb)-2212, аналогичен характеру зависимости этой же величины в области $T_c = 105\text{ K}$ для фазы (Bi,Pb)-2223.

Следует отметить, что по данным различных авторов для Bi-2223 и (Bi,Pb)-2223 значения τ_2 в области T_c несколько отличаются друг от друга для образцов исследуемого состава (см. таблицу). Наиболее вероят-

ная причина этого различия связана с методикой изгото-вления керамических образцов. Несомненно, что время жизни позитрона внутри полости в ВТСП зависит от размера этой полости [89–91]. Средний размер полостей в образцах, изготовленных в различных лабораториях, может быть разным. С увеличением размера полости среднее число заполнения Ps-уровня $n_{Ps} \rightarrow 1$. Тем не менее если $\tau_2 \approx 500$ пс, то согласно (1.2), взаимодействие Ps с окружающей средой приводит к многократной конверсии спина его электрона за время жизни парапозитрона относительно аннигиляции, равное 125 пс. Экспериментальные исследования [5, 93–98] подтверждают теоретический вывод о существовании предельной величины τ_2 , равной 500 пс, для позитронов, захваченных относительно большими полостями, находящимися в металлах.

Эксперимент [59] показывает также присутствие в спектре τ компоненты $\tau_3 \approx 1200$ пс с малой интенсивностью $I_3 \approx 1\%$. Эта компонента соответствует ортопозитрению, образованному в протяжённой полости и слабо взаимодействующему с окружающей средой.

В целом, следует подчеркнуть, что согласно экспериментальным результатам, позитроний, локализованный в микрополости размером порядка 10 Å, в случае диэлектрика и в случае металла находится в разных состояниях. Позитроний, локализованный в микрополости в диэлектрике, сохраняет основные свойства, связанные с внутриатомным релятивистским взаимодействием. Его взаимодействие с окружающей средой является относительно слабым. Однако если Ps локализован в микрополости в металле, то его взаимодействие с окружающей средой является более сильным, чем внутриатомное релятивистское взаимодействие. В результате некоторые основные свойства Ps сильно изменяются. Возникает связь свойств Ps с электронной структурой металла.

3. Теория

3.1. Модель

Теоретическая интерпретация зависимости $\tau_2(T)$ в области температуры T_c для керамических ВТСП основана на следующих основных положениях [8, 115].

1. Позитрон, захваченный микрополостью, образует атом позитрония.

2. Взаимодействие позитрония, локализованного в микрополости, с окружающей электронной средой осуществляется в результате процессов $Ps \leftrightarrow e^+ + e^-$. Такие процессы представляют собой эффект гибридизации состояния Ps с состояниями электронов зоны проводимости и одночастичным состоянием позитрона, локализованного в той же полости.

3. Это явление рассматривается на основе U -бесконечной модели Андерсона для магнитной примеси в нормальной ферми-жидкости в кондо-пределе, т.е. при условии $\varepsilon_F - \varepsilon_d \gg \Gamma$, где ε_d — энергия примесного уровня, Γ — "гибридизационная ширина".

4. Эффект гибридизации состояний представляет собой взаимодействие, которое является более сильным, чем релятивистское внутриатомное взаимодействие, возникающее в Ps, находящемся в вакууме. Величина этого взаимодействия характеризуется величиной Γ .

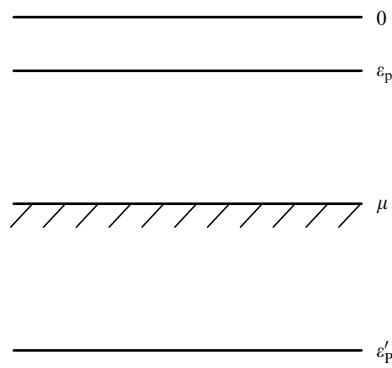


Рис. 3. Качественная схема взаимного расположения энергетических уровней ε'_{Ps} , ε_p и μ , где $\varepsilon'_{Ps} = \varepsilon_{Ps}^0 + \varepsilon_{1s}$ — основной энергетический уровень позитрона, локализованного в сферической микрополости, ε_{Ps}^0 — энергия связи свободного атома позитрона в 1S-состоянии, равная 6,8 эВ, ε_{1s} — добавочная энергия, возникающая вследствие локализации позитрона в сферической микрополости (1s-состояние локализованной частицы); ε_p — энергия позитрона, локализованного в микрополости и находящегося в одночастичном состоянии ($\varepsilon_p < 0$), μ — химический потенциал электронов зоны проводимости [8].

Для описания состояния Ps внутри микрополости в металлической среде необходимо учесть значения отдельных энергетических уровней, характеризующих рассматриваемую систему. Энергия основного состояния Ps в вакууме ε_{Ps}^0 по отношению к энергии покоящихся частиц, составляющих Ps, равна –6,8 эВ. Если рассматривать Ps, локализованный в микрополости, как частицу в сферически симметричной потенциальной яме, то основным состоянием, характеризующим движение этой частицы, является 1s-состояние [100]. Энергия ε'_{Ps} такого Ps включает в себя энергию пространственной локализации позитрона внутри сферической полости ε_{1s} , т.е. $\varepsilon'_{Ps} = \varepsilon_{Ps}^0 + \varepsilon_{1s}$. Другими энергетическими параметрами рассматриваемой системы являются: ε_p — энергия одночастичного состояния позитрона в полости ($\varepsilon_p < 0$) и химический потенциал μ электронов в металле. Общий вид относительного положения этих величин качественно иллюстрируется на рис. 3.

Позитрон внутри микрополости в металле в одночастичном состоянии локализуется вблизи внутренней поверхности полости. Это явление возникает вследствие взаимодействия позитрона с электронной средой, окружающей полость и частично проникающей внутрь её [4–7, 89–91, 101–104]. В результате этого взаимодействия энергия позитрона ε_p становится отрицательной по отношению к энергии покоящегося позитрона в вакууме.

3.2. Гамильтониан

В соответствии с вышеизложенной моделью рассматриваемой системы для нормального состояния принимается гамильтониан следующего вида [8]:

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} (\mu + \varepsilon_k) c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\beta} \varepsilon_p b_{\beta}^+ b_{\beta} + \sum_{\sigma, \beta} \varepsilon'_{Ps} d_{\sigma\beta}^+ d_{\sigma\beta} + V \sum_{\mathbf{k}, \sigma, \beta} (c_{\mathbf{k}\sigma}^+ b_{\beta}^+ d_{\sigma\beta} + \text{h.c.}), \quad (3.1)$$

здесь μ — химический потенциал электронов в зоне проводимости (см. рис. 3), $\varepsilon_k = E_k - E_F$, где

$E_k = \hbar^2 k^2 / (2m)$, k_F — абсолютное значение волнового вектора электрона на уровне Ферми.

Оператор $c_{\mathbf{k}\sigma}^+$ создаёт электрон в зоне проводимости с волновым вектором \mathbf{k} и спином, определяемым индексом σ .

Второй член в (3.1) представляет собой оператор энергии позитрона, захваченного полостью, b_β^+ создаёт позитрон, локализованный в полости с энергией ε_p и спином, определяемым индексом β . Энергия ε_p учитывает кулоновское и корреляционное взаимодействия позитрона с электронами, проникающими в полость.

Третий член в (3.1) представляет собой вклад в гамильтониан, создаваемый локализованным в полости атомом Ps, находящимся в 1S-состоянии, $\varepsilon'_{\text{Ps}} = \varepsilon_{\text{Ps}}^0 + \varepsilon_{1s}$, где $\varepsilon_{\text{Ps}}^0 = -6,8$ эВ — энергия основного состояния Ps в вакууме, определённая по отношению к покоящимся частицам e^+ и e^- ; ε_{1s} — вклад в энергию Ps, возникающий вследствие его локализации в сферически симметричной полости. Индекс 1s характеризует основное состояние частицы (позитрона), возникающее в результате её локализации в сферической полости [100].

Выражение для гамильтониана (3.1) предполагает, что релятивистское внутриатомное взаимодействие в атоме позитрона преобнажимо мало по сравнению с шириной 2Γ энергетического уровня позитрона, возникающей вследствие процессов $\text{Ps} \leftrightarrow e^+ + e^-$. Соответственно принимается, что бозе-оператор $d_{\sigma\beta}^+$ создаёт позитроний с определёнными значениями спинов электрона и позитрона.

Четвёртый член в гамильтониане (3.1) представляет собой оператор взаимодействия H_{int} , возникающий вследствие гибридизации состояния Ps с состояниями электронов зоны проводимости и позитрона, локализованного в полости. Все матричные элементы, связанные с этим эффектом гибридизации, полагаются равными константе V .

3.3. Гибридизация состояний

Для позитрона, захваченного микрополостью, время жизни по отношению к аннигиляции τ_2 зависит от среднего числа заполнения позитрониевого уровня n_{Ps} (см. (1.2)). Из вида гамильтониана (3.1) следует, что для определения n_{Ps} может быть использован метод, развитый для описания состояния магнитной примеси в нормальном металле [15, 105, 106]. С этой целью рассматривается зависящая от температуры корреляционная функция Грина

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\text{Ps},\sigma}(t_1 - t_2) &= -i\theta(t_1 - t_2) \times \\ &\times \langle F_\sigma(t_1) F_\sigma^+(t_2) + F_\sigma^+(t_2) F_\sigma(t_1) \rangle, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где функция $\theta(t_1 - t_2) = 1$ при $t_1 > t_2$ и равна нулю при $t_1 < t_2$. Символ $\langle \dots \rangle$ учитывает усреднение состояния системы по распределению Гиббса

$$F_\sigma(t) = B_p^+ D_{\text{Ps},\sigma}(t). \quad (3.3)$$

Операторы $B_p^+(t)$ и $D_{\text{Ps},\sigma}(t)$ определяются следующим образом:

$$B_p^+(t) = \exp(iH't) b^+ \exp(-iH't), \quad (3.4)$$

$$D_{\text{Ps},\sigma}(t) = \exp(iH't) d_\sigma \exp(-iH't),$$

где

$$H' = H - \mu \hat{N}_e - (\mu + \varepsilon_p) \sum_{\sigma,\beta} d_{\sigma\beta}^+ d_{\sigma\beta} - \sum_\beta \varepsilon_p b_\beta^+ b_\beta. \quad (3.5)$$

Гамильтониан H в (3.5) представляется выражением (3.1). \hat{N}_e — оператор числа электронов в зоне проводимости. В рассматриваемой системе находится только один позитрон. Операторы, входящие в гамильтониан (3.1), не изменяют спинового состояния этого позитрона. Поэтому спиновые индексы у операторов B_p^+ и b^+ в (3.4) опущены.

Преобразования (3.4) и (3.5) исходных операторов для позитрона b_β и позитрона $d_{\sigma\beta}$, входящих в гамильтониан (3.1), дают возможность использовать в рассматриваемой задаче известную модель Андерсона для магнитной примеси.

Величина n_{Ps} определяется локальной плотностью состояний $\tilde{\rho}_{\text{Ps}}(\omega)$ согласно выражению (1.1). При этом

$$\tilde{\rho}_{\text{Ps}}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_\sigma \tilde{G}_{\text{Ps},\sigma}(\omega). \quad (3.6)$$

Операторам $D_{\text{Ps},\sigma}$ и B_p , соответствуют одночастичные пропагаторы

$$G_{\text{Ps},\sigma}(\omega + i0) = [\omega - \varepsilon_{\text{Ps}} - \sigma_{\text{Ps},\sigma}(\omega + i0)]^{-1}, \quad (3.7)$$

где $\varepsilon_{\text{Ps}} = \varepsilon_{\text{Ps}}^0 + \varepsilon_{1s} - \mu - \varepsilon_p$,

$$G_p(\omega + i0) = [\omega - \sigma_p(\omega + i0)]^{-1}. \quad (3.8)$$

В "non-crossing approximation" выражения для собственных энергий позитрона $\sigma_{\text{Ps},\sigma}$ и позитрона σ_p в случае нормального состояния ферми-жидкости, окружающей полость, имеют вид

$$\Sigma_{\text{Ps}}(\omega + i0) = V^2 \sum_{\mathbf{k}} (1 - f(\varepsilon_k)) G_p(\omega - \varepsilon_k + i0), \quad (3.9)$$

и

$$\sigma_p(\omega + i0) = 2V^2 \sum_{\mathbf{k}} f(\varepsilon_k) G_{\text{Ps}}(\omega + \varepsilon_k + i0), \quad (3.10)$$

где $f(\varepsilon_k)$ — функция распределения Ферми, ε_k — кинетическая энергия электрона зоны проводимости, отсчитанная от величины химического потенциала μ . В выражениях (3.9) и (3.10) спиновый индекс электрона σ опущен и в (3.10) произведено суммирование по спину.

Функции G_{Ps} и G_p (выражения (3.7) и (3.8)) с учётом σ_{Ps} и σ_p (согласно (3.9) и (3.10)) полностью соответствуют двум пропагаторам, которые вводятся для определения свойств магнитной примеси [15].

Введение функций G_{Ps} и G_p даёт возможность определить корреляционную функцию \tilde{G}_{Ps} . Используя представление Мацувары, $\tilde{G}_{\text{Ps}}(i\omega_n)$ как функцию дискретных "частот" ω_n можно представить в виде [15]

$$\tilde{G}_{\text{Ps}}(i\omega_n) = \frac{1}{Z} \int_C \frac{dl}{2\pi i} \exp(-\beta l) G_p(l) G_{\text{Ps}}(l + i\omega_n), \quad (3.11)$$

где $\beta = (kT)^{-1}$; контур C охватывает все сингулярности подынтегрального выражения. Интегрирование по этому контуру проводится против часовой стрелки; Z —

статистическая сумма,

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\beta\varepsilon) [\rho_p(\varepsilon) + \rho_{ps}(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad (3.12)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_p(\varepsilon) &= -\pi^{-1} \operatorname{Im} G_p(\varepsilon + i0), \\ \rho_{ps}(\varepsilon) &= -\pi^{-1} \operatorname{Im} \sum_{\sigma} G_{ps,\sigma}(\varepsilon + i0). \end{aligned}$$

Из формулы (3.11) для $\tilde{G}_{ps}(i\omega_n)$ и определения (3.6) для $\rho_{ps}(\omega)$ следует [15], что

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{ps}(\omega) &= \frac{1}{Z} [1 + \exp(-\beta\omega)] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\beta\varepsilon) \times \\ &\times \rho_p(\varepsilon) \rho_{ps}(\varepsilon + \omega) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (3.13)$$

3.4. Влияние сверхпроводящего состояния на Ps

Как отмечалось во введении, в нормальном состоянии ферми-жидкости $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)$ образует кондо-пик вблизи уровня Ферми. Возникновение энергетической щели 2Δ в спектре фермионов в сверхпроводящем состоянии радикально изменяет поведение функции $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)$ в области $|\omega| \sim \Delta$. В случае сверхпроводящего состояния собственные энергии σ_{ps} и σ_p , с учётом образования новых фермионов [107], определяются выражениями [8]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ps}(\omega + i0) &= V^2 \sum_{\mathbf{k}} [u_k^2 f(-\eta_k) G_p(\omega - \eta_k + i0) + \\ &+ v_k^2 f(\eta_k) G_p(\omega + \eta_k + i0)], \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \sigma_p(\omega + i0) &= 2V^2 \sum_{\mathbf{k}} [u_k^2 f(\eta_k) G_{ps}(\omega + \eta_k + i0) + \\ &+ v_k^2 f(-\eta_k) G_{ps}(\omega - \eta_k + i0)], \end{aligned} \quad (3.15)$$

где согласно теории Бардина – Купера – Шриффера (БКШ)

$$\eta_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta^2}, \quad u_k^2 = \frac{1}{2} (1 + \varepsilon_k \eta_k^{-1}) \text{ и } v_k^2 = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_k \eta_k^{-1}).$$

В интервале $-\Delta < \omega < \Delta$ значения $\operatorname{Im} \sigma_{ps}(\varepsilon_{ps} + \omega)$ и $\operatorname{Im} \sigma_p(\varepsilon_{ps} + \omega)$ можно считать равными нулю и, кроме того, зависимостью $\operatorname{Re} \sigma_{ps}(\varepsilon_{ps} + \omega)$ от ω можно пренебречь. С учётом этих замечаний для значений ω внутри щели получим

$$\tilde{\rho}_{ps}(\omega) = 2\delta[\varepsilon_{ps} - \omega - \operatorname{Re} \sigma_p(\varepsilon_{ps} - \omega)], \quad (3.16)$$

и

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \sigma_p(\varepsilon_{ps} - \omega) &= \\ &= 2V^2 \left(\int_{-D}^{-\Delta} \frac{N(\varepsilon)f(\varepsilon)}{\varepsilon - \omega} d\varepsilon + \int_{\Delta}^D \frac{N(\varepsilon)f(\varepsilon)}{\varepsilon - \omega} d\varepsilon \right), \end{aligned} \quad (3.17)$$

где $2D$ — ширина зоны проводимости.

Согласно теории БКШ в сверхпроводящем состоянии

$$N(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{|\varepsilon| N_0}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}}, & |\varepsilon| > \Delta, \\ 0, & -\Delta < \varepsilon < \Delta. \end{cases} \quad (3.18)$$

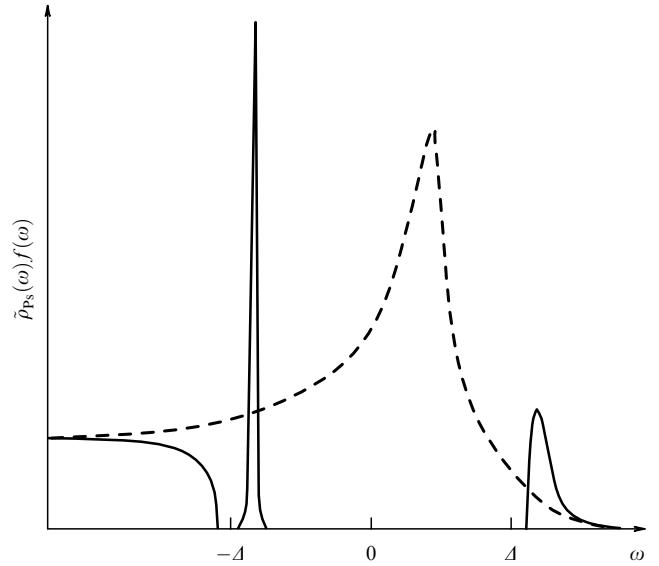


Рис. 4. Схематическая иллюстрация зависимости $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)f(\omega)$ от ω для сверхпроводящего (сплошная кривая) и нормального (штриховая кривая) состояний в ограниченной области значений ω , содержащей энергетическую щель. $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)$ — физическая плотность состояний взаимодействующего позитрония, локализованного в микрополосе. $f(\omega)$ — функция распределения Ферми. Пик на кривой для нормального состояния возникает вследствие эффекта кондо-резонанса. Согласно экспериментальным результатам [59, 72] можно предположить, что при переходе сверхпроводящей фазы в состояние с псевдощелью при $T = T_c$ вес пика на кривой $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)$, возникающего в сверхпроводящей фазе внутри щели при $\omega \approx -\Delta$, увеличивается скачкообразно [115].

Плотность состояний электронов в зоне проводимости с определённым направлением спина в нормальном состоянии принимается равной константе N_0 .

Экспериментальные результаты для ВТСП показывают, что при $T = T_c \Delta(T_c)$ (в дальнейшем обозначаемая просто как Δ) остаётся конечной величиной, значительно превосходящей T_c [27, 108, 109]. Поэтому, если в (3.17) значение ω находится внутри щели и при этом $\omega \rightarrow -\Delta$, то можно ограничиться только первым членом в правой части (3.17). В этом члене $f(\varepsilon) \rightarrow 1$. При этих условиях интегрирование в (3.17) выполняется аналитически. Вклад в n_{ps} , возникающий вследствие интегрирования δ -функции, определяемой (3.16), равен

$$\delta n_{ps} = \left[\left| -1 - \frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} \sigma_p(\varepsilon_{ps} - \omega) \right|_{\omega=\omega_0} \right]^{-1}, \quad (3.19)$$

где ω_0 — это значение ω ($\omega_0 > -\Delta$), для которого аргумент δ -функции в (3.16) обращается в нуль. Если выполняются условия $|\varepsilon_{ps}| \gg \Delta$ и $|\varepsilon_{ps}| \gg \Gamma$, то величина ω_0 определяется из уравнения $\varepsilon_{ps} - \omega + 2\Gamma\Delta(\sqrt{\Delta^2 - \omega^2})^{-1} = 0$.

Однако вес пика, возникающего в точке $\omega = \omega_0$, пренебрежимо мал вследствие зависимости $N(\varepsilon)$ от ε для сверхпроводящего состояния согласно (3.18) (рис. 4). Величина n_{ps} , создаваемая этим пиком, порядка $\Gamma^2 \Delta / |\varepsilon_{ps}|^3 \ll 1$, где $\Gamma = V^2 N_0$ — гибридизация ширина.

Вне щели при $\omega \rightarrow -\Delta$ $\tilde{\rho}_{ps}(\omega) \rightarrow 0$ вследствие того, что в этой области $N(\omega) \rightarrow \infty$. Численные расчёты [8] показывают, что в сверхпроводящем состоянии при значениях ω вне щели близких к $+\Delta$ вклад $\tilde{\rho}_{ps}(\omega)$ в

величину n_{Ps} также пренебрежимо мал. Таким образом, вблизи значений $\omega = \pm\Delta$ сверхпроводящее состояние не создаёт значительного добавочного вклада в величину n_{Ps} , связанного со свойствами фермионной структуры этого состояния. Однако образование щели 2Δ исключает вклад в n_{Ps} , создаваемый кондо-пиком в нормальном состоянии [8].

3.5. Влияние состояния псевдощели на Ps

В настоящее время не существует единой общепризнанной теории псевдощелевого состояния высокотемпературных сверхпроводников. Некоторые авторы считают, что в этом состоянии образуется газ возбуждённых куперовских пар и свободных фермионов [24]. Автор отмечает [115], что экспериментальные результаты [59, 72] о зависимости $\tau_2(T)$ для (Bi,Pb)-2223 в области T_c могут быть интерпретированы, если предположить, что в состоянии псевдощели при $T \rightarrow T_c$ ($T > T_c$) плотность состояний фермионов описывается выражением

$$N(\varepsilon) = \begin{cases} N_0, & |\varepsilon| > \Delta, \\ 0, & -\Delta < \varepsilon < \Delta. \end{cases} \quad (3.20)$$

Выражение (3.20) для плотности состояний фермионов соответствует экспериментальным данным, показывающим, что величина щели изменяется непрерывно при переходе из сверхпроводящего состояния в состояние с псевдощелью [27, 108, 109]. Выражение (3.20) предполагает, что при $T > T_c$ пары связанных фермионов образуют ультрахолодный бозе-газ [112, 114]. Кроме того, использование (3.20) для определения $\rho_{Ps}(\omega)$ предполагает, что пары связанных фермионов, образующие бозе-газ, не участвуют в эффекте гибридизации состояния Ps. Если $N(\varepsilon)$ определяется (3.20), то согласно (3.17) при ω внутри щели

$$\operatorname{Re} \sigma_p(\varepsilon_{Ps} - \omega) = 2 \frac{\Gamma}{\pi} \ln \left(\frac{\omega + \Delta}{D} \right). \quad (3.21)$$

Выражение (3.21) логарифмически расходится при $\omega \rightarrow -\Delta$. Подобный результат возникает в модели Андерсона с "бесконечным U " для магнитной примеси в нормальном металле при низких температурах. Как известно, согласно этой модели образующаяся при $T \rightarrow 0$ логарифмическая расходимость приводит к образованию кондо-резонанса в локальной плотности состояний магнитной примеси при некотором значении $\omega - T_0$, где $T_0 > 0$. Из (3.16) и (3.21) следует, что для рассматриваемой системы пик $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$ возникает при $\omega = -\Delta + T_0$. Величина T_0 определяется из уравнения

$$\varepsilon_{Ps} + \Delta - T_0 = \frac{2\Gamma}{\pi} \ln \left(\frac{T_0}{D} \right). \quad (3.22)$$

Соответственно изменение n_{Ps} согласно (3.19) оказывается равным

$$\delta n_{Ps} = \left[1 + \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma}{T_0} \right]^{-1}. \quad (3.23)$$

Таким образом, пик $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$, возникающий в сверхпроводящей фазе внутри щели при значении ω , близком к $-\Delta$ (см. рис. 4), в результате образования псевдощели при $T = T_c$ скачкообразно увеличивает свой вес до величины $\approx \pi T_0/(2\Gamma)$.

Экспериментальные результаты для (Bi,Pb)-2223 [59, 72] показывают, что относительная величина скачкообразного увеличения $\tau_2(T)$ при $T \approx T_c$, возникающая в результате перехода из сверхпроводящей фазы в состояние псевдощели, равна $\delta\tau_2/\tau_2 \sim 0,1$. Этот экспериментальный результат можно сравнить со значением $\delta\tau_2/\tau_2$, определяемым выражением (1.2). Если $\tau_2 \approx 500$ пс, то из (1.2) при $w_{Ps} = 500^{-1}$ пс⁻¹ и $w_p = 250^{-1}$ пс⁻¹ [78, 98, 110, 111] следует, что

$$\frac{\delta\tau_2}{\tau_2} \simeq \delta n_{Ps}. \quad (3.24)$$

Это значение δn_{Ps} , согласно (3.23), приводит к выводу, что $T_0 \sim 0,1\Gamma$.

4. Заключение

Модель позитрония, образующегося в микрополости в ВТСП и взаимодействующего с окружающей средой путём процессов $Ps \leftrightarrow e^+ + e^-$, даёт возможность связать результаты эксперимента с теорией электронной структуры, образующейся в сверхпроводнике в области T_c . Наблюдаемая экспериментально на ВТСП скачкообразная зависимость $\tau_2(T)$ при температуре $T = T_c$, связана с изменением кондо-состояния позитрония.

В сверхпроводящем состоянии куперовские пары образуют конденсат. В этом случае, согласно теории БКШ, плотность состояний фермионов $N(\varepsilon)$ описывается выражением (3.18). В результате оказывается, что вес кондо-пика, образующегося на кривой $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$, стремится к нулю. В состоянии псевдощели пары связанных фермионов образуют "ультрахолодный" бозе-газ [114]. Экспериментальные результаты [59, 72] о зависимости $\tau_2(T)$ вблизи T_c можно интерпретировать, если предположить, что при $T > T_c$ пары связанных фермионов не участвуют в эффекте гибридизации состояния Ps. Соответственно согласно выражению (3.20) для $N(\varepsilon)$ при переходе из сверхпроводящего состояния в состояние псевдощели вес кондо-пика, образующегося на кривой $\tilde{\rho}_{Ps}(\omega)$, при $T = T_c$ увеличивается скачкообразно. По мере увеличения температуры, превышающей T_c , бозоны, образованные парами фермионов, постепенно разрушаются и соответственно концентрация свободных фермионов возрастает [28, 112–115]. В результате в области температур, в которой существует псевдощель, при увеличении T наблюдается уменьшение $\tau_2(T)$.

В заключение следует отметить, что экспериментальные исследования эффектов, связанных с образованием позитрония в микрополостях в металлах, могут быть использованы как метод изучения электронной структуры этих веществ.

Список литературы

- Графутин В И, Прокопьев Е П УФН **172** 67 (2002) [Grafutin V I, Prokop'ev E P *Phys. Usp.* **45** 59 (2002)]
- Гольданский В И *Физическая химия позитрона и позитрония* (М.: Наука, 1968)
- Седов В Л УФН **94** 417 (1968) [Sedov V L *Sov. Phys. Usp.* **11** 163 (1968)]
- Hautojarvi P (Ed.) *Positrons in Solids* (Topics in Current Physics, Vol. 12) (Berlin: Springer-Verlag, 1979)

5. Brandt W, Dupasquier A (Eds) *Positron Solid-State Physics* (Amsterdam: North-Holland, 1983)
6. Puska M J, Nieminen R M *Rev. Mod. Phys.* **66** 841 (1994)
7. Schultz P J, Lynn K G *Rev. Mod. Phys.* **60** 701 (1988)
8. Sedov V L, Tsigelnik O A *Phys. Lett. A* **332** 423 (2004)
9. Consolati G *J. Chem. Phys.* **117** 7279 (2002)
10. Stepanov S V, Byakov V M, Kobayashi Y *Phys. Rev. B* **72** 054205 (2005)
11. He C et al. *J. Chem. Phys.* **122** 214907 (2005)
12. Fischer C G et al. *Phys. Rev. B* **71** 180102 (2005)
13. Sato K et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 228302 (2006)
14. Anderson P W *Phys. Rev.* **124** 41 (1961)
15. Bickers N E, Cox D L, Wilkins J W *Phys. Rev. B* **36** 2036 (1987)
16. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питтаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Физматлит, 2006) [Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Quantum Electrodynamics* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1999)]
17. Peskin M E, Schroeder D V *An Introduction to Quantum Field Theory* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1995) [Пескин М, Шредер Д *Введение в квантовую теорию поля* (М. – Ижевск: РХД, 2001)]
18. Dirac P A M *Proc. Cambr. Philos. Soc. Math. Phys. Sci.* **26** 361 (1930)
19. Sedov V L, Teimurazova V A, Berndt K *Phys. Lett. A* **33** 319 (1970)
20. Haussmann R Z *Phys. B* **91** 291 (1993)
21. Haussmann R *Phys. Rev. B* **49** 12975 (1994)
22. Timusk T, Statt B *Rep. Prog. Phys.* **62** 61 (1999)
23. Loktev V M, Quick R M, Sharapov S G *Phys. Rep.* **349** 1 (2001)
24. Malý J, Jankó B, Levin K *Physica C* **321** 113 (1999)
25. Yanase Y et al. *Phys. Rep.* **387** 1 (2003)
26. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
27. Renner Ch et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 149 (1998)
28. Perali A et al. *Phys. Rev. B* **66** 024510 (2002)
29. Stajic J et al. *Phys. Rev. B* **68** 024520 (2003)
30. Wen H-H et al. *Phys. Rev. B* **72** 134507 (2005)
31. Sadovskii M V *Physica C* **341–348** 939 (2000)
32. Садовский М В *УФН* **171** 539 (2001) [Sadovskii M V *Phys. Usp.* **44** 515 (2001)]
33. Pereg-Barnea T, Franz M *Phys. Rev. B* **68** 180506 (2003)
34. Abrikosov A A *Phys. Rev. B* **74** 180505(R) (2006)
35. Deutscher G *Low Temp. Phys.* **32** 566 (2006)
36. Yang K-Y, Rice T M, Zhang F C *Phys. Rev. B* **73** 174501 (2006)
37. Седов В Л *Изв. РАН. Сер. физ.* **58** (4) 70 (1994)
38. Usman S G et al. *Phys. Rev. B* **36** 8854 (1987)
39. Jean Y C et al. *Phys. Rev. B* **36** 3994 (1987)
40. Sundar C S et al. *Physica C* **153–155** 155 (1988)
41. Corbel C et al. *Appl. Phys. A* **48** 335 (1989)
42. Ishibashi S et al. *Phys. Lett. A* **128** 387 (1988)
43. Teng M-K et al. *Phys. Lett. A* **124** 363 (1987)
44. Wang S J et al. *Phys. Rev. B* **37** 603 (1988)
45. Ishibashi S et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** L688 (1987)
46. Smedskjaer L C et al. *Physica B+C* **150** 56 (1988)
47. Jingsheng Z et al. *J. Phys. C* **21** L281 (1988)
48. Brusa R S et al. *Physica C* **156** 65 (1988)
49. von Stetten E C et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2198 (1988)
50. Mandal P et al. *J. Phys. C* **21** 3151 (1988)
51. Hoffmann L et al. *Europhys. Lett.* **6** 61 (1988)
52. Charalambous S et al. *Phys. Lett. A* **128** 97 (1988)
53. Krášťáková K et al. *Z. Phys. B* **77** 197 (1989)
54. Pujari P K et al. *Physica C* **159** 75 (1989)
55. Sedov V L et al. *Phys. Lett. A* **151** 93 (1990)
56. Седов В Л, Хафиз М А, Шабатин В П *ФНТ* **17** 1558 (1991) [Sedov V L, Hafiz M A, Shabatin V P *Sov. J. Low Temp. Phys.* **17** 855 (1991)]
57. Sedov V L et al. *Mater. Sci. Forum* **105–110** 1217 (1992)
58. Седов В Л и др. *ЯФ* **58** 1198 (1995) [Sedov V L et al. *Phys. At. Nucl.* **58** 1121 (1995)]
59. Sedov V L et al. *Phys. Lett. A* **222** 455 (1996)
60. Lim H J, Byrne J G *Physica B* **229** 294 (1997)
61. Pujari P K et al. *Solid State Commun.* **73** 623 (1990)
62. Pujari P K et al. *Phys. Rev. B* **50** 3438 (1994)
63. Pujari P K et al. *Phys. Rev. B* **66** 012518 (2002)
64. Hill A J et al. *Physica C* **176** 64 (1991)
65. Li X H et al. *Mater. Sci. Forum* **105–110** 735 (1992)
66. Wang S J et al. *Phys. Rev. B* **49** 4319 (1994)
67. Wang S J et al. *Physica C* **235–240** 1219 (1994)
68. Sundar C S et al. *Phys. Rev. B* **43** 13019 (1991)
69. Chakrabarti M et al. *Solid State Commun.* **128** 321 (2003)
70. Zhang D M et al. *Phys. Rev. B* **47** 3435 (1993)
71. Huang H C et al. *Mod. Phys. Lett. B* **4** 993 (1990)
72. Sanyal D, Banerjee D, De U *Phys. Rev. B* **58** 15226 (1998)
73. Sanyal D et al. *Physica B* **281–282** 928 (2000)
74. De U et al. *Phys. Lett. A* **222** 119 (1996)
75. De U et al. *Phys. Rev. B* **62** 14519 (2000)
76. Kajcsos Z et al., in *Positron Annihilation* (Eds L Dorikens-Vanpraet, M Dorikens, B Segers) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 889
77. Jean Y C et al., in *Positron Annihilation* (Eds L Dorikens-Vanpraet, M Dorikens, B Segers) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 922
78. Hill A J et al. *Physica C* **176** 64 (1991)
79. Li X H et al. *Mater. Sci. Forum* **105–110** 735 (1992)
80. Jean Y C et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 1593 (1990)
81. Bharathi A et al. *Phys. Rev. B* **42** 10199 (1990)
82. Manuel A A *Helv. Phys. Acta* **61** 451 (1988)
83. Smedskjaer L C et al. *Phys. Rev. B* **37** 2330 (1988)
84. Barnes S E, Peter M *Phys. Rev. B* **40** 10958 (1989)
85. Benedek R, Schüttler H-B *Phys. Rev. B* **41** 1789 (1990)
86. Kresin V Z, Morawitz H J *Supercond.* **3** 227 (1990)
87. McMullen T *Phys. Rev. B* **41** 877 (1990)
88. Singh D et al. *Phys. Rev. B* **39** 9667 (1989)
89. Arponen J et al. *J. Phys. F* **3** 2092 (1973)
90. Hautojärvi P et al. *Philos. Mag.* **35** 973 (1977)
91. Puska M J, Nieminen R M *J. Phys. F* **13** 333 (1983)
92. Hasegawa M et al., in *Positron Annihilation* (Eds P G Coleman, S C Sharma, L M Diana) (Amsterdam: North-Holland, 1982) p. 425
93. Hasegawa M, Berko S, Kuramoto E, in *Positron Annihilation* (Eds L Dorikens-Vanpraet, M Dorikens, D Segers) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 73
94. Hasegawa M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **1** SA77 (1989)
95. Hautojärvi P *Hyperfine Interact.* **15** 357 (1983)
96. Cotterill R M J et al. *J. Phys. F* **2** 459 (1972)
97. Eldrup M, Mogensen O E, Evans J H *J. Phys. F* **6** 499 (1976)
98. Brusa R S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **194** 519 (2002)
99. Sanyal D et al. *Phys. Lett. A* **204** 305 (1995)
100. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: Нерелятивистская теория* (М.: Физматлит, 2004) с. 144 [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)]
101. Brandt W *Appl. Phys.* **5** 1 (1974)
102. Hodges C H, Stott M J *Solid State Commun.* **12** 1153 (1973)
103. Jena P, Gupta A K, Singwi K S *Solid State Commun.* **21** 293 (1977)
104. Gunnarsson O, Lundqvist B I *Phys. Rev. B* **13** 4274 (1976)
105. Kuramoto Y Z *Phys. B* **53** 37 (1983)
106. Grewe N Z *Phys. B* **53** 271 (1983)
107. Rupasov V I *Phys. Lett. A* **237** 80 (1997)
108. Ekino T, Sezaki Y, Fujii H *Phys. Rev. B* **60** 6916 (1999)
109. Ekino T et al. *J. Low Temp. Phys.* **117** 359 (1999)
110. Sen P et al. *Phys. Lett. A* **262** 469 (1999)
111. Sen P et al. *Phys. Lett. A* **302** 330 (2002)

112. Tchernyshyov O *Phys. Rev. B* **56** 3372 (1997)
 113. Norman M R et al. *Phys. Rev. B* **57** R11093 (1998)
 114. Каган М Ю и др. УФН **176** 1105 (2006) [Kagan M Yu et al. *Phys. Usp.* **49** 1079 (2006)]
 115. Sedov V L *Phys. Lett. A* **372** 3105 (2008)

Positronium in a void in a high- T_c superconductor

V.L. Sedov

Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University,
 Vorob'evy gory, 119991 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-495) 939-23 87
 Fax (7-495) 932-88 20
 E-mail: sedov@mig.phys.msu.ru

The behavior of positronium localized in a microvoid in a high-temperature superconductor (HTSC) environment is examined. The interaction of such positronium with conduction electrons is treated as arising from the $Ps \leftrightarrow e^+ + e^-$ process, which is mathematically described here in terms of the well-known Anderson model for a magnetic impurity in a normal metal. In this model, the interaction underlying this process is due to the positronium state hybridizing with the states of conduction electrons and the state of the positronium remaining within the void. Similar to the case of a magnetic impurity, the density of states of interacting positronium exhibits a "Kondo resonance" provided the Fermi liquid surrounding the void is in the normal state. Based on experimental data on the lifetime τ_2 of void-trapped positrons it is concluded that the hybridization interaction is much stronger than intra-atomic relativistic electron–positron interaction in the Ps atom. The model used to describe interacting Ps provides a relation between the experimental values of $\tau_2(T)$ and the properties of the electronic structure of the metal. Experimental results for the ceramic HTSC samples of $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_7$ and $(Bi,Pb)-2223$ are interpreted, which show a sharp drop in $\tau_2(T)$ at $T = T_c$, where T_c is the superconducting transition temperature. Using the adopted model, some conclusions are drawn as to how the properties of the pseudogap correlate with the experimental $\tau_2(T)$ dependence observed in $(Bi,Pb)-2223$ for $T > T_c$.

PACS numbers: 71.60.+z, 74.25.Jb, 74.72.-h, 78.70.Bj

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907b.0727

Bibliography — 115 references

Received 24 June 2008, revised 8 April 2009

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (7) 727–736 (2009)

Physics—Uspekhi **52** (7) (2009)