

УДК 539.2; 539.292

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЯЖЕЛОФЕРМИОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА U_2PtC_2 С ПОМОЩЬЮ МИКРОКОНТАКТОВ

Ю. Г. Найдюк, И. К. Янсон, П. Н. Чубов, В. М. Киржнер,
Г. Х. Панова, З. М. Алексеева

Для соединения U_2PtC_2 определены при низких температурах основные кинетические и термодинамические параметры, демонстрирующие проявление в нем тяжелофермионных эффектов. Детально измерена температурная зависимость сопротивления U_2PtC_2 , на которой наблюдается переход в сверхпроводящее состояние при $T_k=1.52$ К, шириной 0.15 К. Проведено исследование нелинейности ВАХ точечных контактов, образованных между U_2PtC_2 и Me, где Me=Ag, Cu, W, Ta, Mo, U_2PtC_2 . Оценены размеры контактов, длина пробега электронов и удельное сопротивление в них, свидетельствующие о тепловом режиме протекания тока в сужении.

Изучено изменение ВАХ и ее производных при переходе одного или обоих контактирующих материалов в сверхпроводящее состояние. Оценено значение величины энергетической щели в U_2PtC_2 $2\Delta(0)/kT_k=3.4$ и найдена ее температурная зависимость $\Delta(T)$ при $T_k/2 < T < T_k$. Обнаружено, что на ВАХ гетероконтактов $U_2PtC_2-Ta(Mo)$ ниже критических температур каждого из электродов проявляются сверхпроводящие особенности только от одного (любого) материала, а критический ток отсутствует, так же как и в гомоконтактах $U_2PtC_2-U_2PtC_2$. Обсуждается причина сильного подавления сверхпроводящего состояния в исследуемых контактах.

Большой интерес в последнее время вызывает изучение необычных свойств так называемых систем с тяжелыми фермионами [1]. Для этих веществ при низких температурах характерны аномальное поведение и большие значения таких кинетических, термодинамических и магнитных характеристик, как удельное сопротивление, термоэдс, коэффициент Холла, теплоемкость, магнитная восприимчивость и т. д. Такое нетривиальное поведение свойств тяжелофермионных систем связывают с наличием на уровне Ферми гигантского максимума в плотности состояний, т. е. с появлением квазичастиц с большой эффективной массой, превышающей на два порядка массу свободного электрона.

К настоящему времени синтезировано более десятка систем с тяжелыми фермионами, и их количество из года в год растет. Наибольшее внимание среди них привлекают три соединения $CeCu_2Si_2$, UBe_{13} , UPt_3 , которые к тому же становятся сверхпроводниками ниже 1 К. Отмечается, что за сверхпроводимость в данных веществах ответственны именно тяжелые квазичастицы и, возможно, сверхпроводящее состояние имеет триплетный характер.

Соединение U_2PtC_2 занимает промежуточное положение между «классическими» тяжелофермионными системами на основе урана UBe_{13} , UPt_3 и менее аномальным сверхпроводником U_6Fe . U_2PtC_2 имеет более высокое, чем в UPt_3 , значение критической температуры (~ 1.5 К) и величину $dN_{c2}/dT = -9$ Т/К, а отношение Вильсона $\tilde{W}_0 = \chi/\gamma$ (χ — коэффициент магнитной восприимчивости, γ — коэффициент электронной теплоемкости) для U_2PtC_2 , равное 2.1, больше, чем для UPt_3 и UBe_{13} . Это свидетельствует о сильном парамагнетонном вкладе в χ . Тем более удивительно, что U_2PtC_2 является сверхпроводником. Из-за существенного парамагнетонного вклада

в γ для этой системы не исключена возможность спаривания тяжелых фермионов через парамагноты. Перечисленные свойства U_2PtC_2 и немногочисленные публикации по его исследованию, безусловно, вызывают интерес к более глубокому изучению данного вещества различными методами.

Данная работа посвящена исследованию U_2PtC_2 с помощью метода микроконтактной (МК) спектроскопии [2, 3], интенсивно развивающегося в последнее десятилетие. Цель работы состояла, во-первых, в определении режима протекания тока в контактах, содержащих U_2PtC_2 , и, следовательно, возможности получения прямой информации о механизмах рассеяния электронов в них; во-вторых, в изучении контактов на основе U_2PtC_2 в сверхпроводящем состоянии, определении величины энергетической щели, критического и избыточного токов в таких структурах.

1. Методика эксперимента и результаты

Исследуемые образцы были приготовлены из лигатуры монокарбида урана и платины, которые переплавлялись в дуговой печи в атмосфере аргона на медном водоохлаждаемом поддоне с помощью вольфрамового нерасходуемого электрода. Отжиг образцов проводился при температуре 1400 К в течение 3 ч. В результате были получены однородные образцы с содержанием второй фазы менее 2—3 %. Паспортные данные образца по результатам измерения теплоемкости и магнитной восприимчивости приведены в табл. 1. Более подробно остановимся на методике резистив-

Таблица 1

Результаты измерения термодинамических и магнитных характеристик исследуемого образца U_2PtC_2 .

T_k , К	$\frac{dH_{c2}/dT}{T/K}$	γ , мдж/моль·К ²	$\theta(0)/\theta_{в.т}$	$\chi \cdot 10^3$, ед. СГСМ/г-а
1.49	— 9	75	301/463	2.21

Примечание. $\theta(0)/\theta_{в.т}$ — отношение температур Дебая при низких и высоких температурах.

ных измерений. Температурная зависимость сопротивления массивного образца U_2PtC_2 (его размеры показаны на рис. 1) получена для измерительного тока 1 А по четырехзондовой схеме с использованием компаратора напряжения Р 3003 и термометра сопротивления Allen Bradley. Запись ВАХ $I(V)$ контактов и их производных $dV/dI \equiv R_n(V)$ и d^2V/dI^2 проводилась по стандартной модуляционной методике, подробное описание которой есть в работах [2, 3]. Контакты создавались непосредственно в жидком гелии между механически отполированной поверхностью куска U_2PtC_2 или его сколуд и иглой из различных металлов Ag, Cu, W, Ta, Mo, которые подвергались электрохимической полировке в соответствующих реактивах. Изучались также гомоконтакты, образованные соприкосновением сколов двух кусков U_2PtC_2 . Измерение ВАХ и ее производных проводилось в области температур 0.8—4.2 К. Понижение температуры осуществлялось откачкой паров 4He механическим, а затем паромасляным насосом БН-3 в криостате специальной конструкции [4]. Температура контролировалась тем же термометром сопротивления, калиброванным по давлению паров 4He , с точностью не хуже 0.01 К.

Обратимся к измеренной температурной зависимости сопротивления U_2PtC_2 (рис. 1). При низких температурах виден переход в сверхпроводящее состояние. Значение критической температуры T_k , определенной на середине скачка сопротивления, равно 1.52 К, а ширина области перехода составляет около 0.15 К. В области 1.5—4.2 К сопротивление монотонно возрастает, причем $R(T)$ можно описать зависимостью типа

AT^n , где $1 < n < 2$ (рис. 1). Такое поведение $R(T)$ обусловлено рассеянием электронов проводимости на спиновых флуктуациях электронов из $5f$ -зоны. Согласно теории [5], подобное рассеяние дает вклад в сопротивление, пропорциональный T^n , где $n=2$ при низких и $n=1$ при более высоких температурах. При дальнейшем повышении температуры от 6 до 30 К $R(T)$ растет по логарифмическому закону и выходит на насыщение выше 100 К. Отношение $R(300\text{ К})/R(1.7\text{ К})$ составляет 23. Поскольку образец был неправильной формы, то можно привести лишь оценочные значения удельного сопротивления ρ в U_2PtC_2 , равное не более 10 мкОм·см

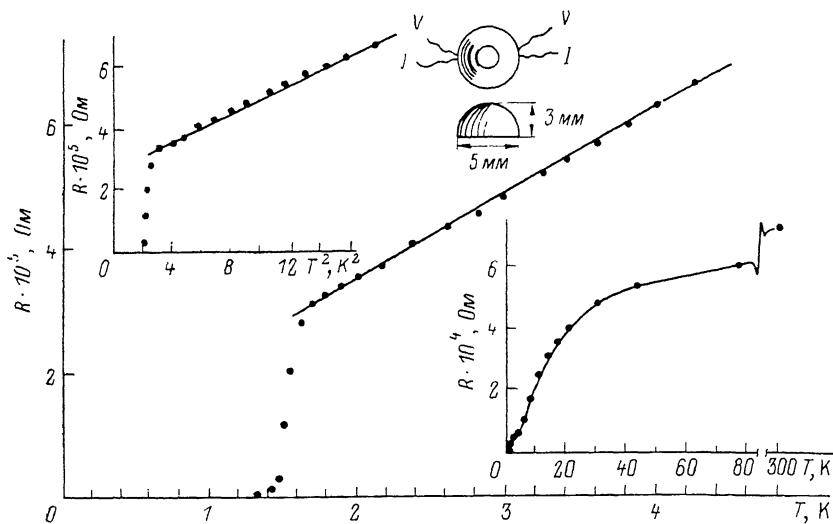


Рис. 1. Экспериментальная зависимость (точки) сопротивления R образца из U_2PtC_2 от температуры ($1.3 < T \leq 4.2\text{ К}$).

На вставках: справа — то же для $1.3 < T \leq 77\text{ К}$; слева — то же, но в координатах R от T^2 ($1.3 < T \leq 4.2\text{ К}$). Прямые линии показывают отклонение зависимости R от T от линейной и квадратичной (на вставке). Вверху изображение образца с токовыми и потенциальными проводами.

при 1.7 К и $d\rho/dT$, равное не более $4.5\text{ мкОм}\cdot\text{см}\cdot\text{К}^{-1}$ в интервале 1.5—4.2 К. Данные по $R(T)$ достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными в [6, 7].

Зависимости дифференциального сопротивления $R_d(V) \equiv dV/dI$ контактов между U_2PtC_2 и медью (или другим куском U_2PtC_2) показаны на рис. 2. Кривые $R_d(V)$ имеют минимум при $V=0$, т. е. R_d растет с увеличением напряжения. Качественно вид $R_d(V)$ напоминает зависимость сопротивления массивного образца от температуры в интервале 1.5—80 К (рис. 1). С увеличением сопротивления контакта минимум на $R_d(V)$ при $V=0$ уширяется, а его амплитуда уменьшается. Отношение $R(30\text{ мВ})/R(0)$ составляло для низкоомных ($\leq 0.2\text{ Ом}$) контактов 3—4, а для более высокоомных ($> 1\text{ Ом}$) уменьшалось до 1.1—1.9. Для гетероконтактов характерна также асимметрия $R_d(V)$ относительно оси $V=0$. Зависимости $R_d(V)$ для гетероконтактов с контрэлектродом из других металлов качественно не отличались. Понижение температуры приводило к уменьшению

Таблица 2

Параметры низкоомных контактов U_2PtC_2 —Me

№	Me	$R(0)$, Ом	$R(30\text{ мВ})/R(0)$	d , нм	ρ , мкОм·см	l , нм	$l/d \cdot 10^3$
51	Cu	0.07	4	4500	32	3.7	0.82
67	U_2PtC_2	0.125	3.1	1900	25	4.4	2.3
69	U_2PtC_2	0.125	4.2	1360	17	6.0	4.4

значения $R(0)$, особенно заметному для низкоомных контактов, т. е. минимум на $R_x(V)$ обострялся (кривая 2 на рис. 2).

Сопротивление контакта в модели круглого отверстия для изотропного квадратичного закона дисперсии и в случае преобладания упругого рассеяния может быть выражено формулой

$$R \approx \rho/d + 16\rho l/3\pi d^2, \quad (1)$$

где d — диаметр контакта; $\rho l = p_F/ne^2$; n , e , p_F , l — соответственно плотность, заряд, фермиевский импульс и длина пробега электронов. Продиф-

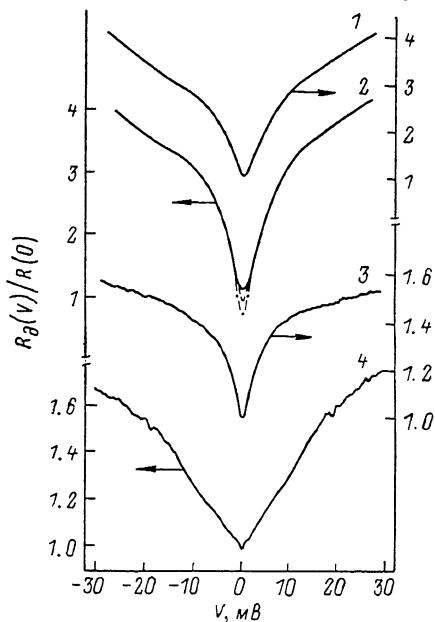


Рис. 2. Записи дифференциального сопротивления (в отн. ед.) в зависимости от напряжения для микроконтактов на основе U_2PtC_2 —Me.

1, 3 — Cu; 2, 4 — U_2PtC_2 . $R(0)$, Ом и T , К: 1 — 0.07 и 1.25, 2 — 0.125 и 0.8—1.9, 3 — 2 и 1.4, 4 — 7.4 и 1.3. На кривой 2 показано влияние уменьшения температуры 1.92 → 1.2 → 0.82 К на минимум при $V=0$. Кривые 1, 2 соответствуют контактам № 51 и 69 из табл. 2.

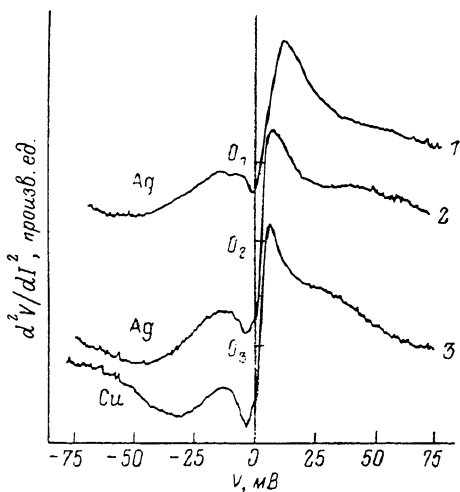


Рис. 3. Записи второй производной ВАХ при $T=4.2$ К для гетероконтактов U_2PtC_2 —Me.

$R(0)$, Ом: 1 — 85, 2 — 10.4, 3 — 3.4.

ференцировав уравнение (1) по температуре, получим выражение для нахождения диаметра контакта

$$d \approx (d\rho/dT)/(dR/dT). \quad (2)$$

Величина dR/dT определялась по зависимости $R(0)$ контакта от температуры в области 1.3—2 К; используя полученные ранее данные для $d\rho/dT$ массива при $T=1.7$ —4 К, получим, согласно (2), значение диаметра контакта. Затем из формулы (1), предполагая $\rho l \approx 10^{-11}$ Ом·см², как для большинства металлов, найдем значения ρ и l в контакте. Подобные оценки параметров для нескольких низкоомных контактов приведены в табл. 2. Значение длины пробега l в массивном куске составляет ~ 100 Å, считая, что $\rho \sim 10^{-8}$ Ом·см. Таким образом, величина l в контакте почти в 2 раза меньше, чем в массиве, что естественно связать с более несовершенной структурой контакта, из-за его «загрязнения» и деформации в процессе создания. Поскольку $l \ll d$, то исследуемые контакты находятся в тепловом режиме протекания тока, когда температура в сужении связана с напряжением на нем соотношением $T(V) = (T_0^2 + V^2/4L)^{1/2}$ [8], где T_0 — температура ванны, L — число Лоренца. В этом случае кривая

$R_x(V)$ подобна зависимости $R(T)$ микроконтакта или $\rho(T)$ массива [9]. Чтобы в контакте реализовать режим, когда возможно получение информации об электрон-фононном взаимодействии, необходимо выполнить обратное условие $l \gg d$ [2, 3] или в крайнем случае $l \geq d$. Так как в контакте l не может быть больше, чем в массиве, т. е. 100 \AA , то диаметр контакта должен быть меньше этой величины, а его сопротивление, согласно формуле (1), не менее 20 Ом . Записи d^2V/dI^2 высокоомных гетероконтактов приведены на рис. 3. Видно, что имеются некоторые особенности: резкий максимум в районе малых напряжений и размытый горб (или плечо) около $30\text{--}50 \text{ мВ}$. Однако эти особенности меняют свое положение для разных образцов, смещаясь в сторону меньших напряжений при переходе к более

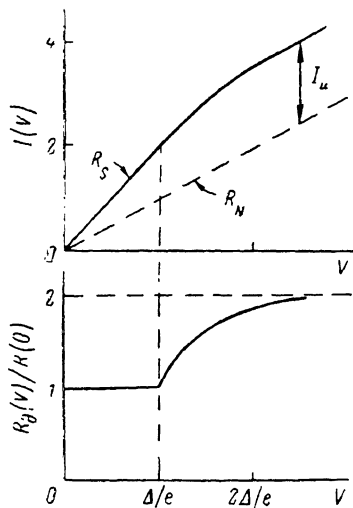


Рис. 4. Качественное поведение ВАХ и ее производной для N - S -контакта, согласно теории [11], при $T=0$ и $D=1$ (см. формулы (3) и (4)).

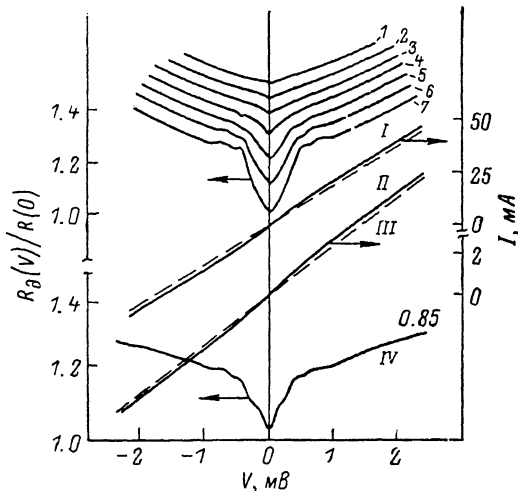


Рис. 5. Записи $R_x(V)/R(0)$ и ВАХ при $T=0.84 \text{ К}$ для гетероконтакта № 32 (I, II) и № 36 при $T=0.85 \text{ К}$ (III, IV).

Вверху показано влияние температуры на вид $R_x(V)$ для первого образца: 1 — 1.68, 2 — 1.55, 3 — 1.48, 4 — 1.36, 5 — 1.2, 6 — 1.04, 7 — 0.84 К. Параметры контактов приведены в табл. 3.

низкоомным контактам, и по этой причине не могут быть прямо связаны со спектром электрон-фононного взаимодействия, так же как и с особенностями в плотности электронных состояний, что предлагают авторы [10]. Кроме того, значительная асимметрия ВАХ изученных гетероконтактов, наблюдавшаяся и для контактов из других тяжелофермионных систем [9], также свидетельствует в пользу теплового режима в них. Следовательно, для высокоомных образцов значение l становится существенно меньше, чем в низкоомных из-за большего влияния поверхностных загрязнений и деформации на структуру контакта.

Нужно отметить, что с увеличением напряжения на контакте длина пробега электронов уменьшается за счет их рассеяния на спиновых флуктуациях и фононах. Это уменьшение будет сравнимо с уменьшением при росте температуры длины пробега электронов в массиве, тепловая энергия kT которых соответствует энергии eV электронов в контакте. При повышении температуры до 100 К сопротивление U_2PtC_2 возрастает почти в 20 раз, т. е. длина пробега уменьшается до 5 \AA . Следовательно, для электронов в контакте с энергией $eV \sim 10 \text{ мэВ} \sim 100 \text{ К}$ длина пробега будет существенно меньше, чем у электронов при $V=0$. Поэтому если окажется, что условие $l \geq d$ выполняется в контакте при напряжении, близком к нулю, то с увеличением энергии электронов их длина пробега станет существенно меньше и условие $l \geq d$ будет нарушено.

Перейдем теперь к рассмотрению контактов, в которых один или оба электрода находятся в сверхпроводящем состоянии. В этом случае на ВАХ появляются особенности [11] при энергиях, равных примерно Δ , где Δ — величина энергетической щели в сверхпроводнике. Для U_2PtC_2 с $T_k = 1.5$ К значение Δ можно оценить в несколько десятых мэВ (~ 0.2 мэВ), предполагая выполнение известного соотношения $2\Delta(0)/kT_k = 3.5$. Таким образом, при понижении температуры ниже 1.5 К на ВАХ контактов с U_2PtC_2 можно ожидать появления особенностей при энергиях в несколько десятых мэВ. Известно также, что сопротивление чистого $N-c-S$ -контакта (N — нормальный металл, c — сужение, S — сверхпроводник) за счет андреевского отражения от NS -границы в 2 раза меньше сопротивления того же контакта в нормальном состоянии.¹ При этом на зависимости $R_x(V)$ $N-c-S$ -контакта появляется минимум шириной около 2Δ (рис. 4) [11]. Из рис. 2 видно, что при $T < 1.5$ К на одной кривой (4)

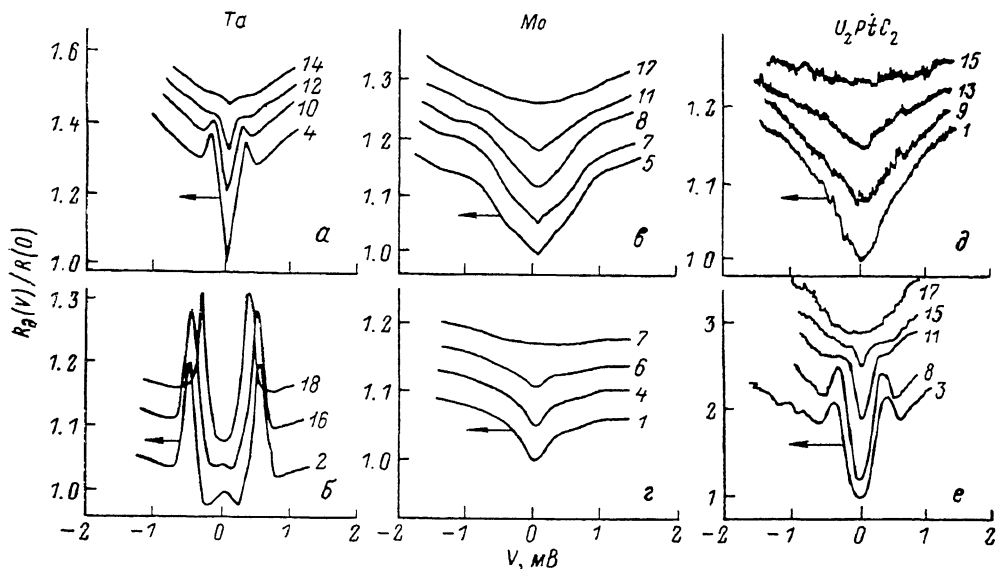


Рис. 6. Записи $R_x(V)/R(0)$ для гетероконтактов U_2PtC_2 —Me.

a — № 47, $б$ — № 41, $в$ — № 60, $г$ — № 49, $д$ — № 73, $е$ — № 68. T , К: 1 — 0.83, 2 — 0.84, 3 — 0.85, 4 — 0.86, 5 — 0.87, 6 — 0.89, 7 — 0.91, 8 — 1.09, 9 — 1.19, 10 — 1.2, 11 — 1.33, 12 — 1.4, 13 — 1.47, 14 — 1.6, 15 — 1.62, 16 — 1.66, 17 — 1.71, 18 — 2.5. Параметры контактов приведены в табл. 3.

появился небольшой острый провал при $V=0$. Оказалось, что получить контакты со сверхпроводящими особенностями при $T < T_k$ не всегда удается. Как правило, эти особенности наблюдались для контактов с малым сопротивлением (< 1 Ом), т. е. большего размера. В таких контактах влияние деформированного, дефектного поверхностного слоя с подавленной сверхпроводимостью сказывается меньше, так как информация поступает от более глубоких неискаженных сверхпроводящих слоев металла. К тому же в U_2PtC_2 наблюдается уменьшение T_k под давлением ($dT_k/dP = -0.05$ К/кбар [7]), которое тем больше, чем меньше размер контакта, и может достигать на границе электродов величин пластической деформации металла ≤ 10 кбар. По указанным причинам контакты большего сопротивления (меньших размеров) будут иметь более низкие значения критических параметров. Так, например, на одном из контактов U_2PtC_2 —W с сопротивлением 0.4 Ом сверхпроводящие особенности появлялись лишь при $T < 1.2$ К, тогда как при уменьшении его сопротивления до 0.04 Ом (контакт № 32) они наблюдались до 1.7 К (рис. 5).

Всего было получено приблизительно по 10 зависимостей $R_x(V)$ для каждого типа контактов U_2PtC_2 —Me (Me=Cu, W, Ta, Mo, U_2PtC_2),

¹ При одинаковых p_F и v_F в обоих электродах.

на которых проявлялись щелевые особенности сверхпроводника. Кривые с максимальным скачком $R(0)$ при уменьшении температуры ниже T_k показаны на рис. 5, 6 для разных металлов.

Особенностью зависимостей $R_x(V)$ для контактов U_2PtC_2-Me , где $Me=Ta, Mo, U_2PtC_2$, было то, что при температуре ниже T_k для обоих электродов они напоминали кривые, характерные для $N-c-S$, а не $S-c-S$ -контактов, поскольку критический ток на ВАХ никогда не наблюдался.

Большая часть кривых $R_x(V)$ контактов U_2PtC_2-Ta имела вид, показанный на рис. 6, б. Особенности на них сохранялись выше T_k для U_2PtC_2 , т. е. были обусловлены в основном танталовым электродом. На контактах второго типа (рис. 6, а), наоборот, щелевые особенности обусловлены U_2PtC_2 , так как они исчезали выше 1.5 К. На зависимостях $R_x(V)$ гетероконтактов U_2PtC_2-Mo (рис. 6, в, г) особенности проявлялись чаще при температуре ниже, чем T_k для молибдена, равной 0.92 К (рис. 6, г), и реже при более высокой температуре, близкой к T_k для U_2PtC_2 (рис. 6, в). Для гомоконтактов из U_2PtC_2 кривые $R_x(V)$ при $T < 1.5$ К (рис. 6, д) качественно не отличались от кривых, полученных для гетероконтактов. Лишь один из таких образцов (рис. 5, е) имел скачок $R(0)$ более чем в два раза при понижении температуры от 1.5 до 0.8 К, а для остальных изменение $R(0)$ составляло не более 20%. Для гомоконтактов из U_2PtC_2 критический ток на ВАХ также не наблюдался.

2. Обсуждение результатов

Согласно теории [11], ВАХ $N-c-S$ -контакта малого размера $d \ll \xi$, где ξ — длина когерентности, описывается формулой

$$I(V) = \frac{1}{4R_N} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon B(\varepsilon) \left(\text{th} \frac{\varepsilon + eV}{2kT} - \text{th} \frac{\varepsilon - eV}{2kT} \right), \quad (3)$$

где

$$B(\varepsilon) = \begin{cases} \left\langle \frac{4\alpha}{(\varepsilon/\Delta)^2 + [1 - (\varepsilon/\Delta)^2] (2D^{-1} - 1)^2} \right\rangle, & |\varepsilon| < \Delta, \\ \left\langle \frac{4|\varepsilon|\alpha}{|\varepsilon| + (\varepsilon^2 - \Delta^2)^{1/2} (2D^{-1} - 1)} \right\rangle, & |\varepsilon| \geq \Delta. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь D — коэффициент прохождения, зависящий от соотношения фермиевских скоростей и импульсов электронов в контактирующих электродах (полное выражение для D приведено в [12]); α — отношение p_z/P ; ось z перпендикулярна плоскости контакта; скобки $\langle . . . \rangle$ означают усреднение по α . Качественный вид ВАХ $N-c-S$ -контакта при $D=1$ и $T \rightarrow 0$ показан на рис. 4. В [11] определено также значение избыточного тока

$$I_x = j\Delta/eR_N, \quad (5)$$

где j — коэффициент, зависящий от D и принимающий максимальное значение $4/3$ для чистых ($l \gg d$) контактов при $D=1$; R_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии. Для грязных контактов ($l \ll d$) качественная картина сохраняется, причем максимальное значение j в этом случае при $D=1$ уменьшается до величины ~ 0.73 . Для S_1-c-S_2 -контакта

$$I_x = j(\Delta_1 + \Delta_2)/eR_N. \quad (6)$$

Параметры ряда контактов, измеренные при $T \simeq 0.8$ К, на ВАХ и $R_x(V)$ которых имелись особенности при переходе одного или обоих электродов в сверхпроводящее состояние, приведены в табл. 3. Здесь при вычислении j из формул (5) и (6) значение Δ предполагалось равным ²

² Величина щели для U_2PtC_2 , определенная далее по экспериментальным зависимостям $R_x(V)$, оказалась близкой к приведенной.

Таблица 3

Параметры контактов U_2PtC_2 —Me в сверхпроводящем состоянии

№	Me	$R_S \equiv R(0)$, Ом	R_N/R_S	I_n , мА	$j = I_n e R_N / \Delta$	T'_k , К
26	W	0.058	1.14	1.8	0.6	1.7
32	W	0.041	1.27	2.0	0.52	1.7
36	Cu	0.335	1.24	0.2	0.42	1.7
41	Ta	0.65	1.05	—	—	>2.5
47	Ta	0.095	1.4	1.2	0.18	1.6
49	Mo	0.71	1.1	—	—	0.9
60	Mo	0.06	1.2	—	—	1.7
64	W	0.11	1.11	0.7	0.43	1.6
65	W	0.145	1.22	1.0	0.9	1.6
68	U_2PtC_2	0.62	2.2	0.2	0.7	1.7
73	U_2PtC_2	3.0	1.2	0.05	0.45	1.6
74	U_2PtC_2	1.8	1.12	0.04	0.2	1.6

0.2 мэВ для U_2PtC_2 и 0.7 мэВ для Ta, исходя из соотношения теории БКШ $2\Delta(0)/kT_k = 3.5$. Величина T'_k определялась с точностью до 0.1 К как температура, при которой исчезал минимум на кривой $R_x(V)$.

Видно, что для всех $N-c-S$ -контактов отношение R_N/R_S увеличивается существенно меньше, чем в 2 раза, как это можно ожидать согласно теории (рис. 4). Значения j также в основном меньше его максимального значения 0.73 для грязного $N-c-S$ -контакта. Это можно связать с подавлением критических параметров сверхпроводника в области контакта, особенно на границе раздела электродов, вследствие обсуждавшихся ранее причин. В результате NS -граница, во-первых, может занимать только часть области, где осуществляется электрический контакт, и, во-вторых, проходить не по поверхности раздела электродов, а внутри U_2PtC_2 , отделяя более глубокую сверхпроводящую область U_2PtC_2 от приповерхностной несверхпроводящей. Таким образом, эквивалентная схема контакта может быть представлена в виде, изображенном на рис. 7. Величина R_n определяется нормальной областью U_2PtC_2 в контакте, R_{NS} , R_m — соответственно током, проходящим через NS -границу и минуя ее. Наличие шунтирующего R_m и последовательно включенного сопротивления R_n приведет, как легко показать, к изменению сопротивления такой цепи менее чем в 2 раза при изменении R_{NS} на максимальную величину в 2 раза, согласно теории. Когда величина R_n будет сравнимой или большей, чем R_{NS} , то произойдет сдвиг сверхпроводящих особенностей на $R_x(V)$ в сторону больших энергий, т. е. минимум на $R_x(V)$ будет уширяться. В случае $R_n \ll R_{NS}$, R_m значения R_N/R_S и j уменьшаются с уменьшением R_m , однако положение особенностей на кривой $R_x(V)$, а также ее форма не будут зависеть от R_m .³ Это обстоятельство используем при сравнении рассчитанных, согласно теории [11], кривых $R_x(V)$ с экспериментом.

Контакты U_2PtC_2 с нормальным металлом № 32 и 36 (рис. 5) имеют наиболее узкий среди остальных минимум на $R_x(V)$ и сравнительно большое значение R_N/R_S и j , т. е. можно ожидать, что они отвечают вышеприведенным требованиям ($R_n \ll R_{NS}$, R_m). Рассчитав по формулам (3), (4) для разных Δ при $D=1$ зависимости $R_x(V)$, найдем кривую, которая наилучшим образом совпадала по форме с экспериментально полученной кривой (рис. 7). Подобранная указанным способом величина Δ принималась за значение щели в U_2PtC_2 . Рассчитанная зависимость $R_x(V)$ при $\Delta=0.2$ мэВ, $T=0.84$ К и $D=1$ и экспериментальная кривая для контакта № 32 (рис. 5), а также определенные для данного образца значения Δ при других температурах показаны на рис. 7. Здесь же построена зависимость, подобная зависимости БКШ, для которой $2\Delta(0)=0.44$ мэВ и отношение $2\Delta(0)/kT_k=3.4$. Для контакта № 36 вычисленные значения

³ Последнее утверждение основано на результатах, полученных в [13].

Δ при $T=0.85$ К оказались близкими к найденным выше, хотя согласия между рассчитанными и экспериментальными зависимостями несколько хуже из-за усложнения формы минимума на кривой $R_x(V)$ дополнительной структурой. Наличие последней можно связать с неоднородным распределением величины Δ в области сужения из-за влияния давления и дефектов структуры контакта на критические параметры U_2PtC_2 .

Отметим, что значение D выбиралось всюду равным единице, поскольку при $D < 1$ согласие между расчетными и экспериментальными кривыми при данном Δ ухудшалось. Небольшое отличие D от единицы, например

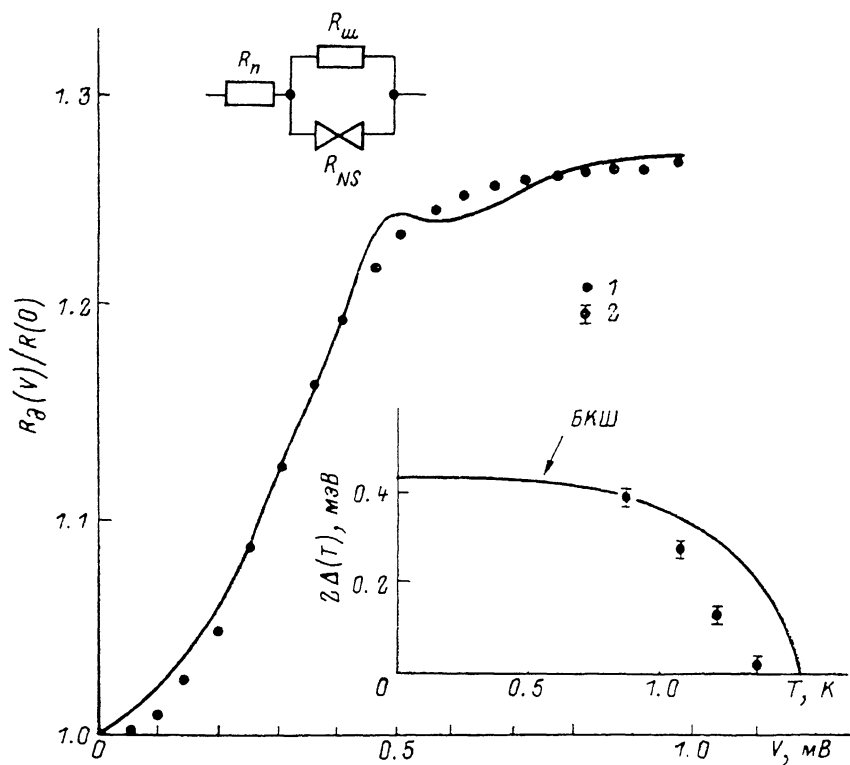


Рис. 7. Сравнение экспериментальной зависимости $R_x(V)$ контакта № 32 с рис. 5 и рассчитанной по формулам (3) и (4) для $\Delta=0.2$ мэВ, $T=0.84$ К и $D=1$ (1).

На вставке полученные на основе расчета (см. текст) значения Δ (2) при других температурах и кривая, подобная зависимости БКШ. Вверху — эквивалентная схема контакта.

$D=0.9$, уже приводит, согласно [11], к появлению на фоне минимума $R_x(V)$ заметного максимума при $V=0$, что не наблюдалось для рассмотренных кривых.

Что касается поведения $\Delta(T)$, то ее более быстрое убывание по сравнению с БКШ зависимостью нельзя отнести только за счет разогрева контактов, рассмотренного в разделе 1. Если при температуре ванны 0.8 К и напряжении 0.2 мВ, соответствующем величине щели, согласно теории теплового режима [8], температура в центре контакта может повыситься до 1 К, то при температурах 1 и 1.2 К и соответствующих величине щели напряжениях (0.15 и 0.07 мВ) перегрев будет всего 0.1 и 0.02 К соответственно.

Как отмечалось, ни на одной ВАХ контактов типа U_2PtC_2-Me , где $Me=Ta, Mo, U_2PtC_2$, при температуре ниже T_c для обоих электродов не наблюдался критический ток. Его отсутствие в контактах U_2PtC_2-Ta (или Mo) можно было бы интерпретировать по аналогии с работой [14] как проявление «отрицательного» эффекта близости, предполагая, что сверхпроводимость в U_2PtC_2 имеет триплетный характер. Однако даже

в гомоконтактах $U_2PtC_2-U_2PtC_2$ критический ток на ВАХ не наблюдался.⁴ Скорее всего это связано с подавлением сверхпроводимости на границе контактирующих электродов из-за влияния давления и несовершенства структуры приповерхностного деформированного слоя. Поскольку длина когерентности ξ в сплавах с короткими длинами пробега электронов, например в UPt_3 и UBe_{13} , равна примерно 10 нм, то уже достаточно тонкий по сравнению с размером исследуемых контактов (~ 1 мкм), но больше ξ слой нормального металла толщиной L приведет к нарушению условия слабой связи $\xi \gg L$ и, естественно, к исчезновению критического тока. Избыточный же ток будет наблюдаться, так как он обусловлен отражением электронов от NS -границы.

Обратим внимание на рис. 6, а. Здесь минимум на кривой $R_x(V)$ при $V=0$ заметно обостряется, т. е. $dR_x(V)/dV$ при $V \rightarrow 0$ растет с понижением температуры. Это можно интерпретировать как тенденцию к появлению критического тока, так как при его возникновении $dR_x(0)/dV \rightarrow \infty$. В этом случае, по-видимому, толщина нормальной прослойки не слишком большая по сравнению с ξ .

Как уже упоминалось, сверхпроводящие особенности от U_2PtC_2 на ВАХ исследуемых контактов ниже T_c наблюдались лишь для малой их части. Это свидетельствует о сильном влиянии состояния материала в закоротке на ее сверхпроводящие характеристики. В то же время на ВАХ контактов из обычных сверхпроводников [15] практически всегда появляются особенности при температуре ниже критической. Подобное поведение контактов на основе U_2PtC_2 может свидетельствовать о нетривиальной природе спаривания в данном соединении. Особенной чувствительностью к несовершенствам решетки должен обладать широко дискутируемый в последнее время механизм триплетного спаривания.

В заключение отметим, что в исследуемых контактах $\xi \ll d$ и не совсем строгим является подход с привлечением теории Зайцева [11]. Хотя теория для контактов, размеры которых существенно превышают ξ , отсутствует, однако можно привести качественные рассуждения, объясняющие происхождение щелевых особенностей в контактах больших размеров. Согласно предложенной в [15] модели $N-c-S$ -структуры, вблизи плоскости контакта встречаются две группы носителей заряда. Со стороны сверхпроводника электроны конденсата достигают границы раздела, сохраняя электрохимический потенциал неизменным практически до границы. Со стороны нормального металла при условии $l \gg d$ электроны, приходящие к отверстию, имеют избыточную энергию eV по отношению к электронам конденсата. Таким образом, в результате андреевского отражения должны наблюдаться особенности на ВАХ, когда eV достигает значения Δ сверхпроводника. Оценим длину неупругого пробега электронов l в нормальном металле, чтобы проверить выполнение условия

$l \gg d$, используя известную формулу $l(eV) = \hbar v_F / 2\pi \int_0^{eV} d\omega g(\omega)$, где

$g(\omega)$ — функция электрон-фононного взаимодействия. Для рассмотренных металлов данные для $g(\omega)$ можно взять из результатов микроконтактных измерений [3]. Оказывается, что при избыточной энергии электронов, равной 2–3 мэВ, значения l составляют не менее нескольких десятков, а то и сотен микрометров.⁵ Таким образом, условие $l(\Delta) \gg d$, предполагаемое в данной модели, выполняется с запасом. Наличие нормальной прослойки из U_2PtC_2 с малой длиной пробега нарушит условие $l \ll d$. Это приведет к тому, что электроны в нормальном металле приобретут избыточную энергию по отношению к электрохимическому потенциалу пар в сверхпроводнике при больших напряжениях, так как часть потенциала падает на прослойке. Следовательно, щелевые особенности

⁴ Аналогичная картина имела место и для UPt_3 , по данным [16].

⁵ Неупругая длина пробега электронов в использованных чистых металлах при гелиевых температурах также больше размеров контакта.

на $R_x(V)$ будут отодвинуты в область больших энергий, что наблюдалось на опыте для большей части контактов.

В заключение отметим, что из-за малости длины пробега электронов в контактах на основе U_2PtC_2 и других тяжелофермионных систем [9, 10, 13] нелинейность их ВАХ обусловлена разогревом закоротки транспортным током. При этом зависимость дифференциального сопротивления контакта $R_x(V)$ подобна зависимости сопротивления массива от температуры. Чтобы реализовать баллистический режим пролета электронов в сужении, когда возможно получение прямой информации о механизмах рассеяния электронов проводимости [2, 3], необходимо создать контакты, размеры которых на несколько порядков меньше, чем исследованные.

Изучение ВАХ отмеченных контактов при температурах ниже сверхпроводящего перехода в U_2PtC_2 показало, что получить на них особенности, связанные с проявлением энергетической щели сверхпроводника, довольно трудно. Это связывается с подавлением сверхпроводимости в области соприкосновения электродов вследствие ее деформации и внесения дефектов. В то же время для контактов, на ВАХ которых наблюдались особенности при $V < 1$ мВ и $T < T_k = 1.5$ К на основе предложенной модели и используя имеющиеся теоретические представления, получены значения величины энергетической щели в U_2PtC_2 и ее зависимость от температуры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Stewart G. R. Rev. Modern Phys., 1984, vol. 56, N 4, p. 755—787.
- [2] Jansen A. G. M., van Gelder A. P., Wyder P. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1980, vol. 13, N 33, p. 6073—6118.
- [3] Янсон И. К. ФНТ, 1983, т. 8, № 7, с. 676—709.
- [4] Чубов П. Н., Пилипенко Ю. А. В кн.: Приборы и техника эксперимента в криогенных системах. Сб. научн. тр. Киев: Наукова думка, 1978, с. 123—126.
- [5] Kaiser A. B., Doniach S. Intern. J. Magn., 1970, vol. 1, N 1, p. 11—16.
- [6] Meisner G. P., Giorgi A. L., Lawson A. G. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 53, N 19, p. 1829—1832.
- [7] Thompson J. D., Meisner G. P. Physica, 1985, vol. 130B, N 1, p. 168—170.
- [8] Verkin B. I., Yanson I. K., Kulik I. O. et al. Sol. St. Commun., 1979, vol. 30, N 4, p. 215—218.
- [9] Найдюк Ю. Г., Грибов Н. Н., Лысых А. А., Янсон И. К. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 8, с. 325—328; ФТТ, 1985, т. 27, № 12, с. 3571—3580.
- [10] Moser M., Wachter P., Franse J. J. M. et al. J. Magn. & Magn. Mat., 1986, vol. 54—57, p. 373—374.
- [11] Зайцев А. В. ЖЭТФ, 1986, № 5, с. 1742—1758.
- [12] Бобров Н. Л., Рыбальченко Л. Ф., Фисун В. В., Янсон И. К. ФНТ, 1987, т. 13, № 6, с. 611—626.
- [13] Solanki-Moser M. Phil. D. Thesis. ETH, Zürich, 1987.
- [14] Han S., Ng K. W., Wolf E. L. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 57, N 2, p. 238—241.
- [15] Янсон И. К., Фисун В. В., Бобров Н. Л., Рыбальченко Л. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 9, с. 425—428.
- [16] Poppe U. J. Magn. & Magn. Mat., 1985, vol. 52, p. 157—160.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.